

АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ



ТРУДЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
ПОСВЯЩЕННОЙ 70-ЛЕТИЮ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»

14 - 15 ноября

Контрольный экземпляр

Ташкент 2013 г.



53(063) - Физика

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»**

Программный комитет

Организационный комитет

1. Лутпуллаев С.Л. –проф, председатель
2. Ашуров М.Х. - академик
3. Гуламов К.Г.- академик
4. Захидов Р.А. – академик
- 5.Мамадалимов А.Т. – академик
- 6.Мукимов К.М. - академик
- 7.Муминов Р.А. – академик
- 8.Муминов Т.М. – академик
- 9.Мусаханов М.М. - академик
10. Рискиев Т.Т.- академик
11. Расулев У.Х. – академик
- 12.Саидов М.С., академик
- 13.Тураев Н.Ю. - академик
14. Юлдашев Б.С. - академик

1. Лутпуллаев С.Л. председатель, ФТИ
2. Атабаев И.Г. зам предс, д.ф.м.н., ИМ
3. Ахатов Ж.С. зам предс, к.т.н., ФТИ
4. Саидханов Н.Ш., д.ф.м.н., ученый секретарь
5. Абдурахманов А.А., зав лаб., д.т.н., ИМ
6. Байзаков Б., к.ф.м.н., ФТИ, зав лаб
7. Авезова Н.Р., зав лаб., к.т.н., ФТИ
8. Гуламова Д.Д., д.х.н., ИМ, зав лаб
9. Мирсагатов Ш.А., д.ф.м.н., ФТИ, зав лаб
10. Навотный В.С. , д.ф.м.н., ФТИ, зав лаб
11. Олимов К., д.ф.м.н., ФТИ, зав лаб
12. Сулейманов С.Х., к.ф.м.н., ИМ, зав лаб
13. Турсунбаев И.А. , к.т.н., ФТИ, зав лаб
14. Турсунов М.Н. , д.т.н., ФТИ, зав лаб
15. Файзиев Ш., к.т.н., ИМ, зав лаб
16. Шамирзаев С.Х. д.ф.м.н., ФТИ, зав лаб
17. Цой Э.Н., к.ф.м.н., ФТИ.
18. Газиев У.Х., к.т.н., ФТИ.
19. Усманов Ш.Н., к.ф.м.н., ФТИ.
20. Жураев Х., секретарь ФТИ (Узб.)
21. Халимов А.С., секретарь ФТИ (Иност.)

© ФТИ НПО «Физика-Солнце», АН РУз, 2013 г.

2014/14	Alisher Navoiy
A	nomidagi
1239	O'zbekiston MK

У 51846
4

ВВЕДЕНИЕ

Физико-технический институт (ФТИ) организован 4 ноября 1943г. и являлся первым академическим институтом, осуществляющим широкомасштабные исследования в области физики и техники на территории всей Средней Азии, и имел несколько важнейших задач, связанных с развитием науки и техники во всем регионе. Он должен был:

- являться катализатором новых исследований фундаментальных и прикладных исследований в области физических и технических наук;
- служить исследовательским центром, на базе научных направлений которого создавались новые научно-исследовательские институты и кафедры как самой академии наук, так и в различных министерствах, ведомствах и высших учебных заведениях;
- являться центром подготовки высококвалифицированных научных кадров для науки и системы образования всего региона.

Из этих задач вытекают следующие особенности первоначальной организации и дальнейшего развития института:

- широкий спектр научных направлений и концентрация усилий на наиболее перспективных научных проблемах;
- тесная связь с высшими учебными заведениями региона;
- опора на молодежь, стремление привлекать в науку талантливую молодежь начиная со студенческой скамьи;
- стремление к практической реализации результатов научно-исследовательских работ.

В ФТИ развивались многие современные направления фундаментальных и прикладных исследований. В результате на базе научных направлений института организовывались ряд новых научно-исследовательских институтов. На базе подразделений ФТИ в 1956 г. создан Институт ядерной физики, в 1967 г. - Институт электроники. В 1986 г. на базе института организовано Научно-производственное объединение "Физика-Солнце". В 1987 г. на основе научно-технических разработок института введен в эксплуатацию уникальный оптико-зеркальный комплекс с Большой солнечной печью с тепловой мощностью 1000 кВт. На базе этого комплекса в 1993 г. создан Институт материаловедения, входящий в состав НПО "Физика-Солнце" АН РУз. Были созданы десятки кафедр и лабораторий ВУЗов и НИИ, конструкторские бюро.

Еще одним результатом развития ФТИ явилось создание в Узбекистане научных школ в области физики и техники объединяющих в своем составе десятки и сотни талантливых и высокопродуктивных в научном плане ученых – докторов наук, профессоров, важнейшие научные результаты которых, опубликованные в ведущих научных журналах мира и представленные на авторитетных научных форумах, получили широкое мировое признание. Эти научные школы, получившие мощную поддержку после достижения Узбекистаном независимости, объединяют ученых в следующих направлениях фундаментальных и прикладных исследований:

- физика высоких и сверхвысоких энергий;
- физика полупроводников;
- теория твердого тела;
- теоретическая физика;
- преобразование солнечной энергии.

В институте работают 214 чел., в т.ч. 4 академика, 21 докторов наук, 33 кандидатов наук, 90 научных сотрудников, 10 старших научных сотрудников соискателей. В разные годы институт возглавляли крупные ученые С.С.Васильев, У.А.Арифов, С.А.Азимов, С.У.Умаров, Г.Я.Умаров, К.Г.Гуламов.

С 1999г. институт возглавляет д.ф.-м.н., профессор С.Л.Лутпуллаев.

Уникальные научные объекты и производства:

- автоматизированный измерительный центр обработки данных с пузырьковых камер;
- центр обработки и анализа информации с рентгеноэмульсионных камер;
- исследовательский комплекс для проведения и изучения низкотемпературной диффузии в полупроводниковых материалах;
 - цех по опытному производству кремниевых фотоэлементов и батарей;
 - измерительные стенды для испытания двигателей Стирлинга;
 - уникальный объект «ГЕЛИОПОЛИГОН»,
 - опытное производство по выпуску нестандартного оборудования.

За годы независимости существенно расширились международные связи. Ученые института участвуют в крупных международных программах и грантах. Сотрудниками института в последние годы велось более 30 работ с зарубежными партнерами по различным контрактам и грантам, таких как АБР, ИНТАС, НАТО, ИНКО КОПЕРНИКУС, CRDF, DAAD, TWAS, Erasmus, ЮНЕСКО и др.

При институте созданы малые предприятия "Qurilishgelioservis", "Novo Engineering", "Solar Energy Products", "Keramika-quyosh" выпускающие по разработкам института солнечно-тепловые установки горячего водоснабжения, фотоэлектрические панели, полупроводниковые датчики и различные керамические изделия для нужд различных отраслей республики.

Институтом издаётся международный журнал "Гелиотехника" которое переводится на английский язык и распространяется по всему миру компанией Allerton Press. Inc. Нью-Йорк, США под названием "Applied Solar Energy".

1. ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ

К РАЗРАБОТКЕ ADS - СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

Абдуллаева Г.А., Коблик Ю.Н., Османов Б.С., Хугаев А.В., Юлдашев Б.С.

Институт Ядерной Физики,

100214, Ташкент, Узбекистан, e-mail: koblik@inp.uz

Работа направлена на разработку усилителя потока нейтронов от внешнего источника нейтронов. Наличие такой установки позволит создать экспериментальную базу для проведения ядерно-физических исследований и существенно расширить возможности для практического обеспечения внедрения новых наукоемких технологий. ADS системы способны размножать нейтроны “внешнего” источника и обеспечивать поток нейтронов, сравнимый с потоками от типовых исследовательских реакторов. К их достоинствам следует отнести не только способность размножать нейтроны от “внешнего” источника, но и использовать их как накопители ядерного топлива. Разработка экспериментальной установки и измерение сечений деления ядер топливных элементов нейтронами, в области энергий до ~ 14 МэВ, с относительной погрешностью измерения $\sim 3\%$ востребованная задача. Знание этих сечений составляет экспериментальную основу для определения и расчета параметров (состав топлива, размеры активной зоны, характерное время эффективной работы, коэффициент усиления потока нейтронов и т.д.) ADS систем. При этом теоретические параметры разрабатываемых ADS систем должны быть близки к их характеристикам, реализуемым на практике. В первую очередь необходимо знать следующие физические параметры установки:

- состав ядерной смеси и выделяемая энергия .
- расчет условия подкритического режима работы системы.
- расчет коэффициента усиления по нейтронам и по выделяемой мощности.
- расчет % состава ядерного топлива при первоначальной загрузке.

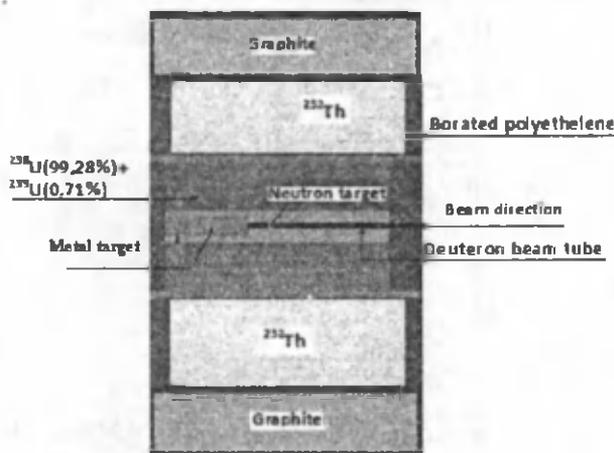


Рис.1 ADS система.

На Рис.1 показана схема ADS установки. Источник нейтронов, расположен в центре активной зоны (смесь натурального урана), и состоит из мишени (neutron target) и пучка дейтронов (deuteron beam tube), падающих справа (beam direction). Внешняя зона представляет собой торий-232. В системе присутствуют также заглушка пучка (metal target) и слои графита (graphite) и полиэтилена (borated polyethelene) для концентрации нейтронных полей внутри установки.

Поток нейтронов от внешнего источника равен ν_0 . Реакция бинарного деления этими нейтронами произвольного ядра активной зоны есть:



где A и B – фрагменты бинарного деления, а n – нейтроны, k – число нейтронов, образовавшихся в ходе реакции. При этом, из числа образовавшихся нейтронов количество нейтронов $k_{ef} < k$ ведет вновь к процессу деления других ядер среды:

$$\nu_0 \rightarrow \nu_0 k_{ef} \rightarrow k_{ef}(\nu_0 k_{ef}) \rightarrow \dots \quad (2)$$

и коэффициент усиления по нейтронам есть

$$K_M = \frac{\nu}{\nu_0} = \frac{1}{1 - k_{ef}} > 1 \quad (3)$$

а выделяемая при этом мощность установки:

$$P = \nu \cdot E_{fis} = \frac{\nu_0 \cdot E_{fis}}{1 - k_{ef}} \quad (4)$$

Выражение для мощности ADS системы:

$$P = v \cdot E_{fis} = \frac{v_0 \cdot E_{fis}}{1 - k_{ef}} = \frac{\bar{v}U_{fis}}{U_p(1 - k_{ef})} U_p I \equiv R_t \cdot P_p \quad (5)$$

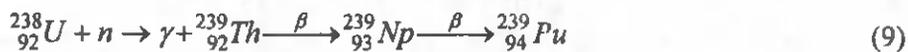
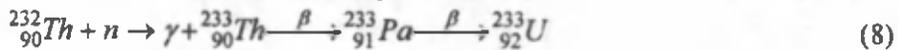
где: $|e| U_{fis} = E_{fis}$, U_p – напряжение электрического поля ускорителя, $P_p = U_p I$ – мощность ускорителя и R_t – теоретический коэффициент усиления, определяемый как:

$$R_t = \frac{\bar{v}U_{fis}}{U_p(1 - k_{ef})} \quad (6)$$

На практике соотношение (6) трудно реализовать в чистом виде, поскольку на мощность установки влияет параметр эффективности ускорителя и эффективность производства электроэнергии, которые в совокупности дают множитель, равный произведению этих эффективностей: $G = 0.25$, где 50% эффективность ускорителя и электростанции. Тогда для практического использования коэффициент усиления по мощности будет равен:

$$R_{pract} = G \frac{\bar{v}U_{fis}}{U_p(1 - k_{ef})} = \frac{\bar{v}U_{fis}}{4 \cdot U_p(1 - k_{ef})} \quad (7)$$

Наработка ядерного топлива происходит за счет реакций:



Условием наработки конечных продуктов деления является условие равенства вероятности радиационного захвата нейтрона “input” ядром с вероятностью деления конечного продукта цепочки реакций, т.е. “output” ядра. Условие стабильной работы такой ADS системы тогда запишется в виде:

$$\sigma_{Capt} [input_nucleus(n, \gamma)] \cdot \bar{n}(input) = \sigma_f [output_nucleus(n, f)] \cdot \bar{n}(output) \quad (10)$$

Состав рабочей смеси в активной зоне, с учетом того, что сечение деления $\sigma_f(E) = \sigma_f[{}^{233}_{92}\text{U}(n, f)]$ меняется в интервале $1.5 < \sigma_f({}^{233}_{92}\text{U}) < 4.5$ барн, в диапазоне энергии налетающих нейтронов $10^{-2} < E_n < 10$ МэВ [1,2], откуда $\sigma_f({}^{233}_{92}\text{U}) \approx 2.8$ барн, Сечение радиационного захвата $\sigma_{Capt}(E) = \sigma_{Capt}[{}^{232}_{90}\text{Th}(n, \gamma)]$, в диапазоне $10^{-3} < E_n < 2$ МэВ, $10^{-2} < \sigma_{Capt}[{}^{232}_{90}\text{Th}(n, \gamma)] < 10$ [1,2], откуда $\sigma_{Capt}[{}^{232}_{90}\text{Th}(n, \gamma)] \approx 0.4$. Из условия (10) получаем соотношение на плотности смеси ядерного топлива в виде:

$$\frac{n({}^{233}_{92}\text{U})}{n({}^{232}_{90}\text{Th})} = \frac{\sigma_{Capt}[{}^{232}_{90}\text{Th}(n, \gamma)]}{\sigma_f[{}^{233}_{92}\text{U}(n, f)]} = \frac{0.4}{2.8} \approx 0.148 \quad (11)$$

Состав смеси ядерного топлива в соотношении ${}^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow 87\%$ и ${}^{233}_{92}\text{U} \rightarrow 13\%$.

В заключение отметим, что полученные условия позволили сделать оценки параметров, необходимых для создания ADS установки:

коэффициент усиления по нейтронам ~ 2 порядка,

коэффициент усиления мощности ~ 110 ,

условие подкритического режима и его зависимость от геометрического фактора активной зоны ADS системы.

процентный состав ядерного топлива на основе реакции (8), где мы получили, что тория – 232 и урана – 233 составляет 87% и 13% соответственно.

Литература

1. М.В. Горбачев, Ю.С. Замятин, А.А. Лбов, “Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер”, Москва, Атомиздат, 1976.
2. National Nuclear data Center (www.nndc.bnl.gov)

К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ПРЕПАРАТА «МАГНЕВИСТ» В GdНЗТ

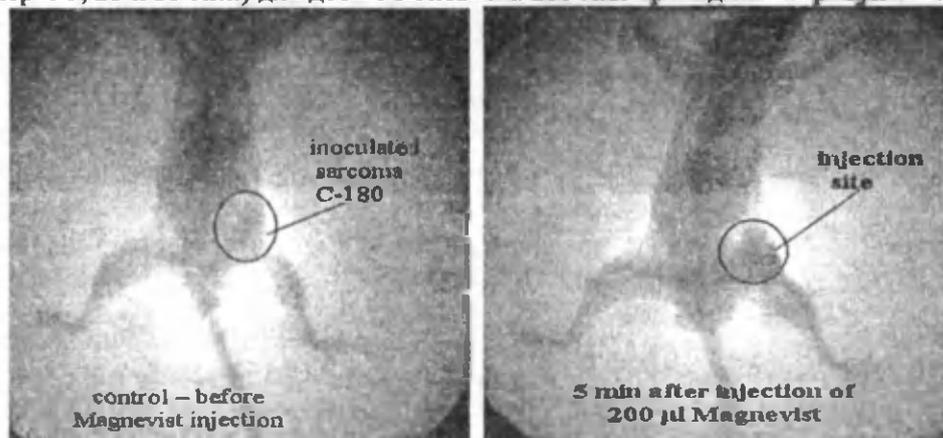
Г.А.Абдуллаева¹, Г.Т.Джураева¹, А.А.Ким¹, Ю.Н.Коблик², Г.А.Кулабдуллаев¹, Ш.Н.Сайтжанов¹, И.Р.Мавлянов², О.А.Агзамов³, Д.М.Алимов³, Н.Ходжаева³, Х.З.Турсунов⁴

¹Институт Ядерной Физики АН РУз, ²Ташкентская Медицинская Академия, ³РОНЦ Минздрава Республики Узбекистан, ⁴РПАЦ Минздрава Республики Узбекистан.

Основные исследования по НЗТ были выполнены и выполняются преимущественно с применением препаратов на основе ¹⁰B. Проводимые исследования показывают что, эти препараты не всегда оказываются эффективными. При НЗТ некоторых глубоколежащих опухолей не всегда удается создать требуемую терапевтическую дозу. Существуют сложности с доставкой и удержанием достаточного количества препарата в опухоли. Требуются препараты с высоким градиентом накопления в опухоли по отношению к здоровой ткани и с элементами, имеющими большое сечение захвата нейтронов. Поэтому было обращено внимание на препараты на основе Gd, сечение реакции захвата нейтронов одного из изотопов которого 66,4 раза выше, чем ¹⁰B. Вначале соединения с гадолинием, способные с большим градиентом накапливаться в опухоли, были предложены в качестве контрастного вещества для ЯМР диагностики. Естественный Gd состоит из 7 стабильных изотопов включающий ¹⁵²Gd (0,205%), ¹⁵⁴Gd(2,23) ¹⁵⁵Gd(15,10), ¹⁵⁶Gd(20,60), ¹⁵⁷Gd(15,70), ¹⁵⁸Gd(24,50), ¹⁶⁰Gd(21,60). Из них ¹⁵⁵Gd и ¹⁵⁷Gd имеют большие (n,γ) сечения, 60800 и 255000 барн соответственно. При распаде возбужденных ядер ¹⁵⁶Gd и ¹⁵⁸Gd испускаются γ-кванты (7,88 МэВ), электроны внутренней конверсии, Оже-электроны, электроны Костера-Кронинга и рентгеновское излучение. В работе [1], было показано, что Оже-электроны могут увеличить относительную биологическую эффективность и терапевтический индекс GdНЗТ. Отмечено что при захвате нейтронов испускается 88% электронов внутренней конверсии, имеющих пробег в ткани 60 мкм, что в 6,7 раз больше пробега частиц, образующихся при распаде ¹⁰B. В работе Shih [2] предложена оптимальная концентрация ¹⁵⁷Gd – 50–200 мкг в 1г мягкой опухоли, достаточная для вызывания цитостатической эмиссии частиц.

Используемые в практической медицине фармакологические препараты на основе Gd не токсичны. Использование Gd-DTPA (Магневист), вместо свободного Gd продемонстрировало более высокую безопасность [3]. Однако, Gd-DTPA быстро элиминируется из опухолей из-за высокой гидрофильности, что осложняет его применение в GdНЗТ. Многочисленные исследования по методам доставки и удержания достаточного количества Gd в опухоли, такие как прямая внутриопухолевая инъекция комплекса гадопентеновой кислоты с хитозаном, Gd-содержащей эмульсии и микросфер; артериальное введение микрокапсул с Gd или инфузия Gd-препаратов в опухоль не полностью решают такие задачи Gd-НЗТ, как повышение концентрации Gd в опухолях, доставка Gd-препаратов в труднодоступные для прямой инъекции участки тела и др.

Для решения этих задач требуются дополнительные исследования. В частности исследование зависимости поглощенной дозы от убывания концентрации гадолиния из опухоли. С этой целью нами был разработан новый метод визуализации Магневиста [4] при внутриопухолевом и внутримышечном введении, а также исследована фармакокинетика Магневиста у мышей и крыс. Для эксперимента были использованы белые мыши с привитыми опухолями саркомы штамма C180 и здоровые белые крысы. Рентгеноскопию крыс и мышей проводили на рентгеновской установке Sirescop «Siemens». Обработку рентгенограмм проводили на программном обеспечении Image J2x 2.1.4.7ud2 Wayne Rasband, National Institute of Health, USA. Рентгенограммы мышей (перед инъекцией, через 5, 25 и 35 мин) для дозы Магневиста 200 мкл приведены на рисунке 1.



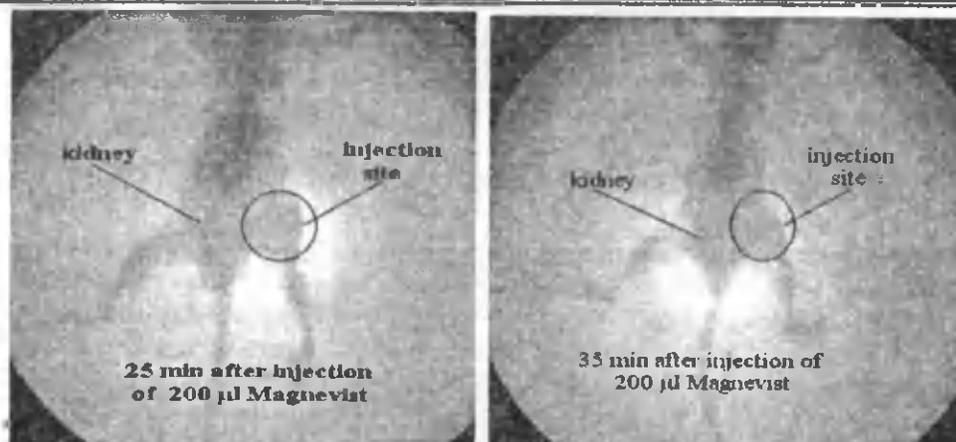


Рис. 1 - Динамика Магневиста при дозе 200 мкл.

Разработанный метод визуализации препарата «Магневист» позволил определить динамику его убывания при внутриопухолевом введении у мышей (рис. 2) и при внутримышечном введении у крыс.

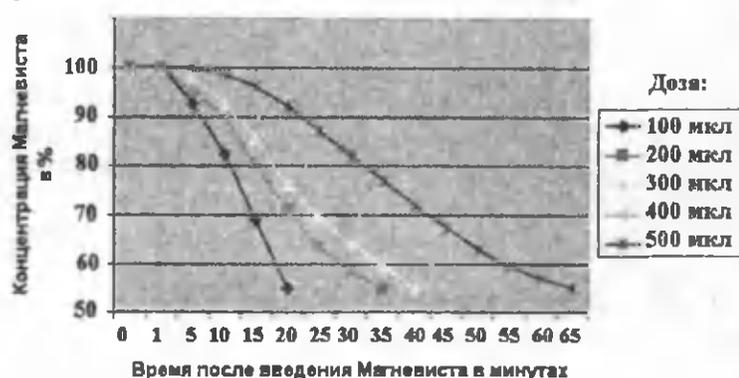


Рис. 2 – Динамика убывания Магневиста при внутриопухолевом введении.

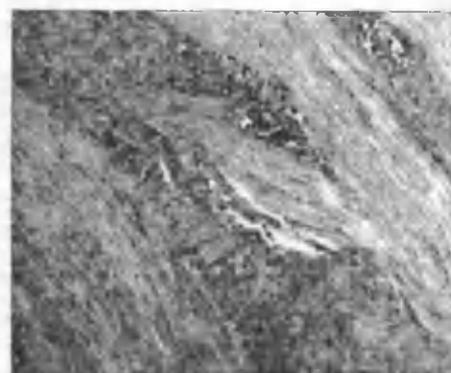


Рис. 3 - Атипичные опухолевые клетки среди фиброзной ткани.

Установлено, что при внутриопухолевом введении Магневиста оптимальная концентрация препарата (до 80%) сохраняется в течение времени 15 - 25 минут в зависимости от введенной дозы препарата. Затем происходит достаточно быстрое выведение Магневиста из опухоли. На рентгенограммах отчетливо видно, что на 25 минуте появляется потемнение левой почки, что может свидетельствовать о том, что в ней аккумулируется значительное количество гадолиния. При внутримышечном введении Магневиста оптимальная концентрация препарата (до 80%) сохраняется в течение 10 минут. Предварительный анализ показывает что при учете экспериментально определенной зависимости убывания Магневиста, значение поглощенной дозы в некоторых случаях может отличаться на величину ~ 30% от значения дозы полученной без учета этой зависимости.

Для исследования терапевтической дозы создаваемой пучком эпитепловых нейтронов были проведены дополнительные эксперименты по облучению опухолевого материала (аденокарциномы желудка) человека, удаленного во время плановой хирургической операции. За время облучения 20 мин поглощенная доза составила величину 7,4 Грея. После проведения гистологических анализов облученных материалов не было обнаружено каких либо различий по сравнению с контрольными образцами, т.е. при облучении опухолевого материала *in situ* эпитепловыми нейтронами с поглощенной дозой 7,4 Грея не происходит видимых гистологических изменений (рис.3). Данный результат представляет собой интерес для практической онкологической радиологии, поскольку при других видах облучения (гамма-облучение) пациентов при таких дозах наблюдаются сильные поражения тканей.

Литература

1. Martin, R.F., D'Cunha, G., Pardee, M. and Allen, B.J., 1988, Int. J. Radiat. Biol., 54, 205.
2. Shih, J.L. and Brugger, R.M., 1992, Med Phys 19, 733-44.
3. Barnhart, J.L., Kuhnert, N., Bakan, D.A. and Berk, R.N., 1987., Magn. Reson. Imaging 5, 221-31.
4. G. A. Abdullaeva, Yu. N. Koblik, G. A. Kulabdullaev, Sh. Saytjanov Gd-NCT investigations at WWR-SM reactor of INP UzAS. Nuclear science and its application, Samarkand (Uzbekistan), September 25-28, 2012, с. 173-174.

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЭКСХАЛЯЦИИ РАДОНА ИЗ ПОЧВ В ПОЛЕВЫХ УСЛОВИЯХ

Васидов А.

Институт ядерной физики,

Ташкент, Узбекистан Тел. 99871-2893645, e-mail: samad@inp.uz

Как известно, в общую объемную активность радона в помещениях вносят свою лепту почва под зданием. Как показывают многочисленные данные, фактические значения скорости эксхалляции радона (СЭР) из одинаковой почвы, измеренные в лабораторных и полевых условиях, отличаются в десятки и иногда даже сотни раз. Потому что в реальных условиях, на значения СЭР влияет множество факторов: подземные трещины и разломы; градиенты температур и давления; влажности, пористости и плотности почв. Эти дестабилизирующие факторы природы увеличивают конвекционные расстояния газов радона и торона в воздушной среде. Обычные бумажные фильтры, используемые в измерительных камерах пропускают обе частицы, и радона и торона. Визуальное определение энергии α -частиц по форме треков очень трудно. Для определения реального значения ^{222}Rn , необходимо учитывать вклад ^{220}Rn из общего количества треков, или остановить поступление ^{220}Rn в камеру, применяя специальные фильтры, пропускающие только газы ^{222}Rn . Однако, из-за отсутствия таких фильтров, мы предпочли применить другой метод, метод задержки короткоживущего ^{220}Rn в воздухе камеры, создавая искусственные барьеры на его пути. Целью данной работы являлось - создание двухкамерного регистратора с двумя детекторами CR-39 для полевого определения скорости эксхалляции $^{220}\text{Rn} + ^{222}\text{Rn}$ и ^{224}Rn из почв.

На рисунке 1 показан схематический вид двухкамерного и двухдетекторного полевого регистратора радона. Регистратор радона состоит из двух пластиковой камеры, и в камерах установлены детекторы CR-39 (Д1 и Д2), и входная часть камер закрыты бумажными фильтрами. Камеры имеют большую и маленькую цилиндрическую форму и находятся в одном, только входные части камеры установлены противоположно друг к другу, чтобы создать искусственные барьеры, удлиняя обратные пути для задержки Rn-220.

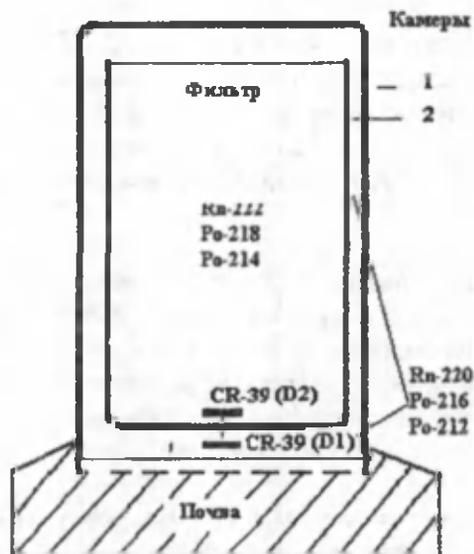


Рис. 1. Схематический вид двухкамерного и двух детекторного полевого регистратора радона.

Принцип работы камер такова - детектор CR-39 (1) в камера-1 регистрирует одновременно обе частицы, и радона и торона, CR-39 (2) крепленной в нижней части камеры-2 регистрирует только радона-222 и их ДПР, а короткоживущие ^{220}Rn ($T_{1/2}=56$ с) распадаются в пути, не достигая до CR-39 (2).

Эксперименты с двухкамерными регистраторами радона были проведены в весеннее и летнее время года в пяти точках участка (20×30 м²) на глубине 30-35 см от поверхности земли. Время экспозиция камер составила 4 дней. Результаты эксхалляции радона из почв измеренные, весной и летом составили, 22,1 и 16,4 Бк/м²ч, соответственно. Отсюда видно, что СЭР имеет сезонный характер поведения и ее значения в 1,5 раза больше в весеннее время, чем в летнее.

Также были определены СЭР из пяти почв в лабораторных условиях и их значения лежат в интервале $0,08 \div 0,12$ Бк/м²ч [1]. Как следует из полученных данных, полевые значения СЭР в 160 и 220 раз больше чем лабораторные, для летнего и весеннего времени. Такая большая разница в значениях эксхалляции радона из

почв свидетельствует о том, что природные факторы сильно влияют на результаты СЭР.

Литература

1. Vasidov A., Kist A. A. Measurements of radon exhalation rate from soil samples of the Tashkent area by CR-39. The 5th EACNSA. Ankara, Turkey, 14-17 Oct. 2008, -p. 219.

СИСТЕМА ПОИСКА БИБЛИОГРАФИЧЕСКОЙ БАЗЫ ДАННЫХ КОЛЛЕКЦИИ ИНИС С СОПУТСТВУЮЩИМИ ПОЛНОТЕКСТОВЫМИ ДОКУМЕНТАМИ В ИНТЕРНЕТ

Кадырова М., Яхшиликёв А., Юлдашев Х.

Институт ядерной физики АН РУз.

Ташкент, Узбекистан, e-mail: kadyrova@inp.uz

Международная система ядерной информации (ИНИС) является ведущей мировой информационной системой по вопросам мирного применения ядерной науки и технологии. Английская аббревиатура INIS означает International Nuclear Information System. Система образована и используется Международным агентством по атомной энергии (МАГАТЭ) в сотрудничестве с 128 государствами и 24 международными организациями – членами ИНИС. Эта децентрализованная информационная система поддерживает базу данных, которая содержит более 3,4 млн. библиографических ссылок на научную литературу, публикуемую во всем мире и посвященную мирному использованию ядерной энергии. Кроме того, она поддерживает собрание около 310 тыс. online полнотекстовых документов, получение которых из других источников затруднено. Основная выходная продукция ИНИС: база данных ИНИС МАГАТЭ в сети Internet, БД ИНИС на дисках CD-ROM, коллекция CD-ROM с изображениями полнотекстовых документов ТДЛ и многоязычный тезаурус, систематизированный набор данных в ядерной области, позволяющий осуществлять поиск с помощью ключевых терминов.

Узбекистан присоединился к ИНИС в 1995 и стал 91-м ее членом. В ходе выполнения проекта технического сотрудничества МАГАТЭ (2007-2010) UZB/0/003 «Модернизация ИНИС центра Узбекистана» был создан веб сайт <http://inis.uz> ИНИС центра Узбекистана. Сайт обеспечивает доступ к базе данных ИНИС и информационным ресурсам центра, а также оказывает предоставление услуг по доставке полных текстов труднодоступной литературы и публикаций, изданных в Узбекистане по ядерной тематике и информации из ресурсного фонда для ИЯФ и для других ядерно-физических организаций Узбекистана. Web сайт ИНИС центра Узбекистана является единственным порталом ядерных информационных ресурсов и услуг для специалистов в области ядерной физики в Узбекистане.

3 апреля 2009 года был объявлен свободный и неограниченный доступ к БД ИНИС пользователям Интернет во всем мире. С 1 сентября 2011 года старая INIS online database изъята и ИНИС перешел на Google – основанную систему поиска, которая постоянно совершенствуется. Целью презентации является познакомить пользователей ИНИС с широкими возможностями системы поиска коллекции информационных ресурсов базы данных ИНИС с использованием современных Интернет технологий.

Сфера тематики ИНИС

Коллекция ИНИС охватывает все аспекты мирного использования ядерной науки и технологии, такие как ядерные реакторы, безопасность реакторов, термоядерный синтез, применения излучений и радиоизотопов в медицине, сельском хозяйстве, промышленности и борьбе с насекомыми-вредителями, а также смежные области ядерной химии, ядерной физики и материаловедения. Особое внимание уделяется воздействию ядерной энергии на окружающую среду, экономику и здоровье. Охватываются также юридические и социальные аспекты, связанные с ядерной энергией.

Доступ к Коллекции ИНИС

Коллекция ИНИС бесплатно доступна в Интернете, и доступ может быть получен через веб-сайт ИНИС <http://www.iaea.org/INIS> или непосредственно через <http://inis.iaea.org/search/>.

Поиск в Коллекции ИНИС

Поиск в Коллекции ИНИС производится с помощью Google Search Appliance®. Это программа тщательно отлажена для обеспечения высокой производительности, позволяя пользователям результативно и эффективно искать и получать информацию из Коллекции ИНИС. ИНИС обеспечивает получение информации в двух основных режимах поиска: **Стандартный поиск** и **Расширенный поиск**.

Многоязычный пользовательский интерфейс

Веб-сайт для поиска в Коллекции ИНИС можно просматривать на любом из следующих языков: английском, арабском, испанском, китайском, немецком, русском и французском. Пользователь может выбрать язык из раскрывающегося перечня, который имеется в разделе заголовка каждой страницы. После входа пользователя в систему автоматически активизируется предпочтительный язык, сохраненный в данных пользователя («Мои установки») на странице «Моя

ИНИС»). Язык по желанию можно поменять в любое время в ходе работы, используя раскрывающийся перечень в заголовке, при этом язык по умолчанию, выбранный в профиле пользователя, не меняется. При следующем входе пользователя в систему вновь активизируются языковые установки, заданные в данных пользователя.

Многоязычный поиск

Многоязычный поиск позволяет вводить запрос одновременно на следующих языках: английском, арабском, испанском, китайском, немецком, русском и французском. Эта возможность реализуется через интерфейс расширенного поиска. Многоязычный поиск применяется только при использовании процедуры расширенного поиска для запросов, определенных как «Все», «фраза» или «Везде». Когда пользователь выбирает «Все», «фраза» или «Везде», на правой стороне экрана при построении запроса появляется маленькое окно. Пользователь может указать предпочтительный язык поиска. Предпочтительный язык сохраняется до завершения исполнения запроса. При исполнении запроса переведенные термины в результатах поиска выделены.

Интеграция Многоязычного тезауруса ИНИС

На протяжении ряда лет ИНИС создавала свой собственный Тезаурус ИНИС и продолжает работу по его регулярному расширению. Пользователи Коллекции ИНИС в процессе поисков могут использовать этот Тезаурус.

При построении запроса расширенного поиска используется интеграция Многоязычного тезауруса ИНИС.

Для поиска в Коллекции ИНИС с применением Многоязычного тезауруса ИНИС используйте процедуру построения запроса расширенного поиска и произведите следующие операции:

Используя процедуру построения запроса расширенного поиска, выбрать одно из следующих полей: «Дескрипторы, DEI или DEC».

Появляется раскрывающийся перечень языков. Выберите язык, на котором вы хотите использовать Тезаурус ИНИС.

Когда в выбранных полях вы начинаете печатать текст, появляется автоматически заполняемый перечень дескрипторов на выбранном языке.

Из этого автоматически заполняемого перечня выберите какой-либо дескриптор. На правой стороне экрана, отражающего процедуру построения запроса расширенного поиска, появится «Словесный», отражающий отношение к выбранному дескриптору. Если на знак «?» навести мышь, то появится разъяснение, показывающее это отношение.

Для замены дескриптора, выбранного первоначально при построении запроса, щелкните на необходимом дескрипторе.

Если используется не английский язык, то для поиска используется эквивалентный английский термин из Тезауруса ИНИС. В «Словесный» показывается английский эквивалент искомого термина. Этот же термин выделяется также в результатах поиска.

Поиск с использованием булевых операторов

При булевом поиске для ограничения результатов поиска используются такие операторы, как «AND», «OR» или «NOT». Поскольку поиск в Коллекции ИНИС осуществляется с помощью Google Search Appliance, соблюдаются правила булевого поиска, определяемые программным обеспечением Google. По умолчанию один пробел в запросе Google воспринимает как *AND*. Знак минус (-) перед используемым в поиске термином означает оператор *NOT*.

Интеграция с базой данных "Совещания по вопросам атомной энергии" (MoAE)

С информацией о совещаниях по вопросам атомной энергии можно ознакомиться на веб-сайте "Поиск по коллекции INIS" (ICS). При любом запросе на сайте ICS производится мгновенный поиск по тому же запросу в базе данных MoAE, и в верхней части страницы с результатами поиска отображается информация о 3 соответствующих совещаниях, как это показано ниже. Щелкнув по названию совещания, появившемуся в результатах поиска, пользователь может при наличии более подробной информации о совещании просмотреть ее. Щелчок по ссылке "Показать другие совещания" отображает полный перечень совещаний, найденных по данному поисковому запросу. Пользователи могут сортировать найденные результаты по стране или типу совещания.

Динамическая навигация

Функция динамической навигации позволяет точнее фильтровать запрос по конкретным метаданным, таким как страна и язык. После ввода поискового запроса на странице с результатами поиска появляются опции фильтра динамической навигации, разбитые на категории. После щелчка

на опции фильтра в той или иной категории (например: страна, язык) результаты поиска фильтруются согласно выбранной опции.

Фильтр можно снять, щелкнув на иконке  напротив каждой опции либо щелкнув на данной опции фильтра на верхней навигационной панели, как показано ниже. Если список опций фильтра для данной категории слишком велик, то, щелкнув на иконке  в заголовке «Категория», можно провести поиск по скрытым опциям фильтра в этой категории.

Обзор

На веб-сайт "Поиск по коллекции INIS" (ICS) добавлена функция "Обзор", позволяющая пользователям провести поиск определенной информации и быстро получить доступ к ней. Кнопка "Обзор" расположена в меню заголовка, имеющегося на любой странице ICS.

Тенденции поисковых запросов

Пользователи могут просмотреть самые популярные в ICS запросы, щелкнув кнопку "Обзор". Отображается перечень самых популярных запросов в виде ссылок. Пользователь может щелкнуть любую из ссылок для поиска по соответствующему запросу.

Тематические категории

Пользователи могут легко и быстро производить поиск по тематическим категориям сайта "Поиск по коллекции INIS" (ICS), щелкнув кнопку "Обзор". После этого отображается перечень ссылок с кодами самых новых тематических категорий и их описанием. Пользователь может щелкнуть любую из ссылок для поиска по соответствующей тематической категории.

My Workspace

«My Workspace» – это подборка результатов поиска, сохраненных пользователем для последующего просмотра. Если вы – зарегистрированный пользователь, то на странице с результатами поиска напротив каждого результата появится иконка Save . Щелкните на иконке Save, и результат поиска сохранится на «My Workspace». Открыть «My Workspace» можно через пункт меню «Моя INIS».

В докладе представлены все возможности системы поиска INIS Collection Search.

УСИЛЕНИЕ ТОКА В ПЛАЗМЕ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В.Г.Колесник, Е.В.Урусова, Е.С.Басова

Институт ядерной физики АН РУз.

e-mail: kolesnik@inp.uz

Основным предметом исследований являются новые, плазменные СВЧ технологии, при которых возникает резонансное увеличение энергии тока. На основе теоретических расчетов и экспериментов была разработана экспериментальная установка «Магнитный V диполь» (MVD).

В качестве модели рассмотрим двумерную систему резонатора (рис.1). Поле в такой системе имеет компоненты E_x , E_y , H_z . В промежутке АВ приложено электростатическое поле \vec{E}_0 , а в CD поле \vec{E}_1 обратного по отношению к \vec{E}_0 направления, $\vec{E}_1 = -\vec{E}_0$. Электроны (импульс тока длительностью τ и скоростью $v(x)$; $v(x)=0$ при $x=0$), ускоряясь в поле \vec{E}_0 , достигают области дрейфа BC, на выходе из которой в CD начинают тормозиться полем \vec{E}_1 противоположного направления до $v(x)=0$ в окрестности D, затем начинают ускоренно двигаться в обратном направлении. Движение электронов слева направо и справа налево симметрично, отличаясь только сдвигом фазы на полпериода. Предполагаем, что движение электронов одномерно.

Будем рассматривать движение заряженных частиц в лабораторной системе (ЛС) отсчета и в системе центра масс (ЦМ) или центра инерции. ЛС, как и система ЦМ, являются для нас инерциальными системами отсчета. В общем случае импульс частицы можно описать выражением

$\vec{p} = M(x)\vec{x}$; $M(x) \equiv M / \sqrt{1 - x^2 / c^2}$, а полную энергию частицы $E \equiv Mc^2 / \sqrt{1 - x^2 / c^2}$, где M – масса покоя частицы, инвариантная относительно преобразований Лоренца. Тогда выражение $E^2 - p^2 c^2 = M^2 c^4$ является инвариантом в инерциальных системах отсчета. В инерциальных

системах отсчета справедливы законы сохранения полной энергии и импульса системы тел-частиц:

$$\sum_{i=1}^n E_i = const; \quad \sum_{i=1}^n \vec{p}_i = const, \quad \text{где } E_i \text{ – релятивистская энергия } i\text{-той частицы, } \vec{p}_i \text{ – ее импульс.}$$

Взаимодействие электронов с наложенным полем описывается самосогласованной системой уравнений Максвелла и уравнением движения заряженной частицы в поле плоской волны вдоль оси

$$x: \quad \frac{d}{dt} \frac{x}{\sqrt{1-x^2/c^2}} = zE_x. \quad \text{Решение системы находим методом итераций, исходя из приближения}$$

заданного тока в заданном электростатическом поле без учета пространственного заряда. Найдя ток, находим поле, наведенное этим током в виде ряда Фурье по времени:

$$E_x = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_{x_n}(x) \exp[2i\pi(2n+1)t/T], \quad \text{аналогично для компонент } E_y \text{ и } H_z. \quad \text{Для гармоник } \vec{E}_n, \vec{H}_n \text{ будем}$$

иметь стационарные уравнения Максвелла, из которых обычным путем получим уравнение

$$\text{Гельмгольца для компоненты } E_x: \quad \Delta E_{x_n} + k^2 E_{x_n} = i\omega I_n(x) - \frac{1}{i\omega_n} \frac{\partial^2 I_n(x)}{\partial x^2}, \quad \text{где } \omega_n = 2\pi \frac{2n+1}{T}. \quad \text{Для}$$

определения E_{x_n} и H_{z_n} можно воспользоваться обобщенным проекционным методом (ОПМ).

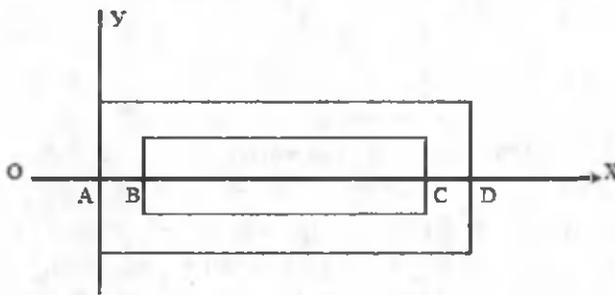


Рис. 1. Модельное представление резонатора.

Найдя E_{x_n} , определяем полное поле

$E_x(x,y,t)$ и подставляем в новое уравнение

$$\text{движения} \quad \frac{d}{dt} \frac{x}{\sqrt{1-x^2/c^2}} = z(E_0 + E_x).$$

Уравнение решается численно, например методом дискретизации. В общем случае оно является нелинейным и при соответствующем подборе параметров может описывать нелинейный параметрический резонанс в вихревом

поле, который является причиной нарастания амплитуды колебаний. Решая уравнение, находим новый период тока и новый полный ток в виде ряда Фурье.

С помощью ОПМ при решении задачи можно эффективно учесть несколько десятков гармоник поля в каждой итерации и находить поле в петле тока (ПТ) с высокой точностью. Рост тока можно объяснить ускорением электронов в промежутке АВ и торможением в промежутке CD, где энергия тока аккумулируется в виде ПТ в магнитном поле.

В эксперименте с MVD ПТ формировалась в экваториальной плоскости устройства MVD в атмосфере воздуха в скрещенных полях. Измерения производились по схеме на рис.2(а,б). Регистрировались осциллограммы и треки ионизованных частиц, что позволяло фиксировать направления движения вихрей тока в динамике.

Использовался источник постоянного тока на 8 кВ мощностью 2,5 кВт (1 на рис.2а). Индуктивность L_{eff} 3 представляла собой первую обмотку вокруг реактора 4. В экспериментах использовались несколько съёмных камер разных диаметров ($\varnothing = 24-160$ мм). Магнитное поле в первой обмотке создавалось током ПТ I_1 . Вторая обмотка 8 постоянного магнитного поля запитывалась от источника постоянного тока I_2 .

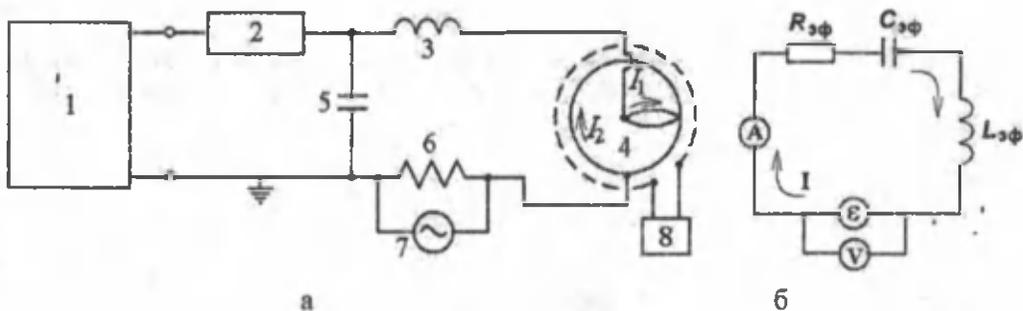


Рис. 2 (а,б) - Блок-схема MVD измерений.

ПТ вращалась, испытывая ларморовскую прецессию в собственном бегущем поле I_1 и в поле постоянного магнита I_2 . Ток ПТ составляли электроны и ионы воздуха, в волнах с круговой поляризацией. Количество энергии в магнитной составляющей во много раз превышало количество энергии в электрической составляющей волны за счет включения в цепь большой индуктивности.

В центре реактора был установлен анод, стенки являлись катодом. Это позволяло осуществлять накачку энергии в ЦМ или «сжатие» энергии. Разогретые анод и катод также эмитировали электроны и ионы. При поджиге - кратковременном замыкании анод-катодного пространства, возбуждались резонансные автоколебания. Ускоренные электроны и ионы формировали высокочастотную (50÷100 МГц) и низкочастотную (1÷10 МГц) ветви ПТ. Токи в ПТ I_1 и в обмотке соленоида I_2 совместно создавали «бегущее магнитное поле» на циклической частоте. Фото (рис.3), представляет многомодовый пакет треков ионизованных частиц сырья.

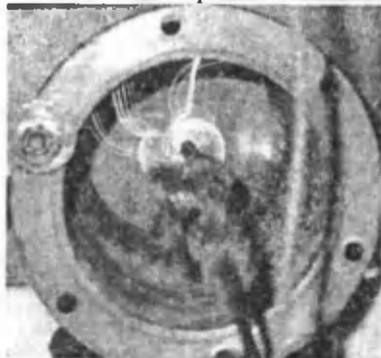


Рис. 3. Пакет магнитных волн при напряжении 50 кВ.

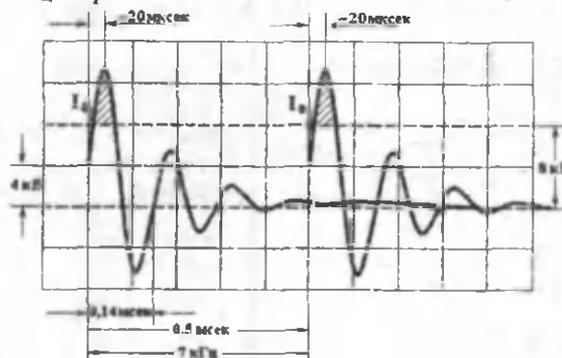


Рис. 4. Осциллограмма тока основной резонансной моды. Заштрихованная область – энергия накачки.

На рис.4 - осциллограмма затухающих колебаний в RLC контуре ПТ MVD. Развертка по горизонтали 0,1 мсек/см, по вертикали – 0,5 В/см. Амплитуда на нагрузке $R=0,3$ Ом (6 на рис.2) достигала 1,75кА, крутизна переднего фронта импульса ~20 мксек, $T=0,14$ мсек, частота колебаний $f_{res}=7$ кГц. L_{eff} и C_{eff} (рис.26) составили $18,5 \cdot 10^{-6}$ Гн и $26,8 \cdot 10^{-6}$ Ф соответственно. Затухающие колебания повторялись через 0,5 мсек. Пунктиром показана величина исходного напряжения 8 кВ и в рабочем состоянии 4 кВ. На C_{eff} (рис.26) напряжение 4 кВ постоянно удерживалось при монотонном от цикла к циклу усилении резонансного тока до 1,75 кА на частоте ~7 кГц, с модуляцией импульсов на циклической частоте 200 Гц.

Экспериментально получена вращающаяся ПТ с постоянно удерживаемым током 1,75 кА при нагрузке на сопротивлении, в результате прямого преобразования энергии частиц - электронов и ионов, мощностью 0,9 МВт, от источника питания 2,5 кВт. Заряженные частицы вовлечены в ПТ, которая совершает осцилляторно-вращательные движения вокруг ЦМ. Коэффициент накачки составил 390 раз. Это является убедительным результатом усиления тока, что приводит к развалу сложных структур.

Литература

1. Колесник В.Г., Урусова Е.В., Басова Е.С. и др. «Способ восстановления кремния и титана путем генерации электромагнитных взаимодействий частиц SiO_2 , $FeTiO_3$ и магнитных волн» //Международная заявка WIPO/PCT: WO 2012/135872 A1 от 04.10.2012.
2. Колесник В.Г., Урусова Е.В., Басова Е.В., Инсабаев А.А. «Способ получения ультрамелкозернистого диоксида титана при резонансном взаимодействии в электромагнитных полях»// «Письма о материалах» т.3 (2013) 141-144, Россия, Москва, www.lettersonmaterials.com.

СОУДАРЕНИЯ ПРОТОНА С ТРУБКОЙ ЯДРА ЭМУЛЬСИИ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНА 800 ГЭВ В РАМКАХ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГИДРОДИНАМИКИ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

У.У.Абдурахманов, К. Г. Гуламов, В. В. Луговой, В. Ш. Навотный, В. М. Чудаков

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУ.

Предсказания гидродинамической теории невязкой идеальной жидкости

В работе [1] показано, что при лобовом столкновении двух нуклонов с энергией нуклона-снаряда выше 1 ТэВ в лабораторной системе (л.с.), где мишень покоится, может образоваться

материя, подчиняющаяся законом релятивистской гидродинамики. В системе равных скоростей снаряда и мишени нуклоны превращаются в тонкие лоренцевы диски, поперечные размеры которых, однако, не меняются. При столкновении этих дисков такая конфигурация приводит к большой плотности энергии ядерного вещества и высокой его температуре $T > \mu c^2$, где μ – масса π -мезона. Вещество диска состоит из точечных кварков и глюонов. Сильно взаимодействующие частицы диска находятся на малых расстояниях от своих соседей (в отличие от частиц газа). В [1] показано, что сразу после столкновения система начинает расширяться по законам релятивистской гидродинамики и обладает свойствами идеальной невязкой жидкости. По современным представлениям эта жидкость является кварк-глюонной плазмой, которая быстро расширяется и остывает. Плазма участка системы, остыв до температуры $T \approx \mu c^2$, быстро превращается в адроны. В целом на третьем этапе образуются "мезоны" и два нуклона. Согласно расчетам релятивистской гидродинамики [1], распределение квазибыстрот "мезонов" события в разных системах отсчета имеет приближенно форму Гаусса (нормальную форму). Однако, о распределении квазибыстрот в отдельном событии можно говорить только при очень высокой множественности. Теория [1] допускает обобщение на нуклон-ядерные соударения (см. [2]). Нуклон и ядро испытывают сильное лоренцево сокращение в системе их равных скоростей. Нуклон может вырезать из ядра трубку, сечение которой равно сечению нуклона, и провзаимодействовать лишь с этой частью ядра. На первом этапе соударения нуклона с трубкой ядерное вещество рассматривается как сплошная среда. После образования материи с высокой плотностью энергии происходит одномерное (на первой стадии) расширение вещества по законам релятивистской гидродинамики идеальной жидкости, так же как при лобовом NN -соударении. В [1] показано, что распределение адронов, образованных при взаимодействии нуклона с трубкой, по-прежнему можно считать приближенно нормальным распределением в разных лоренцевых системах отсчета. При этом подразумевается так называемая партон-адронная дуальность, когда адроны наследуют кинематические свойства партонов, из которых они образуются в процессе адронизации.

Статистические модели и параметрически инвариантные величины

Для исследования предсказаний гидродинамического подхода используем две монте-карловские модели с "противоположным" распределением адронов по квазибыстроте. Первая - это Г-модель, в которой адроны распределены по закону Гаусса. Вторая - это П-модель, в которой плотность распределения адронов по квазибыстроте η равна $\rho(\eta) = (b-a)^{-1}$ при $a < \eta < b$ и $\rho(\eta) = 0$ при $\eta < a$ и $\eta > b$ ("плоское", равномерное распределение квазибыстрот). Значения параметров распределения закона Гаусса в Г-модели и параметры a и b в П-модели не играют роли, так как для исследования мы используем параметрически инвариантные величины (ПИВ) g_1, g_2, v :

$$g_1 = m_3 m_2^{-3/2}, \quad g_2 = m_4 m_2^{-2} - 3, \quad v = \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\eta_i - \bar{\eta}| \right) m_2^{-1/2}, \quad (1)$$

$$m_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\eta_i - \bar{\eta})^k, \quad \bar{\eta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \eta_i,$$

n – число частиц в событии (соударении). Если величины $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n$ взаимно независимы в событиях подансамбля и распределены одинаково, распределение ПИВ однозначно определяется числом частиц n в событии подансамбля. Математические ожидания и дисперсии величин g_1 и g_2 равны [3]

$$v_{g_1}(n) = 0, \quad \sigma_{g_1}^2(n) = 6(n-2)(n+1)^{-1}(n+3)^{-1}, \quad v_{g_2}(n) = -6(n+1)^{-1}, \quad (2)$$

$$\sigma_{g_2}^2(n) = 24n(n-2)(n-3)(n+1)^{-2}(n+3)^{-1}(n+5)^{-1}.$$

В математической статистике [3] не приводятся расчеты для величины v . Однако, математические ожидания и дисперсии величины v при разных n в Г-модели можно определить по методу Монте-Карло, генерируя квазибыстроты по закону Гаусса и проведя расчёты по формулам (1). Для этого при каждом n было приготовлено $N = 1\,000\,000$ случайных звезд; $n = 20, \dots, 93$, так как максимальное n в событиях, образованных в эмульсии протонами с энергией 800 ГэВ равно 93, а выбор значения минимального $n = 20$ будет обоснован ниже. Величины

$$d_1 = [g_1 - v_{g_1}(n)] \sigma_{g_1}^{-1}(n), \quad d_2 = [g_2 - v_{g_2}(n)] \sigma_{g_2}^{-1}(n), \quad (3)$$

$$w = [v - v_v(n)] \sigma_v^{-1}(n)$$

по построению имеют математические ожидания, равные 0, и дисперсии, равные 1, в каждом подансамбле и, следовательно, в ансамбле событий с различными наборами значений n, v, σ .

Математическая статистика [3] не даёт расчеты для П-модели. Поэтому проведём их методом Монте-Карло. Величины $z_i = (\eta_i - a)/(b - a)$, $i = 1, 2, \dots, n$ взаимно независимы в событиях подансамбля и распределены равномерно в интервале (0;1). Используя простые и ясные соотношения

$$\frac{\eta_i - \bar{\eta}}{\sqrt{m_2}} = \frac{z_i - \bar{z}}{\sqrt{m'_2}}, \quad \bar{z} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n z_i, \quad m'_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (z_i - \bar{z})^k, \quad (4)$$

$$\frac{m_3}{\sqrt{m_2^3}} = \frac{m'_3}{\sqrt{m'_2^3}}, \quad \frac{m_4}{m_2^2} = \frac{m'_4}{m'^2_2},$$

легко показать, что распределение величин g_1, g_2, v в П-модели не зависят от параметров a и b и однозначно определяются числом частиц n . Дисперсии и математические ожидания для g_1, g_2, v в П-модели можно определить по методу Монте-Карло. Затем их используем в (3), где, согласно [3], величины d_1, d_2, w по построению имеют математические ожидания, равные 0, и дисперсии, равные 1, в каждом подансамбле и, следовательно, в ансамбле событий с различными наборами значений n, a, b .

Таким образом, мы построили три теоретические величины d_1, d_2, w и на основании формул (3) можем провести количественное сравнение соответствия нормального (Г-модель) и "плоского" (П-модель) теоретического распределения экспериментальному распределению частиц индивидуального события.

Сравнение с экспериментальными данными

Протонами с энергией 800 ГэВ была облучена ядерная эмульсия. При просмотре по следу были найдены 1685 неупругих взаимодействий [4]. В лабораторной системе измерялись углы вылета θ вторичных заряженных частиц с направлением протона-снаряда.

Квазибыстрота $\eta = \ln \text{ctg}(\theta/2)$. Слабоионизирующими считались частицы с $I < 1,4I_0$, где I_0 - ионизация на следах однозарядных релятивистских частиц. Приняты обозначения: n - число слабоионизирующих частиц в событии в л.с., n_h - число сильно ионизирующих частиц. Детали эксперимента описаны в работе [4].

Если протон испытывает лобовое соударение с ядром и вырезает из него трубку, то вероятнее всего, что число n может быть большим, а число n_h - малым. При соударении протона с трубкой образование малого числа сильно ионизирующих частиц в л.с. указывает на взаимодействие протона, вырезающего трубку, с другой частью ядра. Образование же в событии больших чисел слабо и сильно ионизирующих частиц может быть следствием внутриядерного каскада.

Чтобы применить центральную предельную теорему, вообразим неограниченное продолжение просмотра по следу. Группируя события с различными n в сложные испытания (эксперименты), состоящие из N событий каждое, воспользуемся центральной предельной теоремой теории вероятностей: при большом N и справедливости (в ансамбле событий) Г- или П-модели каждая из величин

$$\bar{d}_1 \sqrt{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N d_{1i}, \quad \bar{d}_2 \sqrt{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N d_{2i}, \quad \bar{w} \sqrt{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N w_i \quad (5)$$

имеет приблизительно нормальное распределение с параметрами 0 и 1 и по абсолютному значению должна быть меньше 2 с вероятностью $\approx 95\%$. Мы отмечали, что при лобовом столкновении протона с трубкой число n может быть большим, а число n_h - малым. Отберем такие события, наложив условия: $n_h < 5$ и $n \geq 20$. Всего измерены 564 события. Из них в 9 событиях $n \geq 55$. При

проверке Г-модели в этих 9 событиях получены значения $\bar{d}_1\sqrt{N} = 1.7$, $\bar{d}_2\sqrt{N} = -0.7$ и $\bar{w}\sqrt{N} = 0.2$, а при проверке П-модели – значения $\bar{d}_1\sqrt{N} = 2.7$, $\bar{d}_2\sqrt{N} = 16.8$ и $\bar{w}\sqrt{N} = -8.8$. Как видно, П-модель ("плоское", равномерное распределение квазибыстрот в отдельных событиях) противоречит эксперименту. Тогда как Г-модель (Гауссово распределение квазибыстрот в отдельных событиях) согласуется с экспериментом. Но Гауссово распределение для квазибыстрот предсказывается релятивистской гидродинамикой для невязкой жидкости, образующейся при соударении диска протона с трубкой ядра эмульсии. При более высокой энергии диски ядра и протона-снаряда становятся более узкими. Поэтому столкновение протона с трубкой (то есть в событии подавлены столкновения с периферийными частями ядра) кажется будет более вероятным. Поэтому существование соударений протона с трубкой интересно было бы подтвердить при более высокой энергии протонов, ускоренных на Тэватроне или в космосе. Отметим то, что наш метод поиска образования идеальной, невязкой жидкости (по современным представлениям кварк-глюонной плазмы) логически и технически независим, то есть отличается от более сложных методов, использованных учеными Брукхэвенской национальной лаборатории на встречных пучках коллайдера релятивистских тяжелых ионов.

Литература

1. Л.Д. Ландау. Изв.АН СССР, 17, 51(1953).
2. С.З. Беленький, Л.Д. Ландау. УФН, 56, 309(1955).
3. Г. Крамер. Математические методы статистики (М., ИЛ, 1948).
4. А. Abduzhamilov, L.M. Barbier, L.P. Chernova et al., Phys. Rev. D, 35, 3537(1987).

ВКЛАДЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР ${}^9\text{В}^*$ И ${}^{10}\text{В}^*$ В ОБРАЗОВАНИЕ СИСТЕМ $2{}^4\text{НЕ}+{}^1\text{Н}$ И ${}^6\text{ЛИ}+{}^4\text{НЕ}$ В ${}^{16}\text{ОР}$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

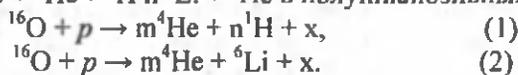
С. Л. Лутпуллаев, А. К. Олимов

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз.
e-mail: olimov@uzsci.net

Исследование образования возбужденных легких ядер в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях позволяет получить дополнительную информацию о происхождении многонуклонных систем (два и более легчайших ядер) в процессах фрагментации, а также о кластерной структуре, как фрагментирующего ядра, так и промежуточных нестабильных ядер.

Настоящая работа посвящена изучению образования возбужденных ядер ${}^9\text{В}^*$ и ${}^{10}\text{В}^*$ и определению их вкладов в каналы образования легких двухядерных ${}^6\text{Ли}+{}^4\text{Не}$ и трехядерных систем $2{}^4\text{Не} + {}^1\text{Н}$ в ${}^{16}\text{Ор}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.

Сечения выхода возбужденных ядер ${}^9\text{В}^*$ и ${}^{10}\text{В}^*$ определялись на основе анализа спектров энергии возбуждений систем ${}^4\text{Не} + {}^4\text{Не} + {}^1\text{Н}$ и ${}^6\text{Ли} + {}^4\text{Не}$ в полуинклюзивных реакциях



Здесь m означает число α -частиц (для реакции (1) $m = 2-3$, а для реакции (2) $m = 1-2$), n – числа протонов ($n = 1-5$), x – любые экспериментально наблюдаемые частицы и фрагменты, типы и число которых вытекает из законов сохранения барионного и электрического зарядов. Определение сечений выхода возбужденных ядер ${}^9\text{В}^*$ и ${}^{10}\text{В}^*$ основано на сравнении экспериментальных и фоновых распределений по энергиям возбуждений рассматриваемых систем с нормировкой фоновых спектров на область > 10 МэВ. Фоновое распределение получено перемешиванием рассматриваемых частиц из разных событий с учетом их топологий по числу α -частиц и протонов.

Согласно [1] ядро ${}^9\text{В}^*$ имеет 4 возбужденных состояний с распадной модой на две α -частицы и протон: с энергией 0.28, 2.37, 2.83 и 11.62 МэВ, а ядро ${}^{10}\text{В}^*$ – 3 возбужденных состояний с распадом на ядро ${}^6\text{Ли}$ и α -частицу с энергией 4.46, 7.96 и 9.58 МэВ.

Среднее значение абсолютной ошибки в определении энергии возбуждения $E^* = M_{\alpha\alpha p} - 2M_{\alpha} - M_p$ рассматриваемой трехядерной системы (где $M_{\alpha\alpha p}$ – эффективная масса ядер α , α и p , а M_{α} и M_p – их массы) во всем интервале изменения E^* составляет $\langle \Delta E^* \rangle = 9.9$ МэВ. В связи с этим экспериментальное и фоновое распределения по энергиям возбуждений рассматриваемой системы построены с шагом в 10 МэВ. Так, на рис. 1 показаны соответствующие распределения для системы $\alpha + \alpha + p$.

2017/179	Alisher Navoiy 17
A	nomidagi
1239	O'zbekiston MK

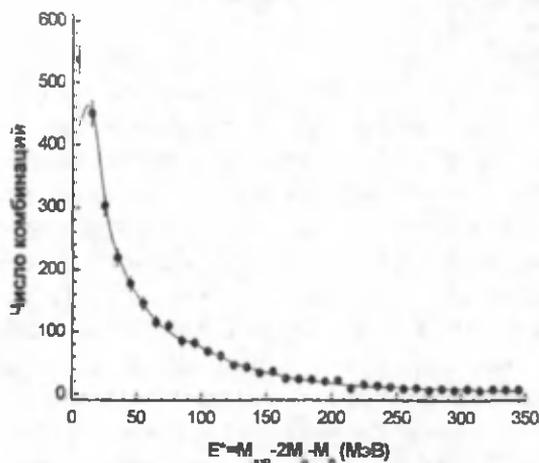


Рис. 1. Распределение по энергиям возбуждений E^* системы $\alpha + \alpha + p$ в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Сплошная кривая – фоновое распределение.

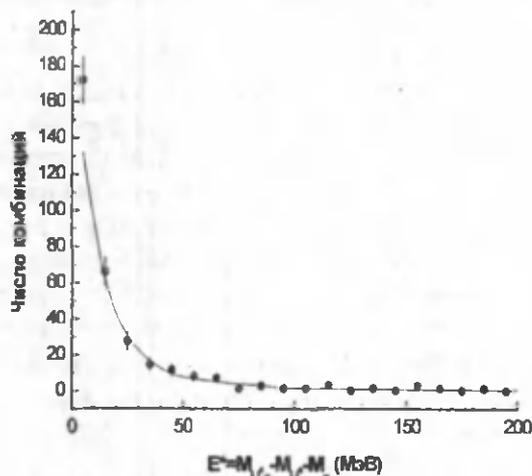


Рис. 2. Распределение по энергиям возбуждений E^* системы $^6\text{Li} + \alpha$ в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Сплошная кривая – фоновое распределение.

Из приведенных данных по уровням возбуждения (рис. 1) следует, что для ядра $^9\text{Be}^*$ в экспериментальном спектре E^* системы $\alpha + \alpha + p$ дают вклад в области < 10 МэВ. Это обстоятельство диктует необходимость нормировки фонового спектра на экспериментальный в области > 10 МэВ, в которой появление распадных эффектов не ожидается и, как видно из рис. 1, фоновое распределение в этой области энергии возбуждения хорошо описывает экспериментальный спектр. Избыток числа комбинаций в области < 10 МэВ составляет 108, что соответствует (с учетом потерь пары α -частиц и протона за счет взаимодействия их с рабочей жидкостью камеры на длине $L \leq 30$ см) сечению выхода возбужденного ядра $^9\text{Be}^*$, т.е. его распаду на систему $\alpha + \alpha + p$, 6.0 ± 0.5 мбн. Интересно, что эта величина в пределах статистических погрешностей совпадает с результатами нашей ранней работы и очень близка к сечению выхода зеркальному ему ядра $^9\text{Be} - 6.15 \pm 0.52$ [2].

На рис. 2 приведены экспериментальное и фоновое распределения по энергиям возбуждений системы $^6\text{Li} + \alpha$. Первое из них получено с учетом потерь рассматриваемых частиц в пузырьковой камере на длине ≤ 30 см. Спектры построены также с шагом $\Delta E = 10$ МэВ, так как среднее значение погрешности в определении энергии возбуждения данной системы оказалось равным 8.5 МэВ. Нормировка фонового распределения на экспериментальный спектр произведена в области $E^* > 10$ МэВ, что соответствует приведенным выше уровням возбуждения ядра $^{10}\text{B}^*$. Видно, что фоновое распределение хорошо описывает экспериментальный спектр в этой области. Избыток числа комбинаций пар $^6\text{Li} + \alpha$ в области < 10 МэВ составляет 40, что соответствует сечению двухядерного распада возбужденного ядра $^{10}\text{B}^*$ на систему $^6\text{Li} + \alpha$, равному 1.7 ± 0.3 мбн.

Таким образом, можно заключить, что суммарный вклад сечений распада возбужденных ядер $^9\text{Be}^*$ и $^{10}\text{B}^*$ в сечение образования α -частиц составляет 13.7 ± 0.6 мбн. Кроме того подтвержден факт совпадения сечений выхода зеркальных ядер ^9Be и ^9B , т.е. наблюдается одинаковость сечений образования зеркальных ядер не только для стабильных изотопов [2], но и для нестабильных.

Литература

1. F. Ajzenberg-Selove. Energy Levels of Light Nuclei, $A = 5-10$. Nucl. Phys. A490, 1 (1988); F. Ajzenberg-Selove. Nucl. Phys. 360A 1(1981); 375A 1(1982); 392A 1(1983); 413A 1(1984); 421A 1(1985).
2. Э.Х. Базаров, В.В. Глаголев и др., Письма в ЖЭТФ 81, 174(2005).

ВКЛАДЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР ${}^6\text{Li}$ И ${}^7\text{Li}$ В ОБРАЗОВАНИЕ СИСТЕМ ${}^4\text{He}+{}^2\text{H}$ И ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ В ${}^{16}\text{O}$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

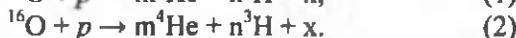
С. Л. Лутпуллаев, А. К. Олимов

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз

e-mail: olimov@uzsci.net

В настоящей работе представлены новые экспериментальные данные по сечениям выхода возбужденных ядер ${}^6\text{Li}^*$ и ${}^7\text{Li}^*$ и их вкладам в образование легких двухядерных систем ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГЭВ/с.

Сечения выхода возбужденных ядер ${}^6\text{Li}^*$ и ${}^7\text{Li}^*$ определялись на основе анализа спектров энергии возбуждений систем ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ в полуинклюзивных реакциях



Здесь m означает число α -частиц ($m = 1-3$), n – числа ядер дейтронов и трития ($n = 1-3$), x – любые экспериментально наблюдаемые частицы и фрагменты, типы и число которых вытекает из законов сохранения барионного и электрического зарядов. Определение сечений выхода возбужденных ядер ${}^6\text{Li}^*$ и ${}^7\text{Li}^*$ основано на вычитательной процедуре экспериментальных и фоновых распределений по энергиям возбуждений рассматриваемых систем. В данном случае фон получен перемешиванием рассматриваемых частиц из разных событий с учетом их топологий по числу α -частиц.

Согласно [1] ядра ${}^6\text{Li}$ имеют 3 возбужденных состояния с распадной модой на α -частицу и дейтрон: ${}^6\text{Li}(2.19) \rightarrow \gamma + d + \alpha$, ${}^6\text{Li}(4.31) \rightarrow \gamma + d + \alpha$ и ${}^6\text{Li}(5.65) \rightarrow d + \alpha$ (в скобках приведены уровни возбуждения в МэВ), а ядра ${}^7\text{Li}$ – 8 возбужденных состояний с распадом на α -частицу и тритий: ${}^7\text{Li}(4.63) \rightarrow t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(6.54) \rightarrow t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(7.47) \rightarrow n + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(9.6) \rightarrow \gamma + n + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(10.8) \rightarrow \gamma + n + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(16.2) \rightarrow \gamma + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(21.5) \rightarrow \gamma + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(23.5) \rightarrow \gamma + t + \alpha$.

Среднее значение абсолютной ошибки в определении энергии возбуждения $E^* = M_{12} - M_1 - M_2$ рассматриваемых двухядерных систем (где M_{12} – эффективная масса ядер 1 и 2, а M_1 и M_2 – их массы) во всем интервале изменения E^* составляет $\langle \Delta E^* \rangle = 7.5$ МэВ. В связи с этим экспериментальные и фоновые распределения по энергиям возбуждений рассматриваемых систем построены с шагом в 10 МэВ, так, на рис. 1 показаны соответствующие распределения для систем $\alpha + d$, а на рис. 2 – для $\alpha + t$.

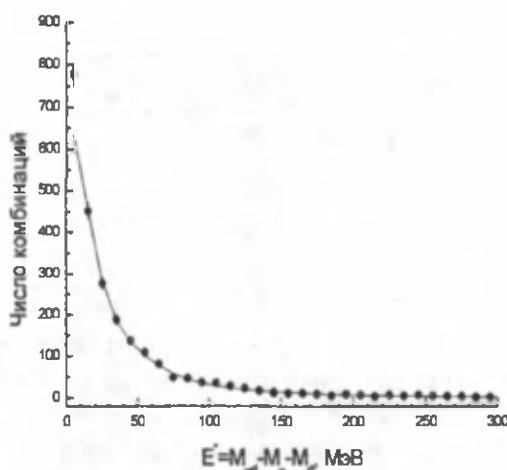


Рис. 1. Распределение по энергиям возбуждений E^* системы $\alpha + d$ в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГЭВ/с.

Сплошная кривая – фоновое распределение.

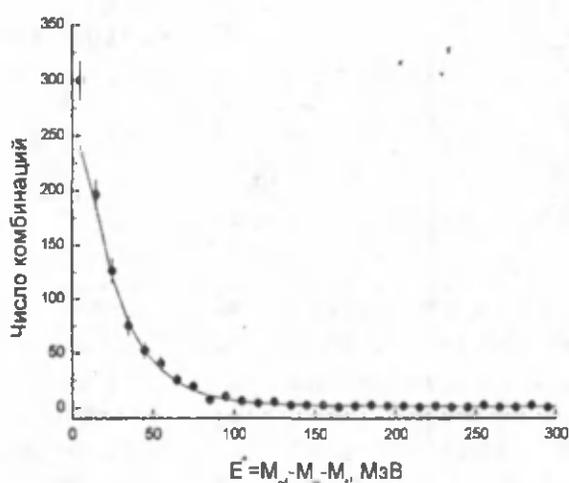


Рис. 2. Распределение по энергиям возбуждений E^* системы $\alpha + t$ в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГЭВ/с.

Сплошная кривая – фоновое распределение.

Из приведенных данных по уровням возбуждения следует, что для ядра ${}^6\text{Li}^*$ в экспериментальном спектре E^* системы $\alpha+d$ они дают вклад в области < 10 МэВ. Поэтому нормировка фонового спектра на экспериментальный произведена в области > 10 МэВ. Как видно из рис. 1, фоновое распределение в этой области энергии возбуждения хорошо описывает

экспериментальный спектр. Избыток числа комбинаций в области < 10 МэВ составляет 143, что соответствует сечению выхода возбужденного ядра ${}^6\text{Li}^*$, т.е. системы $\alpha + d$, 7.4 ± 0.6 мбн.

На рис. 2 приведены экспериментальное и фоновое распределения по энергиям возбуждений системы $\alpha + t$. В данном случае нормировка фонового распределения на экспериментальный спектр произведена в области > 30 МэВ, что соответствует приведенным выше уровням возбуждения ядра ${}^7\text{Li}^*$. Видно, что фоновое распределение хорошо описывает экспериментальный спектр в этой области. Избыток числа комбинаций пар $\alpha + t$ в области < 30 МэВ составляет 76, что соответствует сечению выхода возбужденного ядра ${}^7\text{Li}^*$, т.е. системы $\alpha + t$, 4.0 ± 0.5 мбн.

Таким образом, можно заключить, что вклад возбужденных ядер ${}^6\text{Li}^*$ и ${}^7\text{Li}^*$ в сечение образования α -частиц составляет 11.4 ± 0.8 мбн, а вклады в сечения выхода ядер дейтрона и трития составляют 7.4 ± 0.6 мбн и 4.0 ± 0.5 мбн, соответственно.

Литература

1. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A490, 1(1988).

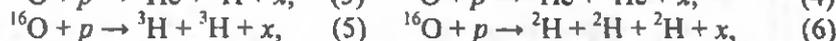
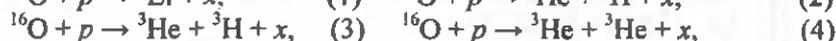
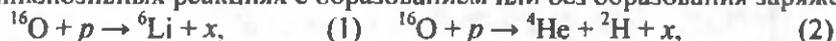
ОБРАЗОВАНИЕ ШЕСТИНУКЛОННЫХ СИСТЕМ И ЯДЕР В ${}^{16}\text{O}$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

К. Олимов, А. Р. Курбанов, С. Л. Лутпуллаев, А. К. Олимов, В. И. Петров

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз

e-mail: olimov@uzsci.net

В настоящей работе представлены результаты изучения образования 6-нуклонных систем и ядер с выходом заряженных пионов в непериферических ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с с помощью сравнительного анализа средних множественностей различных фрагментов с $A \leq 3$ в полуинклюзивных реакциях с образованием или без образования заряженных пионов:



Здесь x означает альтернативно одно- или двухзарядный фрагмент с $A \leq 3$, протон отдачи или пион, т.е. другие возможные каналы с образованием фрагментов сопровождения с массовыми числами $A \geq 4$ не рассматривались.

В таблице приведены средние множественности частиц сопровождения и числа событий для объединенных по типам многонуклонных систем (1)–(6) для событий с образованием и без образования пионов.

Число пионов, n_π	$N_{\text{соб}}$	Частицы сопровождения					
		${}^1\text{H}$	n_p	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$	p_{rec}
$n(\pi^\pm) \geq 1$	623	3.30 ± 0.05	3.01 ± 0.05	0.83 ± 0.03	0.34 ± 0.02	0.34 ± 0.02	0.55 ± 0.02
$n(\pi^\pm) = 0$	276	3.36 ± 0.06	2.84 ± 0.06	0.80 ± 0.04	0.36 ± 0.03	0.37 ± 0.03	0.67 ± 0.02
$n(\pi^-) \geq 1$	367	3.89 ± 0.06	2.50 ± 0.06	0.75 ± 0.04	0.31 ± 0.02	0.41 ± 0.02	0.57 ± 0.02
$n(\pi^+) \geq 1$	455	3.00 ± 0.05	3.42 ± 0.05	0.84 ± 0.03	0.35 ± 0.02	0.28 ± 0.02	0.51 ± 0.02

Видно, что число событий с рождением пионов в реакциях (1)–(6) в 2.26 раза больше числа событий без их образования. Средние множественности фрагментов с $A \leq 3$ практически совпали для обоих классов рассматриваемых событий. Множественность протонов-фрагментов в группе с $n(\pi^\pm) \geq 1$ на 0.29 больше, чем нейтронов-фрагментов. В группе же без образования заряженных пионов эта разность возрастает до 0.52 ± 0.08 , что указывает на передачу заряда протона-мишени нейтронам ядра-снаряда ($pn \rightarrow np$). Как и ожидалось, из-за совпадения средних множественностей фрагментов сопровождения с $A = 2-3$ в пределах статистических погрешностей оказались близкими и средние множественности нуклонов-фрагментов в обеих группах, составляющих 6.31 ± 0.07 и 6.20 ± 0.08 соответственно.

Близость множественностей частиц сопровождения – фрагментов с $A = 2-3$ указывает на неучастие заряда протона-мишени в их формировании. Рождение пионов приводит лишь к различию множественностей протонов-, нейтронов-фрагментов и протонов отдачи, не влияя на множественность дейтронов, трития и ${}^3\text{He}$, т.е. оно обусловлено зарядообменными процессами между протоном-мишенью и нейтронами ядра-снаряда, а также процессами неупругой перезарядки протона-

мишени или нуклонов ядра-снаряда. Таким образом, можно заключить, что анализ множественности дейтронов, трития и ${}^3\text{He}$ без разделения событий по группам с рождением π^+ - или π^- -мезонов не позволяет установить связи между их генерацией и процессом фрагментации.

В связи с этим мы рассмотрели средние множественности частиц сопровождения и легких фрагментов отдельно в группах событий с образованием или π^+ - или π^- -мезонов.

Как видно из таблицы, наибольшая множественность протонов-фрагментов наблюдается в группе с $n(\pi^-) \geq 1$, множественность же нейтронов-фрагментов в этой группе – минимальна, что связано с повышенной вероятностью образования π^- -мезонов от процесса перезарядки $n \rightarrow p + \pi^-$, приводящей одновременно к увеличению числа протонов и уменьшению числа нейтронов. По этой причине разность между средними множественностями протонов- и нейтронов-фрагментов в этой группе максимальна. Для группы с $n(\pi^+) \geq 1$ наблюдается обратное соотношение множественностей нуклонов-фрагментов.

Основная часть π^- -мезонов образуется за счет неупругой перезарядки нейтронов ядра кислорода из-за малости первичной энергии. В образование же π^+ -мезонов дают вклад процессы неупругой перезарядки как протонов ядра-снаряда, так и протона-мишени. Наблюдаемое в эксперименте различие в числах событий с $n(\pi^-) \geq 1$ и $n(\pi^+) \geq 1$ обусловлено именно дополнительным вкладом процесса неупругой перезарядки протона-мишени ($p \rightarrow n + \pi^+$). По этой причине нельзя утверждать, что все события с образованием π^+ -мезонов связаны с взаимодействием протона-мишени с протонами ядра. На вклад этого дополнительного источника образования π^- -мезонов также указывает 12% превышение средней множественности протонов отдачи в группе событий с $n(\pi^-) \geq 1$ над группой с $n(\pi^+) \geq 1$. Дополнительное число событий в группе с $n(\pi^+) \geq 1$, образовавшихся в процессе перезарядки протона-мишени ($p \rightarrow n + \pi^+$), приводит также к уменьшению абсолютной разности средних множественностей ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в этой группе. Из таблицы видно, тем не менее, что средние множественности ядер ${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) с образованием $\pi^-(\pi^+)$ -мезонов в пределах статистических погрешностей совпадают друг с другом. Также видно, что средние множественности ядер ${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) коррелированы с образованием $\pi^+(\pi^-)$ -мезонов. Отметим, что при неучете α -кластерной структуры ядра-кислорода, например, отношение вероятностей выходов ядер ${}^3\text{He}$ для случаев выбивания одного нейтрона и протона ядра-кислорода определяется простой комбинаторикой нуклонов в остаточном ядре и равно $(C_2^8 * C_1^7) / (C_2^7 * C_1^8) = 1.17$. В нашем эксперименте это отношение равно 1.46 ± 0.03 , что указывает на образование их значительной части за счет выбивания одного из нейтронов α -кластера ядра кислорода.

Из-за равенства числа протонов и нейтронов в дейтроне, средние множественности ядер ${}^2\text{H}$ во всех рассматриваемых группах оказались одинаковыми, т.е. протоноизбыточность или нейтроноизбыточность ядра-остатка одинаково влияет на вероятность образования дейтронов. Это также указывает на отличие механизмов формирования дейтронов и трехнуклонных зеркальных ядер. Первый из них связан в значительной степени с разрушением α -кластеров ядра кислорода [1] и распадами возбужденных ядер-остатков типа ${}^6\text{Li}^*$ [2], ${}^{10}\text{B}^*$ и ${}^{14}\text{N}^*$, тогда как второй определяется в основном выбиванием одного из нуклонов α -кластера.

В совокупности полученные результаты можно рассматривать как указание на коррелированность процессов образования пионов и зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Эти корреляции выхода зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) с образованием $\pi^+(\pi^-)$ -мезонов обусловлены перезарядкой протона (нейтрона) ядра кислорода при их выбивании, в основном, из α -кластера. Зависимость средних множественностей протонов-, нейтронов-фрагментов и протонов отдачи от наличия заряженных пионов в событии обусловлена механизмом их образования. Несмотря на то, что выход зеркальных протоноизбыточных или нейтроноизбыточных ядер коррелирован с зарядом пиона в реакции, среднее число связанных нуклонов во фрагментах сопровождения с $A = 2-3$ от него не зависит. Средние множественности заряженных пионов также не зависят от типа рассмотренных многонуклонных систем и ядер.

Литература

1. К. Олимов, С.Л. Лутпуллаев, К.Г. Гулямов и др., ДАН РУз, №1, 35 (2011).
2. К. Олимов, В. В. Глаголев, К. Г. Гулямов и др. ЯФ 76, 1402 (2013).

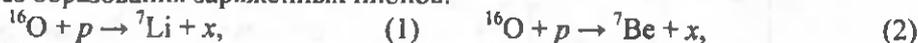
ОБРАЗОВАНИЕ ЗЕРКАЛЬНЫХ СЕМИНУКЛОННЫХ СИСТЕМ И ЯДЕР В ^{16}O -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

А.Р. Курбанов, В.И. Петров, А. А. Юлдашев

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз

Изучение образования многонуклонных зеркальных систем и ядер в непериферических взаимодействиях частиц и ядер с ядрами при высоких энергиях позволяет получить информацию о влиянии структуры исходных фрагментирующих ядер и промежуточных многонуклонных состояний, а также зарядообменных процессов между снарядом и мишенью на состав и выход конечных продуктов реакции.

Мы выполнили сравнительный анализ средних множественностей различных фрагментов с $A \leq 3$ в полунклюзивных реакциях с участием зеркальных 7-нуклонных систем и ядер с образованием или без образования заряженных пионов:



Здесь x означает альтернативно одно- или двухзарядный фрагмент с $A \leq 3$, протон отдачи или пион, т.е. другие возможные каналы с образованием фрагментов сопровождения с массовыми числами $A \geq 4$ не рассматривались.

В настоящей работе мы выполнили разделение π^+ -мезонов и протонов в интервале импульсов $1.25 < p < 1.75$ ГэВ/с согласно процедуре [1], что позволило более точно вычислить среднюю множественность протонов, нейтронов, π^+ -мезонов, протонов отдачи, а также получить информацию о роли зарядообменных процессов.

В таблице приведены средние множественности частиц сопровождения и числа событий для объединенных по типам многонуклонных систем (1)–(6) для событий с образованием и без образования пионов.

Число пионов, n_π	$N_{\text{соб}}$	Частицы сопровождения					
		^1H	n_n	^2H	^3H	^3He	p_{rec}
$n(\pi^+) \geq 1$	629	3.09 ± 0.05	2.84 ± 0.05	0.66 ± 0.03	0.29 ± 0.02	0.30 ± 0.02	0.56 ± 0.02
$n(\pi^+) = 0$	292	3.08 ± 0.10	2.76 ± 0.10	0.70 ± 0.04	0.31 ± 0.03	0.32 ± 0.03	0.66 ± 0.03
$n(\pi^-) \geq 1$	376	3.55 ± 0.06	2.42 ± 0.06	0.70 ± 0.03	0.27 ± 0.02	0.32 ± 0.02	0.63 ± 0.02
$n(\pi^+) \geq 1$	458	2.79 ± 0.05	3.26 ± 0.05	0.63 ± 0.03	0.31 ± 0.02	0.27 ± 0.02	0.53 ± 0.02

Видно, что число событий с рождением пионов в реакциях (1)–(6) в 2.15 раза больше числа событий без их образования. Средние множественности фрагментов с $A \leq 3$ находятся в хорошем согласии для обоих классов рассматриваемых событий. Рождение пионов приводит лишь к различию множественностей протонов отдачи, т.е. оно обусловлено зарядообменными процессами между протоном-мишенью и нейтронами ядра-снаряда, а также процессами неупругой перезарядки протона-мишени или нуклонов ядра-снаряда. Наибольшая множественность протонов-фрагментов наблюдается в группе с $n(\pi^-) \geq 1$, множественность же нейтронов-фрагментов в этой группе – минимальна, что связано с повышенной вероятностью образования π^- -мезонов от процесса перезарядки $n \rightarrow p + \pi^-$, приводящей одновременно к увеличению числа протонов и уменьшению числа нейтронов. По этой причине разность между средними множественностями протонов- и нейтронов-фрагментов в этой группе максимальна.

Для группы с $n(\pi^+) \geq 1$ наблюдается обратное соотношение множественностей нуклонов-фрагментов. Множественность протонов-фрагментов в первой группе на 0.25 ± 0.07 больше, чем нейтронов-фрагментов. В группе же без образования заряженных пионов эта разность составила 0.32 ± 0.14 , что практически совпадает с разностью для первой группы. Как и ожидалось, из-за совпадения средних множественностей фрагментов сопровождения с $A = 2-3$ в пределах статистических погрешностей оказались одинаковыми и средние множественности нуклонов-фрагментов в обеих группах, составляющих 5.93 ± 0.07 и 5.84 ± 0.14 соответственно. Близость множественностей частиц сопровождения – фрагментов с $A = 2-3$ указывает на неучастие заряда протона-мишени в их формировании.

Число событий с $n(\pi^+) \geq 1$ на 22% превышает число событий с $n(\pi^-) \geq 1$, что связано с дополнительным вкладом процесса перезарядки протона-мишени. На вклад этого дополнительного источника образования π^+ -мезонов также указывает 19% превышение $\langle n(p_{\text{rec}}) \rangle$ в группе событий с $n(\pi^-) \geq 1$ над группой с $n(\pi^+) \geq 1$. Из таблицы видно, что средние множественности ядер ${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) с образованием $\pi^-(\pi^+)$ -мезонов в пределах статистических погрешностей совпадают друг с другом. Также видно, что средние множественности ядер ${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) слабо коррелированы с образованием $\pi^+(\pi^-)$ -мезонов.

Средние множественности ядер ${}^2\text{H}$ во всех рассматриваемых группах в пределах статистических погрешностей оказались одинаковыми, т.е. протоноизбыточность или нейтроноизбыточность ядра-остатка одинаково влияет на вероятность образования дейтронов. Это также указывает на отличие механизмов формирования дейтронов и трехнуклонных зеркальных ядер. Первый из них связан с разрушением α -кластеров ядра ${}^{16}\text{O}$ и распадами возбужденных ядер-остатков типа ${}^6\text{Li}^*$ [2], ${}^{10}\text{B}^*$ и ${}^{14}\text{N}^*$, тогда как второй в основном выбиванием одного из нуклонов α -кластера.

Таким образом, слабая коррелированность процессов образования пионов и зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ не может служить доказательством связи механизмов образования пионов и зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, а является лишь индикатором взаимодействия протона-мишени с протоном или нейтроном ядра-снаряда. Зависимость средних множественностей протонов-, нейтронов-фрагментов и протонов отдачи от наличия заряженных пионов в событии обусловлена механизмом их образования. Несмотря на то, что выход зеркальных протоноизбыточных или нейтроноизбыточных ядер коррелирован с зарядом пиона в реакции, среднее число связанных нуклонов во фрагментах сопровождения с $A = 2-3$ от него не зависит. Средние множественности заряженных пионов также не зависят от типа рассмотренных многонуклонных систем.

Литература

1. К. Олимов, А. Курбанов, С. Л. Лутпуллаев и др., ЯФ 72, 636 (2009).
2. К. Олимов, В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов и др. ЯФ 76, 934 (2013).

ОБРАЗОВАНИЕ ПИОННЫХ КЛАСТЕРОВ В АС- И СС-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 4.2 А ГЭВ/С

В.И. Петров¹, С.А. Шарипова², А.А. Юлдашев¹, Ш.А. Аширов³

¹Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, ²Самаркандский государственный университет им. А. Навои, ³Гулистанский государственный университет

В работе приводятся новые экспериментальные данные по образованию многопионных кластеров во взаимодействиях α -частиц и ядер углерода с ядрами углерода при 4.2 А ГэВ/с, выделенных с помощью бинарного В-алгоритма [1]. В этом алгоритме существенным является правильный выбор значение параметра обрезания, представляющего собой расстояние между 4-скоростями рассматриваемых пар пионов. Пионные кластеры выделялись из области фрагментации мишени – ядра углерода. В этом случае число источников образования многопионных кластеров равно единице. В связи с этим значение параметра обрезания b_{cut} взято таким, чтобы количество двухструйных событий не было больше погрешности определения числа одноструйных событий [1]. В нашем случае значения b_{cut} оказались равными 7.8 и 6.8 соответственно для СС- α С-соударений. Числа выделенных одно- и двухструйных событий оказались соответственно равными 8503 и 92 для СС- и 3420 и 56 для α С-соударений.

На рис. 1(а,б) представлены зависимости массы ($\langle M_{cl} \rangle$) и ширины (Γ) пионных кластеров от числа пионов (n_π) в них. Видно, что эти зависимости в пределах статистических погрешностей совпадают для обоих типов соударений. Зависимость $\langle M_{cl} \rangle$ от числа пионов удовлетворительно описывается линейной зависимостью:

$$\langle M_{cl} \rangle = a + b n_\pi \quad (1)$$

со значениями параметров $a = -0.31 \pm 0.02$ и $b = 0.35 \pm 0.01$, зависимости же Γ от n_π показывают тенденцию к насыщению с ростом числа пионов в кластере. Следует заметить, что масса кластера растет быстрее, чем суммы масс пионов в кластере.

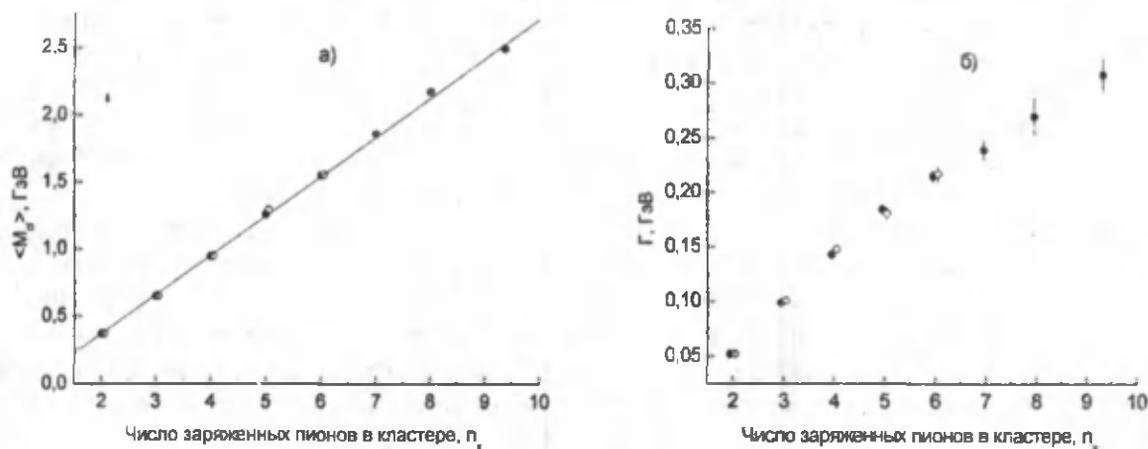


Рис. 1. Зависимости средних значений масс(а) и ширины(б) пионных кластеров от числа пионов в них для $\alpha C(\circ)$ - и $CC(\bullet)$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с. Прямая линия – результат аппроксимации линейной зависимостью (1).

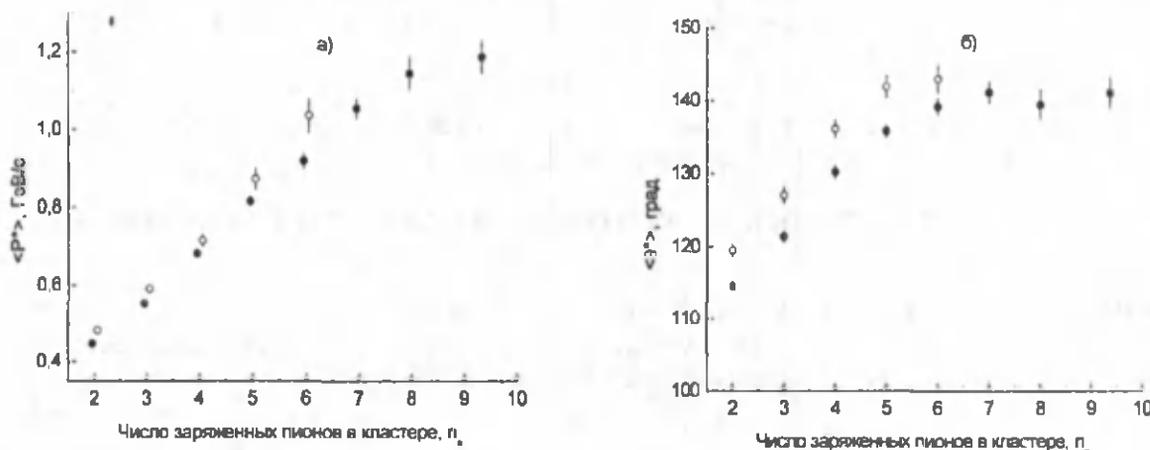


Рис. 2. Зависимости средних значений полного импульса (а) и угла вылета (б) пионных кластеров от числа пионов в них для $\alpha C(\circ)$ - и $CC(\bullet)$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с.

На рис. 2 приведены зависимости средних значений полного импульса (а) и углов вылета (б) пионных кластеров в с.ц.и. рр-соударения от числа пионов в них. Видно, что средние значения полного импульса также линейно растут с увеличением n_π , тогда как зависимости средних углов вылета кластеров начиная с $n_\pi = 6$ явно выходят на плато, указывая на коллимацию вылета кластеров в заднюю полусферу. При этом основная часть кластеров с $n_\pi = 5$ вылетают в заднюю полусферу в с.ц.и. рр-соударения. Отметим также, что средние углы вылета пионных кластеров в αC -соударениях систематически больше, чем в CC -столкновениях.

Таким образом, можно заключить, что средние значения масс пионных кластеров и их ширины не зависят от типа соударения. Средние значения масс кластеров с числом пионов в них растут быстрее, чем удвоенная масса пиона.

ХАРАКТЕРИСТИКИ КАНАЛОВ С ОБРАЗОВАНИЕМ ЗЕРКАЛЬНЫХ ЯДЕР ${}^7\text{Be}$ И ${}^7\text{Li}$ В ${}^{16}\text{O}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

Б.С. Юлдашев¹, А.А. Юлдашев², С.Л. Лутпуллаев², Э.Х.Базаров¹, Д.А. Каршиев¹

¹Институт Ядерной Физики АН РУз, ²Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз

Рассмотрение различных характеристик фрагментов и частиц, образованных в нуклон-ядерных взаимодействиях в каналах с выходом зеркальных ядер направлено на изучение коллективных свойств ядерной материи.

В данной работе, выполненной на статистике в 8688 полностью измеренных $^{16}\text{O}p$ -событий, приводятся различные характеристики частиц в каналах с выходом зеркальных ядер ^7Be и ^7Li . В этих каналах, как видно из табл.1, в пределах статистических погрешностей попарно совпадают числа ассоциированных фрагментов с зарядом $Z = 2$.

Таблица 1.

Числа событий по каналам с выходом ядер ^7Li и ^7Be при разной множественности ассоциированных ядер гелия.

Каналы	Число фрагментов с зарядом $Z = 2$			Все
	0	1	2	
$^7\text{Li}+\dots$	57	83	19	159
$^7\text{Be}+\dots$	54	78	22	154

Кинематические характеристики зеркальных ядер с $A = 7$ оказались очень близкими, а средние значения полных импульсов $\langle P_{^7\text{Li}} \rangle = 22.70 \pm 0.07$ ГэВ/с, $\langle P_{^7\text{Be}} \rangle = 22.65 \pm 0.16$ ГэВ/с – практически совпали. Средние множественности и кинематические характеристики фрагментов и заряженных частиц представлены в табл.2.

Таблица 2.

Средние значения множественности, импульсов, кинетических энергий частиц и фрагментов в каналах с выходом ядер ^7Li и ^7Be .

Характеристика	Каналы	
	^7Be	^7Li
n_{pm}	0.42 ± 0.04	0.43 ± 0.04
n_p	2.89 ± 0.12	3.00 ± 0.11
n_d	0.53 ± 0.05	0.52 ± 0.05
n_t	0.20 ± 0.03	0.17 ± 0.03
n_{π^-}	0.44 ± 0.05	0.29 ± 0.04
n_{π^+}	0.36 ± 0.05	0.56 ± 0.05
n_{He}	0.61 ± 0.05	0.63 ± 0.05
n_{He}	0.18 ± 0.03	0.13 ± 0.03
p_{pm} (ГэВ/с)	0.65 ± 0.03	0.71 ± 0.04
p_{π^-} (ГэВ/с)	0.61 ± 0.04	0.64 ± 0.06
p_{π^+} (ГэВ/с)	0.52 ± 0.04	0.53 ± 0.04
$E_{\text{кап}}$ (МэВ)	139.4 ± 9.4	140.0 ± 8.5
$E_{\text{кад}}$ (МэВ)	45.0 ± 5.4	38.2 ± 4.6
$E_{\text{кат}}$ (МэВ)	34.0 ± 6.3	32.6 ± 7.7
$E_{\text{каор}}$ (МэВ)	1542.0 ± 71	1413.0 ± 72

Как видно из табл.2, средние множественности ядер d , t , ^3He и ^4He в зеркальных каналах в пределах однократных статистических погрешностей совпадают, что указывает на близость физических условий их формирования. Представляет интерес проанализировать эффекты, связанные с перезарядкой протона-мишени.

В топологии (422), когда вероятность первичного каскадного процесса мала, вероятнее всего, протон-мишень сталкивается с нейтроном снаряда. Анализ изотопического состава топологии (422) показал, что 4-зарядный фрагмент является ядром ^7Be . Топология (322) с большей вероятностью может реализоваться при взаимодействии протона-мишени с протоном снаряда, на что указывают данные табл. 3. В самом деле, средняя множественность π^- -мезонов в топологии (422) существенно выше, чем в топологии (322). Для множественностей π^+ -мезонов же наблюдается обратная картина. В совокупности, это указывает на большую роль процессов неупругой перезарядки нуклонов ядра кислорода $pp \rightarrow p\pi^+\pi^-$ и $pn \rightarrow p\pi^+\pi^-$.

Таблица 3.

Средние множественности заряженных пионов в зеркальных топологиях (422) и (322).

Тип частицы	Топология	
	422	322
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	0.45 ± 0.15	0.10 ± 0.07
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	0.27 ± 0.09	0.58 ± 0.15

Представленные в данной работе результаты еще раз подтверждают наши более ранние выводы о существенной роли α -кластерной структуры ядра кислорода в процессе формирования конечных

многоуклонных фрагментов. Для процессов с образованием зеркальных ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$ важно анализировать каналы с образованием заряженных пионов, что позволяет идентифицировать тип первичного нуклон-нуклонного соударения.

ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР ${}^{12}\text{N}$ С ИМПУЛЬСОМ 2 А ГЭВ/С В ЯДЕРНОЙ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ЭМУЛЬСИИ

К. Олимов¹⁾, Д. А. Артеменков²⁾, В. Браднова²⁾, П. И. Зарубин²⁾, И. Г. Зарубина²⁾, Р. Р. Каттабеков^{2,3)}, Н. К. Корнегруца²⁾, К. З. Маматкулов^{2,4)}, В. В. Русакова²⁾

¹⁾Физико-технический институт АН РУз, ²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия. ³⁾Институт Ядерной Физики АН РУз, ⁴⁾Джизакский педагогический институт, Джизак.
E-mail: olimov@uzsci.net

Пучок ядер ${}^{12}\text{N}$ получен отбором из взаимодействий первичного пучка ядер ${}^{12}\text{C}$ с импульсом 2А ГэВ/с в ядерной фотозэмульсии. Представленный ниже анализ основывается на просмотре облученной эмульсии по следам первичных частиц с зарядами, визуально оцениваемыми как $Z_{pr} > 2$, на длине около 1088 м. Найдено 7241 неупругое взаимодействие, в том числе 608 «белых» звезд, содержащих только релятивистские фрагменты в угловом конусе до $\theta_{fr} < 11^\circ$. В «белых» звездах, которые могли бы быть созданы ядрами ${}^{12}\text{N}$, выполнены измерения средних плотностей δ -электронов N_δ на следах пучковых ядер и вторичных фрагментов с зарядами $Z_{fr} > 2$.

Исследования кластеризации нуклонов в малоизученном радиоактивном ядре ${}^{12}\text{N}$, является логическим шагом в развитии исследований кластерной структуры ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$. Ядро ${}^{12}\text{N}$ завершает эту последовательность ядер в цепи реакций в астрофизических процессах быстрого подхвата протонов. Это ядро обеспечивает альтернативный сценарий синтеза изотопа ${}^{12}\text{C}$.

Для «белых» звезд ${}^{12}\text{N}$ можно было ожидать лидирования каналов ${}^{11}\text{C} + p$ (порог 0.6 МэВ), ${}^8\text{B} + {}^4\text{He}$ (порог 8 МэВ) и $p + {}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$, а также каналов связанных с кластерной диссоциацией ядра-основы ${}^7\text{Be}$. Особенностью когерентной диссоциации ядра ${}^{12}\text{N}$, в отличие от более легких ядер на границе протонной стабильности, может стать вклад распадов несвязанных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$. В частности, порог канала ${}^3\text{He} + {}^9\text{B}_{gs}$ составляет 10 МэВ. Небольшая разница в энергии связи по сравнению с каналами, содержащими фрагменты с зарядом $Z_{fr} > 2$, ведет к предположению о возможной двойственности ядра ${}^{12}\text{N}$. С одной стороны его основа может быть представлена связанными ядрами ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$, а с другой – несвязанными ${}^8\text{Be}_{gs}$ и ${}^9\text{B}_{gs}$.

Измерение в облученной эмульсии плотности δ -электронов N_δ на следах кандидатов ${}^{12}\text{N}$ позволило отобрать 72 «белых» звезды, удовлетворяющих условию $Z_{pr} = 7$ и $\sum Z_{fr} = 7$ [1]. Идентификация следов по заряду позволяет восстановить зарядовую топологию «белых» звезд, созданных ядрами ${}^{12}\text{N}$. На основе этих данных вклад ядер ${}^{12}\text{N}$ в пучок оценивается в 14 % (без учета ядер Н и He). Согласно накопленной статистике «белых» звезд, созданных ядрами ${}^{10}\text{C}$ и ${}^7\text{Be}$, вклад этих изотопов составляет примерно по 43%. Для изотопов $Z_{fr} > 2$ по Z_{fr} определяется и массовое число A_{fr} .

Для дальнейшего отбора событий когерентной диссоциации, содержащих только фрагменты ядер ${}^{12}\text{N}$ (не «участников» взаимодействия), условие на угловой конус было ужесточено до $\theta_{fr} < 6^\circ$. Эта величина определяется «мягким» ограничением на импульс ферми-движения нуклонов. В распределении 45 отобранных событий доля каналов с тяжелыми фрагментами $Z_{fr} > 2$ достигает примерно 2/3, и вклад каналов, содержащих только легкие фрагменты He и H, остается достаточно значительным. Заметный вклад предельно «хрупкого» ${}^8\text{B}$ указывает на «холодную» фрагментацию с минимальным возмущением структуры ядер ${}^{12}\text{N}$. Неожиданно большой оказалась статистика событий в канале $2\text{He} + 3\text{H}$. Исходя из факта приблизительного равенства вероятности каналов 2He и $\text{He} + 2\text{H}$ при диссоциации ядра ${}^7\text{Be}$ [2], а также основы ${}^7\text{Be}$ в ядрах ${}^8\text{B}$ [3] и ${}^9\text{C}$ [4], следовало бы ожидать для ядра ${}^{12}\text{N}$ приблизительного равенства вероятностей каналов $2\text{He} + 3\text{H}$ и $3\text{He} + \text{H}$.

Распределение числа «белых» звезд по каналам диссоциации с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 7$ и измеренным зарядом пучкового следа $Z_{pr} = 7$ с условием отбора $\theta_{fr} < 11^\circ$ (72 события) и $\theta_{fr} < 6^\circ$ (45 событий) приведено в таблице.

θ_{fr}	He+5H	2He+3H	3He+H	${}^7\text{Be}+3\text{H}$	${}^7\text{Be}+\text{He}+\text{H}$	${}^8\text{B}+2\text{H}$	${}^8\text{B}+\text{He}$	C+H
$< 11^\circ$	9	24	2	10	9	11	3	4
$< 6^\circ$	2	12	2	5	8	9	3	4

Существенным вопросом является вклад среди фрагментов $Z_{pr} > 2$ распадов нестабильного ядра ${}^8\text{Be}_{gs}$ из основного состояния. В случае ядра ${}^{12}\text{N}$ в распределении по углам разлета $\Theta(\text{He} + \text{He})$ для

«белых» звезд $2\text{He} + 3\text{H}$ и $3\text{He} + \text{H}$ найдены два кандидата в распад ядра ${}^8\text{Be}$ из основного состояния 0^+ . Таким образом, вклад ядер ${}^8\text{Be}$ оценивается на уровне $4 \pm 2\%$. Для соседних ядер ${}^{12}\text{C}$ [5], ${}^{10}\text{C}$ [1], ${}^{10}\text{B}$ [6] и ${}^{14}\text{N}$ [7] он составлял порядка 20%. Однако, данные по $\Theta(\text{He} + \text{He})$ не исключают возможности диссоциации по каналу 2He через распад ядра ${}^8\text{Be}$ 2^+ из первого возбужденного состояния 2^+ .

При поиске аналогии с ядром ${}^9\text{C}$ путем замены одного из внешних протонов в системе $2p + {}^7\text{Be}$ на α -кластер возникает затруднение, состоящее в следующем. Вероятность каналов, для которых требуется высокоэнергетическое расщепление α -кластера в ядре ${}^{12}\text{N}$, примерно совпадает со значениями для каналов, которые можно ассоциировать только с отделением α -кластера. По-видимому, «простая» картина ядра ${}^{12}\text{N}$ как структуры $p + {}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$ является недостаточной. Скорее, кластерная структура основного состояния ядра ${}^{12}\text{N}$ предстает как сложная смесь состояний ядра-основы ${}^7\text{Be}$ и возможных конфигураций протонов и легчайших ядер.

Литература

1. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов и др., ЯФ 73, 2166 (2010).
2. Н. Г. Пересадыко и др., ЯФ 70, 1226 (2007) [N. G. Peresadko et al., Phys. Atom. Nucl. 70, 1266 (2007)]; nucl-ex/0605014.
3. Р. Станоева и др., ЯФ 72, 731 (2009) [R. Stanoeva et al., Phys. of At. Nucl. 72, 690 (2009)]; arXiv: 0906.4220.
4. D. O. Krivenkov et al., Phys. Atom. Nucl. 73, 2103 (2010); arXiv:1104.2439
5. The BECQUEREL Project <http://becquerel.iinr.ru/>
6. M. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl. 67, 514 (2004); arXiv:nucl-ex/0301003
7. Т. В. Щедрина и др., ЯФ 70, 1271(2007) [T. V. Shchedrina et al., Phys. Atom. Nucl. 70, 1230 (2007)]; arXiv: nucl-ex/0605022.

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР ${}^{12}\text{C}$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МЭВ.

Р. Р. Каттабеков^{1,2)}, Д. А. Артеменков¹⁾, В. Брадянова¹⁾, П. И. Зарубин¹⁾, И. Г. Зарубина¹⁾, Н. К. Корнегруца¹⁾, К. З. Маматкулов^{1,4)}, К. Олимов³⁾, В. В. Русакова¹⁾

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия. ²⁾Институт Ядерной Физики АН РУ, Ташкент, Узбекистан. ³⁾Физико-технический институт АН РУ, Ташкент, Узбекистан. ⁴⁾Джиззакский педагогический институт, Джиззак, Узбекистан.

Ядерная эмульсия, облученная нейтронами с энергией свыше порога реакции ${}^{12}\text{C}(n,p'){}^3\alpha$ позволяет изучать ансамбли α -частиц, рожденных при расщеплении ядер углерода из состава эмульсии. В настоящем эксперименте моноэнергетичные нейтроны генерировались в реакции слияния дейтронов с энергией порядка сотен КэВ с тритонами $d + t \rightarrow n(14.1 \text{ МэВ}) + \alpha$. Результаты такого исследования позволяют получить фундаментальные сведения о вероятностях различных спиновых состояний кластеров в ядрах.

Ядро ${}^{12}\text{C}$ является признанной «лабораторией» для развитий концепций α -частичной кластеризации в ядерной материи с учетом квантовых эффектов. Существует возможность присутствия в основном состоянии ядра ${}^{12}\text{C}_{g.s.}$ пар α -кластеров, имеющих «скрытый» спин $S = 2$ (D-волна). Подходящей базисной конфигурацией и в этом случае является первое возбужденное состояние ядра ${}^8\text{Be}_{2+}$ со спином и четностью $S = 2^+$. В классическом подходе, можно представить противоположно направленное «вращение» двух α -кластеров с угловыми моментами $S = 2$ вокруг общего центра, представленного третьим α -кластером. Тогда остающаяся комбинация «более удаленных вращающихся» α -кластеров должна иметь угловой момент, соответствующий бы основному состоянию ядра ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ со спином и четностью $S = 0^+$ (S-волна). В итоге суперпозиция парных состояний α -кластеров ведет к нулевому значению спина ${}^{12}\text{C}_{g.s.}$. Конечно, эта упрощенная схема требует квантовомеханического рассмотрения, учитывающего тождественность α -кластеров. Тем не менее, она указывает на проверяемое следствие – отношение сечений образования двух различных состояний ${}^8\text{Be}$ в реакциях выбивания α -частиц из ядер ${}^{12}\text{C}_{g.s.}$ без передачи углового момента. При «мгновенном» выбивании одного из α -кластеров оставшаяся α -пару может возникать как ${}^8\text{Be}_{2+}$ с вероятностью $2/3$ и как ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ с вероятностью $1/3$.

В данной работе на статистике 200 событий изучались α -частичные расщепления ядер ${}^{12}\text{C}$ в ядерной эмульсии, облученной нейтронами с энергией 14.1 МэВ. Выполнены измерения пробегов в эмульсии и относительных углов вылета α -частиц, образовавшихся в реакции ${}^{12}\text{C}(n,p'){}^3\alpha$ и получены распределения на основе программы SRIM по энергии α -частичных. Образование 80% ${}^3\alpha$ троек соответствует возбуждениям ядра ${}^{12}\text{C}$ от порога до 14 МэВ (рис. 1). Вклад в эту реакцию распадов

через основное (0^+) и первое (2^+) возбужденное состояние промежуточных ядер ${}^8\text{Be}$ предварительно оценивается около 25% и 30% по данным рис. 2, соответственно. С позиции 3α -кластерной картины эти данные указывают на присутствие суперпозиции состояний 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ с такими вероятностями в основном состоянии ядра ${}^{12}\text{C}$.

Спектр по энергии α -частичных пар имеет сложность в интерпретации из-за комбинаторики вносимой тройным образованием α -частиц. Выполнен сравнительный анализ зависимости значений энергии, приписываемых α -частицам, от их пробега в различных типах эмульсии по программам моделирования SRIM и GEANT4. Данный эксперимент позволит протестировать предсказания этих моделей. Однако уже сейчас с тем можно утверждать, что значительный вклад распадов ${}^8\text{Be}$, а также сепарация выбитых α -частиц могут дать основу для интерпретации реакции ${}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ на основе моделирования и теоретических моделей.

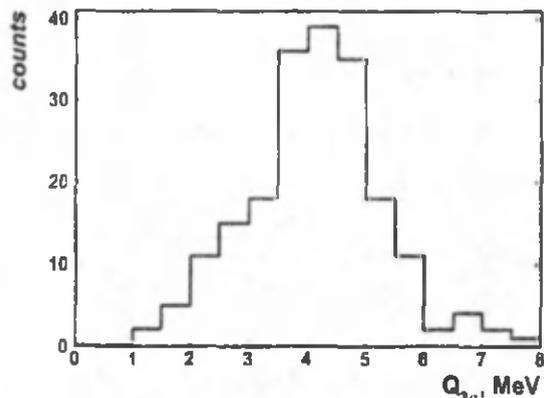


Рис. 2. Распределение значений энергии троек α -частиц $Q_{3\alpha}$ в расщеплениях ${}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$, вызванных нейтронами с энергией 14 МэВ.

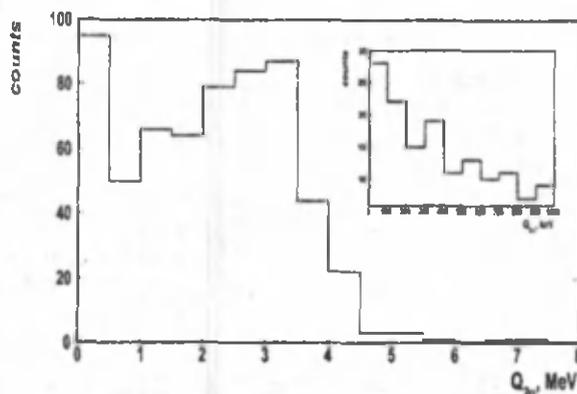


Рис. 3. Распределение значений энергии пар α -частиц $Q_{2\alpha}$ в расщеплениях ${}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$, вызванных нейтронами с энергией 14 МэВ. На вставке: увеличенное распределение $Q_{2\alpha}$ в диапазоне соответствующем распадам через основное состояние (0^+) ядер ${}^8\text{Be}$.

Соотношение выходов α -частичных пар, в рожденных расщеплении ядер ${}^{12}\text{C}$ через состояния ${}^8\text{Be}_{2^+}$ и ${}^8\text{Be}_{0^+}$, вызванных соударениями не сопровождаемыми передачей углового момента, представляется ключевым параметром для проверки спиновой структуры ${}^{12}\text{C}$ в рамках картины α -кластеризации. Анализ взаимодействий в ядерной эмульсии, облученной нейтронами с энергией вблизи порога расщепления ${}^{12}\text{C}$, позволяет определить эту и другие характеристики реакции ${}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛИ СЕМЕЙСТВ, ОБРАЗОВАННЫХ ПЕРВИЧНЫМИ ГАММА – ИЗЛУЧЕНИЯМИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Х. Нуритдинов, И. Абсалямова, Н. Н. Кулахмедов, Д. Б. Шаякубов

Физико-Технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,
E-mail: husnudin@uzsci.net

В работе рассматривается новый альтернативный метод регистрации первичных гамма излучений (ПГИ), основанный на анализе данных, полученных в экспериментах с крупномасштабными рентген-эмульсионными камерами (РЭК).

Для выделения электронно-фотонных семейств, образованных в РЭК первичными γ -квантами на большом фоне событий от протонов и ядер, разработаны эффективные критерии отбора. С этой целью проведено моделирование прохождения электронно-фотонных каскадов (ЭФК) через атмосферу при различных показателях наклонов их энергетических спектров. Модель, заложенная в программу развития ЭФК, была эквивалентна приближению А каскадной теории. Интегральные и дифференциальные сечения процессов тормозного излучения и образования пар были вычислены по формулам Бете-Гайтлера с учетом экранирования ядра внешними электронами. Для высокоэнергетических электронов и позитронов с энергией $E_e \geq 10$ ТэВ учитывался эффект Ландау-Померанчука-Мигдала [1].

При моделировании ЭФК учитывалось образование γ -квантами электрон-позитронных пар; тормозное излучение электронов (позитронов) в поле ядра; многократное кулоновское рассеяние. Розыгрыш искусственных γ -семейств, образованных от ПГИ, начинался с границы атмосферы на

высоте 50 км. Энергетический спектр первичных γ -квантов у границы атмосферы задавался в виде $N(>E_\gamma) \sim E_\gamma^{-\beta}$. Расчет проводился для различных значений показателя спектра $\beta=1$ и 2 , начиная с минимального значения $E_\gamma = 100$ ТэВ. Искусственные семейства от ПГИ отбирались аналогично условиям отбора экспериментальных данных РЭК Памирского сотрудничества. При этом в разыгранных событиях учитывались эффективности регистрации ЭФК в интервале энергий $E_\gamma = 2-4$ ТэВ и γ -семейств с энергиями $\sum E_\gamma = 30-1000$ ТэВ, наблюдаемые в эксперименте. Угловое распределение ПГИ по $\cos \theta$ на границе атмосферы принималось изотропным в интервале зенитных углов $\theta = 0-45^\circ$. В качестве критерия выделения семейств, создаваемых первичным γ -излучением рассматривалась поперечная характеристика R_{1E} γ -семейств, где R_{1E} – расстояние наблюдаемого γ -кванта с максимальной энергией от центра семейства.

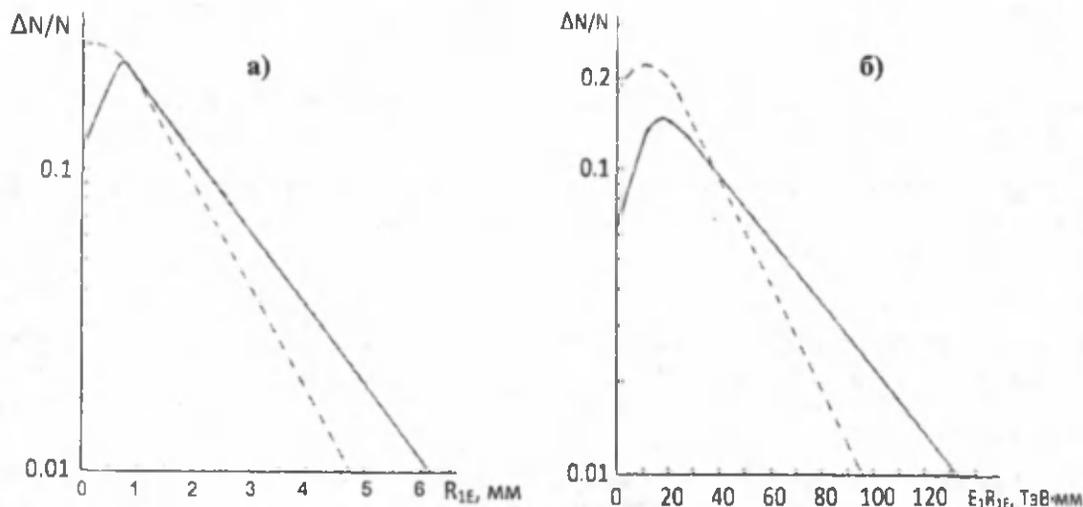


Рис. 1. Дифференциальные распределения величин R_{1E} и E_1R_{1E} , разыгранных при показателях спектров ПГИ $\beta = 1$ (сплошная линия) и $\beta = 2$ (пунктирная).

На рис. 1а приведены дифференциальные распределения величины R_{1E} искусственных γ -семейств, разыгранных при показателях $\beta=1$ и $\beta=2$. Видно, что свыше 96 % γ -семейств имеют значения $R_{1E} < 6$ мм. Распределение R_{1E} при показателе $\beta = 2$ носит аналогичный характер, причем доля событий с $R_{1E} < 6$ мм еще больше.

На рис. 1б приводятся дифференциальные распределения пространственной характеристики E_1R_{1E} искусственных семейств, разыгранных при показателях $\beta=1$ и $\beta=2$, (где E_1 – максимальная энергия (в ТэВ) лидирующего наблюдаемого γ -кванта, пропорциональной поперечному импульсу лидирующих γ -квантов при определенной высоте H_γ их образования). Из рисунка видно, что значительная часть событий (95 %) величины $E_1R_{1E} < 140$ ТэВ · мм.

Используя эти критерии, можно выделять семейства, образованные ПГИ в РЭК. При этом важное значение приобретает оценка доли фоновых семейств, возникающих от адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий первичных космических лучей в атмосфере, удовлетворяющих вышеуказанным критериям отбора. Для оценки доли фоновых событий использовались искусственные семейства, разыгранные методом Монте-Карло при прохождении ядерно-электромагнитного каскада в атмосфере, на основе МСО-модели Кварк-Глюонных Струн [2], которая хорошо описывает характеристики сильных взаимодействий, полученные в экспериментах на ускорителях и в космических лучах при сверхвысоких энергиях $E_0 = 10^{15}-10^{16}$ эВ. К искусственным γ -семействам применялись критерии для выделения фоновых событий:

$$R_{1E} < 5 \text{ мм}, E_1R_{1E} < 60 \text{ ТэВ} \cdot \text{мм}. \quad (1)$$

Было рассмотрено $N = 1785$ событий, зарегистрированных в экспериментах с РЭК Памирского сотрудничества, удовлетворяющим условиям: энергия семейств $\sum E_\gamma = 30-1000$ ТэВ, число наблюдаемых ЭФК $n_\gamma \geq 3$, минимальная энергия γ -квантов $E_\gamma^{\min} \geq 2$ ТэВ, радиус, ограничивающий семейство $R_0 = 15$ см. Из этих событий для выделения семейств, образованных первичными γ -излучениями в эксперименте были использованы следующие критерии отбора:

$$R_{1E} < 6 \text{ мм}, E_1R_{1E} < 350 \text{ ТэВ} \cdot \text{мм}. \quad (2)$$

В результате было отобрано $N=268$ экспериментальных событий, т. е. доля прошедших по критериям отбора (2) семейств составляет $\Delta^{\text{экс}} = 15.2 \pm 0.8 \%$. Оценка доли фоновых событий, проведенная на основе МСО – модели с применением критерий отбора (1), дает значение $\Delta_{\phi}^{\text{мод}} = 7.2 \pm 0.5 \%$. Таким образом доля семейств, образованных ПГИ в эксперименте после вычета фоновых событий составляет $\Delta_{\text{г}}^{\text{экс}} = \Delta^{\text{экс}} - \Delta_{\phi}^{\text{мод}} = 8 \pm 1 \%$.

Литература

1. Мигдал А. Б., ЖЭТФ, 1957, 32, № 4, 633.
2. Muchamedshin R. Proc. 24th ICRC, Roma, Voi. 1, 1995, p. 247.
3. Юлдашбаев Т.С., Кулахмедов Н.Н., Максудов А.У., Нуритдинов Х. Тр. 30-й Всероссийской Конференции по Космическому Лучам, С.-Петербург, ГА, 2008, стр.121.
4. Юлдашбаев Т.С., Нуритдинов Х., Кулахмедов Н., Абсалямова И. Известия РАН, серия физическая. 2011, том 75, № 3, стр. 470-472.

ВЫДЕЛЕНИЕ ИЗБЫТКА ЛИВНЕЙ ОТ ПЕРВИЧНЫХ ГАММА – ИЗЛУЧЕНИЙ МЕТОДОМ РЕНТГЕН-ЭМУЛЬСИОННЫХ КАМЕР

Х. Нуритдинов, И. Абсалямова, Н. Н. Кулахмедов, Д. Б. Шаякубов

Физико-Технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,

E-mail: husnudin@uzsci.net

В работе приведены результаты, полученные в эксперименте “Памир” с крупномасштабными рентген-эмульсионными камерами (РЭК) в области энергий $E_0 \geq 10^{14}$ эВ. Разработаны критерии отбора γ -семейств, образованных первичными гамма-излучениями (ПГИ). На основе анализа поперечных и продольных характеристик таких семейств получены данные о величине доли семейств от ПГИ.

Проведенные нами анализ [1,2,3] показал возможность выделения искусственных γ -семейств, созданных ПГИ, на основе исследования различных параметров семейств от одиночных γ -квантов. Для этого методом Монте-Карло был промоделирован процесс трёхмерного развития электронно-фотонного каскада (ЭФК) от первичных γ -квантов с границы атмосферы. Энергетический спектр первичных γ -квантов у границы атмосферы задавался в виде $N(>E_0) \sim E_0^{-\beta}$. Расчет проводился для значений $\beta=1$, и 2, начиная с минимального значения $E_{0\text{min}} = 100$ ТэВ. Угловое распределение γ -квантов принималось изотропным в интервале зенитных углов $0-45^\circ$. Расчет интегральных сечений процессов для высокоэнергичных частиц проводился с учетом эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала [4]. На уровне наблюдения искусственные семейства отбирались по критериям отбора памирского эксперимента.

На рис. 1а приведено дифференциальное распределение поперечной характеристики R_{1E} искусственных γ -семейств, разыгранных при показателях $\beta=1$ и $\beta=2$. Видно, что при $\beta=1$ свыше 96 % γ -семейств имеют значения $R_{1E} < 6$ мм. При $\beta = 2$ распределение носит аналогичный характер, причем доля событий с $R_{1E} < 6$ мм еще больше.

Распределение продольной характеристики $D = \Delta n_{\gamma}(r_1 < r_0) / n_{\gamma}$ (рис. 1б), где $r_0 = 7$ мм расстояние i -го γ -кванта от центра искусственных семейств, разыгранных при показателях $\beta=1$ и $\beta=2$, показывает, что для значительной части событий (95 %) величины $D > 0.15$.

Используя эти критерии, можно выделять семейства, образованные первичными гамма-излучениями в РЭК. При этом важное значение приобретает оценка доли фоновых семейств, возникающих от адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий первичных космических лучей в атмосфере, удовлетворяющих вышеуказанным критериям отбора. Для оценки доли фоновых событий использовались искусственные семейства, разыгранные на основе МСО-модели Кварк-Глюонных Струн [5], которая хорошо описывает характеристики сильных взаимодействий, полученные в экспериментах на ускорителях и в космических лучах при сверхвысоких энергиях $E_0 = 10^{15}-10^{16}$ эВ. Для этих искусственных γ -семейств применялись критерии для выделения фоновых событий:

$$R_{1E} < 5 \text{ мм}, D > 0.40. \quad (1)$$

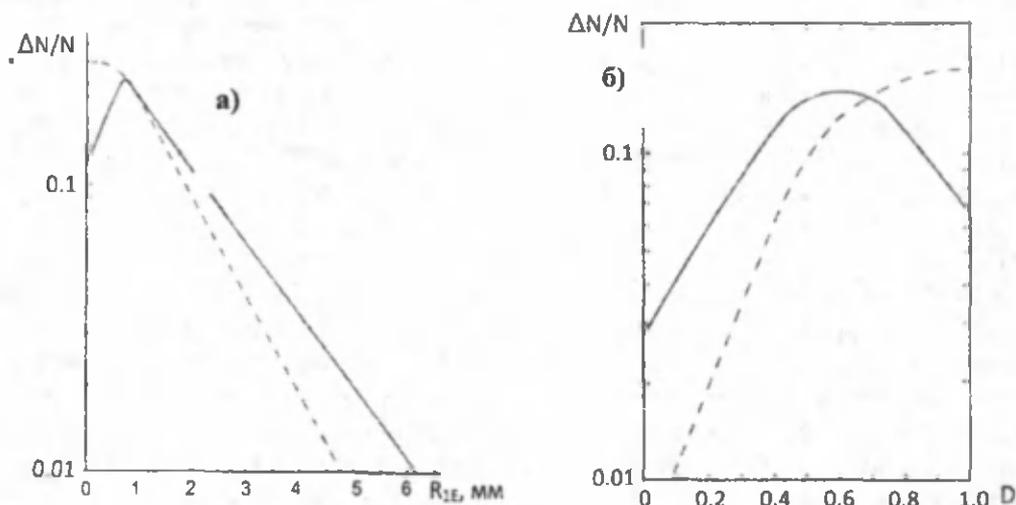


Рис. 1. Дифференциальные распределения поперечных и продольных величин R_{1E} (а) и D (б), разыгранных при показателях спектров ПГИ $\beta = 1$ (сплошная линия) и $\beta = 2$ (пунктирная).

Было рассмотрено $N = 1785$ событий, зарегистрированных в экспериментах с РЭК Памирского сотрудничества, удовлетворяющим следующим условиям: энергия семейств $\sum E_\gamma = 30-1000$ ТэВ, число наблюдаемых ЭФК $n_\gamma \geq 3$, минимальная энергия γ -квантов $E_\gamma^{\min} \geq 2$ ТэВ, радиус, ограничивающий семейство $R_0 = 15$ см. Из этих событий для выделения семейств, образованных первичными γ -излучениями были использованы следующие критерии отбора:

$$R_{1E} < 6 \text{ мм}, D > 0.15. \quad (2)$$

В результате было отобрано $N=273$ экспериментальных событий, т. е. доля прошедших по критериям отбора (2) семейств составляет $\Delta^{\text{эсп}} = 13.9 \pm 0.7 \%$. Оценка доли фоновых событий, проведенная на основе МСО-модели с применением вышеуказанных критериев отбора (1), дает значение $\Delta_\phi^{\text{мод}} = 7.0 \pm 0.5 \%$. Таким образом доля семейств, образованных первичными γ -излучениями в эксперименте после вычета фоновых событий составляет $\Delta_\gamma^{\text{эсп}} = \Delta^{\text{эсп}} - \Delta_\phi^{\text{мод}} = 6.9 \pm 1 \%$.

Полученные результаты о доли высокоэнергетических гамма лучей в эксперименте "Памир" позволят найти индивидуальные источники, которые продвинут исследования в область сверхвысоких энергий $E_\gamma \geq 10^{14}$ эВ.

Литература

1. Mullaajanov E.J., Nuritdinov Kh., Nosov A.N., Proc. 21-th ICRC, Adelaida, 1990, Vol. 2, p.331.
2. Юлдашбаев Т.С., Кулахмедов Н.Н., Максудов А.У., Нуритдинов Х. Тр. 30-й Всероссийской Конференции по Космическим Лучам, С.-Петербург, ГА, 2008, стр.121.
3. Юлдашбаев Т.С., Нуритдинов Х., Кулахмедов Н., Абсалямова И. Известия РАН, серия физическая, 2011, том 75, № 3, стр. 470-472.
4. Мигдал А. Б., ЖЭТФ, 1957, 32, № 4, 633.
5. Muchamedshin R. Proc. 24th ICRC, Roma, Vol. 1, 1995, p. 247.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МОНИТОРИНГА ВАРИАЦИЙ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И НЕЙТРОНОВ МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ ДЛЯ КРАТКОСРОЧНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

А. У. Максудов¹⁾, Т.Алимов²⁾, Б.Махмудов²⁾, В.И. Петров¹⁾, Н.Ш. Саидханов¹⁾

¹⁾ ФТИ НПО "Физика-Солнце" АН РУз. ²⁾ Самаркандский Государственный университет.

Количественной и надежной методики прогноза землетрясения любого временного уровня (долгосрочной, краткосрочной) до сих пор не существует. Основным препятствием является многофакторность такой методики и отсутствие надежных прекурсоров явления.

Выполненные сотрудниками НИИЯФ МГУ исследования вариаций потока нейтронов вблизи поверхности Земли привели к открытию их связи с динамическими процессами в земной коре. Эксперименты проводились независимо как в сейсмически-активной зоне, так и в сейсмически-

спокойной зоне[1]. Было установлено возрастание интенсивности потока нейтронов от Земли в 2-3,5 раза примерно за сутки до землетрясений, эпицентры которых находились на расстояниях от 120 до 900км. Поскольку в вариациях потока нейтронов вблизи Земной коры проявляется динамическое состояние самой коры, то возникает возможность прогнозирования таких явлений, как землетрясения, связанные с деформациями. Таким образом, была подтверждена связь между величиной возрастания нейтронного потока и классом землетрясения.

Сотрудниками ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз была разработана электронная установка для регистрации радиального потока нейтронов из недр Земли. Ее размещение на уровне ниже горизонта позволило существенно снизить поверхностный фон регистрации [2]. Наблюдения с ее помощью показали наличие отдельных пиков интенсивности потоков нейтронных и заряженных частиц продолжительностью в 2-3 дня. Оказалось, что полученные максимумы зарегистрированных сигналов практически совпадали со временем землетрясений, эпицентры которых находились в Киргизии, Турции, Японии и Тыве. На рисунке показана локализация эпицентров землетрясений, их даты и суточное распределение интенсивности потока нейтронов.

Сигналы появлялись за 2-3 дня до земных толчков и выделялись над фоновым уровнем на несколько порядков раз, исчезая после событий. С помощью нейтронного супермонитора СамГУ нами также установлено, что за сутки до толчков 25-26 мая 2013 г. общий фон от нейтронных потоков низкой энергии в Ташкентской, и Самаркандской областях увеличился почти в два раза.

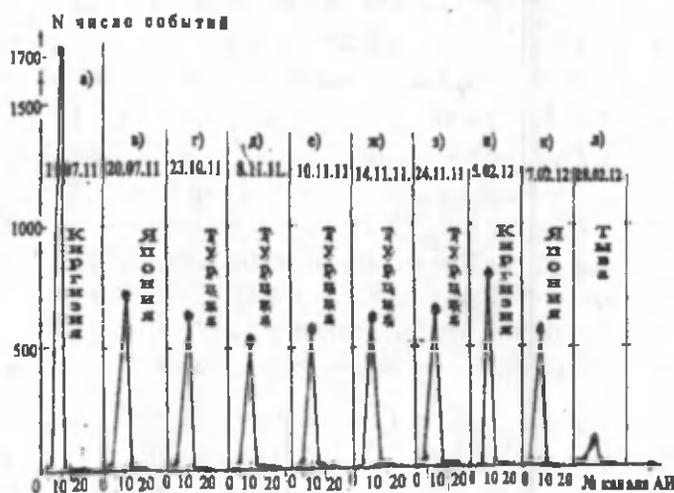


Рисунок. Распределение зарегистрированных максимальных импульсов в даты землетрясений.

Таким образом, в настоящее время мы имеем теоретическое обоснование и экспериментальное указание на возможность краткосрочного прогнозирования землетрясений ядерно-физическими методами на основе изучения корреляционных связей между характеристиками временного профиля интенсивности потоков нейтронов, заряженных частиц и эпицентром землетрясения. Решение такой сложной проблемы возможно на основе применения нового метода и расширения экспериментальной базы в новых условиях с оперативным ее анализом. Реализация нового метода требует организации мониторинга потоков нейтронов и заряженных частиц от земной коры с помощью компьютерной минисети обсерваторий в сейсмически активных регионах Республики (в гг. Ташкенте, Самарканд и Фергана). Наблюдения за вариациями потока нейтронов и заряженных частиц позволит не только прогнозировать время землетрясения с большой статистической точностью, но и даст возможность впервые определить координаты эпицентра возможного землетрясения, поскольку в предлагаемой конфигурации наблюдения будет охвачена вся территории республики.

Литература

1. Володичев Н.Н., Кужевский Б.Н., Нечаев О.Ю. и др. // Солнечно-лунно-земные связи: всплески нейтронного излучения и сейсмоактивность. // *Астрономический вестник*, 2000, т. 34, № 2, с. 1-13
2. Т.С. Юлдашбаев, А.У. Максудов "Разработка методики регистрации предвестников землетрясений по наблюдениям временных вариаций потока космических лучей и нейтронов" // *ДАН РУз*, 2010, № 3. с.37-41.

УСТАНОВКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ, ЯВЛЯЮЩИХСЯ ПРЕДВЕСТНИКАМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

С.Л.Лутпуллаев, А.У.Максудов, Х.Нурятдинов

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз

В работе описывается электронная установка, позволяющая регистрировать потоки заряженных частиц и нейтронов, приходящих в радиальном направлении из глубин Земли и являющихся по современным представлениям «откликом» тектонических процессов на накапливаемые в земной коре напряжения.

В данной работе описана установка на основе 2π геометрии, включающая сцинтилляционные счетчики и нейтронные детекторы (рис.1). Она смонтирована в помещении цокольного этажа здания ФТИ. Размер установки составляет 1 м^2 [1]. Сцинтилляционные детекторы изготовлены из сцинтилирующей пластмассы типа РОРОР, откалиброваны и выровнены сигналы по площади. Генерированные медленные нейтроны ($^{220}\text{Rn}(n,\alpha)\text{Si}$) при распаде с энерговыделением 4,78 МэВ, создают в сцинтиляторе большой сцинтилляционный импульс, который легко отличается от фона. Основные блоки установки, сцинтилляционные счетчики 1 и 2 проложены углеродными поглотителями 3 и разделяют нейтронные счетчики 4. Данная установка, в отличие от других методических установок, позволяет регистрировать с помощью различных детекторов вариации потоков заряженных частиц и нейтронов, что даст возможность достоверно прогнозировать землетрясения. В сцинтилляционном импульсе от протонов отдачи (или других тяжелых частиц) в основном, быстрой компоненте содержится сравнительно меньшая часть света, а на медленную компоненту приходится относительно больше света. Со специально отобранными ФЭУ при регистрации медленных нейтронов можно достичь узкой ширины пика [2]. Пример регистрации полученных данных приведен на рисунке 2. Эти данные получены до землетрясений в Киргизии, Японии и Турции.

Для исследования доли нейтронных и заряженных частиц проведены измерения сигналов с отключенными нейтронными счетчиками с включенными сцинтилляционными детекторами, при этом объем регистрируемых сигналов снизился не значительно.

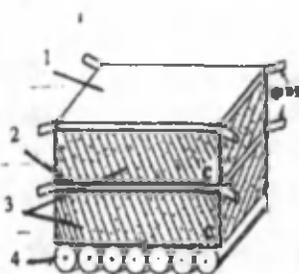


Рис.1 Общий вид установки.

1 и 2 сцинтилляционные счетчики
3 углеродный поглотитель
4 нейтронные счетчики

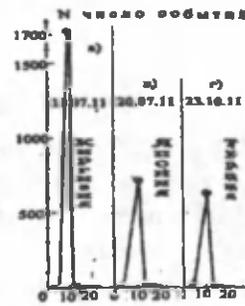


Рис.2. Диаграмма потоков сигналов

Канала АИ

Потоки нейтронов и заряженных частиц низкой энергии от взаимодействий α -частиц с ядрами элементов земной коры, перед земными толчками за 2-3 суток начинают расти в десятки раз, а после события падают до фоновых значений. Нам представляется, что установленная корреляция резкого изменения сигнала относительно фона от потоков нейтронов и заряженных частиц может служить базой для развития краткосрочного прогнозирования землетрясений ядерно-физическими методами.

Литература

1. Т. С. Юлдашбаев, А. Максудов, ДАН РУз, 2010, № 3. с.37-41.
2. Т.С. Юлдашбаев, А.У.Максудов, ДАН РУз, 2012, № 2. с. 20-22.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ЗАВИСИМОСТИ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЫ ОТ ЖЕСТКОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ

Б. М. Махмудов, Т. А. Алимов, З. Д. Миртошев

Самаркандский государственный университет, Самарканд, Узбекистан

По пятиминутным и часовым данным регистрации интенсивности космических лучей (КЛ) на Земле (Москва, Рим, Ереван, Мексико, Кордоба и Самарканд) рассчитаны спектры мощности флуктуации КЛ для различных периодов регистрации. Показано, что в спектрах мощности флуктуации космических лучей и межпланетного магнитного поля, в периоды, когда наблюдались высокоскоростные потоки солнечного ветра, обнаруживаются пики на одной и той же частоте.

Флуктуации космических лучей (КЛ) определяются характером распространения частиц в магнитных полях солнечного ветра, знание которых крайне важно для практических целей, для получения сведений о процессах, протекающих в межпланетном пространстве.

В настоящей работе исследуются флуктуации космических лучей для различных периодов регистраций с известными значениями скорости солнечного ветра и напряженности межпланетного магнитного поля (ММП).

Как известно [1–5], спектр флуктуации интенсивности космических лучей $\frac{P_1(f)}{I_0^2}$ зависит от спектра флуктуации межпланетного магнитного поля $\frac{P_B(f)}{B_0^2}$ в виде

$$\frac{P_1(f)^2}{I_0^2} = A(f, \mu, R) \delta_{\parallel}^2 \frac{P_B(f)}{B_0^2} \quad (1)$$

где, δ_{\parallel} - анизотропия космических лучей; флуктуация A - резонансный множитель, который имеет резонанс на частоте, зависящей от H (напряженности ММП), V (скорости солнечного ветра) и μ (эффективного косинуса питч-угла) согласно формуле

$$f = 300HV \frac{\mu}{R} \quad (2)$$

Как видно из формулы (1), резонансная функция существенно зависит от скорости солнечного ветра. Это означает, что она сильно меняется во время прохождения высокоскоростных потоков солнечного ветра. Необходимо отметить, что формула (1) определяет связь между спектром флуктуации КЛ и ММП для частиц с фиксированной энергией (жесткостью), а реальные приборы регистрируют частицы в широком диапазоне энергий.

Для того, чтобы получить выражение, описывающее спектр мощности флуктуации КЛ для реального прибора, воспользуемся методом, предложенным Оуэнсом [6]. Оно получается умножением выражения (1) на дифференциальную чувствительность данного прибора для различных участков энергетического (жесткостного) спектра первичного космического излучения. При этом интегрирование проводится по всему диапазону энергий с учетом явной зависимости резонансной частоты от энергии. Для нейтронного монитора выражение дифференциальной чувствительности (коэффициент связи) $W(R)$ приведено в работе [7].

Результаты расчетов зависимости резонансной функции от резонансного периода для различных R_c вычислены для значений напряженности ММП $H = 5.0$ нТл и скорости солнечного ветра $V = 300$ км/с. Функция $A(f)$ приобретает резонансное поведение, поэтому имеет смысл говорить об эффективной резонансной частоте для каждой из станции КЛ, расположенных на различных широтах и имеющих разные R_c . Это объясняется тем, что по мере уменьшения широты, геомагнитная жесткость обрезания увеличивается, и это приводит к сдвигу резонансной частоты в низкочастотную область спектра.

На рис. 1 приведены результаты расчетов, показывающие зависимости резонансного периода T от жесткости обрезания для фиксированных значений произведения VH в сравнении с экспериментальными данными. Как видно из рис. 1, для станций с жесткостью, меньшей 4 ГВ, резонансные частоты одинаковы, так как низкоширотные станции (с $R < 4$ ГВ) наиболее чувствительны к частицам

с одинаковыми жесткостями. Для станции с $R > 4$ Гв резонансный период увеличивается за счет увеличения относительной доли регистрируемых высокоэнергичных частиц. Для экспериментальной проверки этого эффекта использовался метод спектров мощности [8], как наиболее эффективный для выявления флуктуации КЛ во временных рядах. Чтобы избежать побочных эффектов, например, появления дополнительных пиков или изменения наклона спектра во время солнечных вспышек и Форбуш-понижений, был выбран период с низкой солнечной активностью. Для анализа использовались часовые данные нейтронных мониторов станций Москва, Рим, Ереван, Мексико, Кордоба и Самарканд. Эти станции имеют существенно различающиеся коэффициенты связи, которые необходимы для наблюдения резонансной частоты на разных широтах.

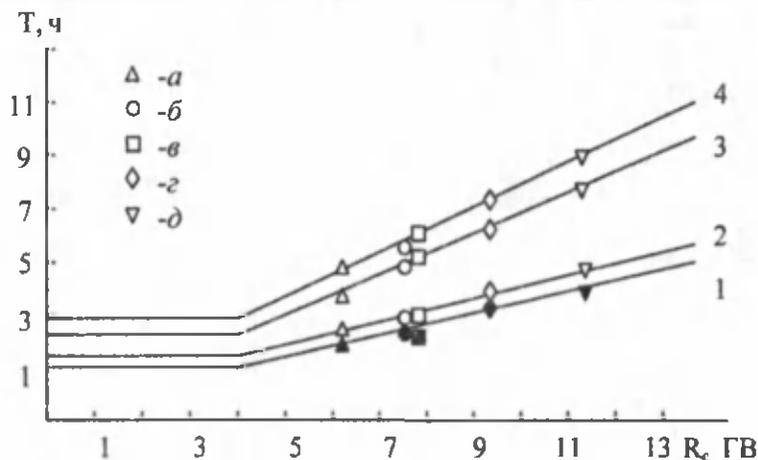


Рис. 1. Расчетные зависимости резонансного периода от жесткости обреза R_c для фиксированных значений NV (сплошные линии) в сравнении с экспериментальными данными: а - Рим; б - Ереван; в - Самарканд; г - Мексико; д - Кордоба.

Были проанализированы данные, зарегистрированные в периоды (17-19 сентябрь 2012г., 16-18 апрель 2012г., 22-24 октябрь 2012г., 10-12 июнь 2012г.). В течение этих периодов, как правило, наблюдалась значительная анизотропия космических лучей, что является определяющим условием связи между процессами в космических лучах и ММП. Выбранные периоды отличаются гладким, без скачков, поведением характеристик солнечного ветра. Два периода приходятся на максимумы спокойных высокоскоростных потоков, и два относятся к спокойному низкоскоростному солнечному ветру. Характеристики солнечного ветра и ММП выбранных периодов приведено ниже. При вычислении спектров мощности не производилась фильтрация данных, чтобы показать присутствие таких реальных пиков в суточных и полусуточных вариациях и вместе с тем сравнить амплитуду этих пиков с изучаемыми пиками резонансных частот.

№	Периоды	Напряженность ММП, нГл	Скорость солнечного ветра, км/с
1	17-19 сентябрь 2012	$6,3 \pm 1,0$	421 ± 30
2	16-18 апрель 2012	$5,9 \pm 0,8$	658 ± 35
3	22-24 октябрь 2012	$6,2 \pm 1,2$	413 ± 30
4	10-12 июнь 2012	$6,1 \pm 1,0$	647 ± 35

Как видно из рис. 1, результаты расчетов зависимости резонансного периода от жесткости R_c хорошо согласуются с экспериментальными данными. Экспериментальные точки ложатся на кривые, рассчитанные для значений характеристик ММП и солнечного ветра, с выбранными периодами. Это показывает, что спектр мощности интенсивности космических лучей зависит от спектра мощности ММП.

Изучение спектров мощности КЛ, вычисленных для вышеуказанных периодов для различных станций, показало наличие пиков с периодом 16–17 ч, которые достаточно явно выделяются среди наблюдаемых пиков. Амплитуда этих 16–17-часовых пиков превышает амплитуду полусуточной волны. Для выяснения достоверности этих пиков данные проверялись методом взаимной корреляции спектров мощности для парных 6 станций. Обнаружена высокая взаимная корреляция данных.

Эти же 16–17-часовые пики выделены и в спектрах мощности ММП в те же временные интервалы. Таким образом, можно считать, что вариации космических лучей с периодом 16–17 ч, по-видимому, вызваны модуляцией потоков межпланетным магнитным полем.

Литература

1. Васильев В.Н., Топтыгин И.Н. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 628.
2. Dhanju M.S., Sarabhai V.A. Phis. Rev. Lett. 1967. V. 3. P. 352.
3. Васильев В.Н., Топтыгин И.Н. Геомагнетизм и аэрономия. 1976. Т. 16. С. 954.
4. Дорман Л.И., Кац М.Е., Стеглиг М. Флуктуации осмических лучей в межпланетном пространстве и их связь со спектром неоднородностей межпланетного магнитного поля // Тр. симп. по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. Т. 1. С. 50.
5. Дорман Л.И., Кац М.Е., Носов С.Ф. и др. Кинетика космических лучей в сильном магнитном поле с крупномасштабными неоднородностями // Космич. лучи. 1987. № 24. С. 49.
6. Owens A.J. J. Geophys. Res. 1974. V.79. № 7. P.895.
7. Алексанян Т.М., Дорман И. В., Бабаян В.Х. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 9. С. 1689.
8. Дженкинс Г., Вате Д. Спектральный анализ приложения. М.: Мир, 1972. 360 с.

ANOMALOUS VARIATION IN GPS TEC PRIOR TO THE 26 MAY 2013 BULUNG'UR EARTHQUAKE

H. E. Eshkuvatov^{1,2}

¹Institute of Nuclear Physics, Ulughbek, ²Ulugh Beg Astronomical Institute, e-mail: husan@astrin.uz

We investigate the morphological characteristics of anomalous variations in Global Positioning System Total Electron Content (GPS TEC) prior to the local earthquakes occurred in year 2013 by the method of the statistical analysis using data of Kitab station (with Geographic Latitude (N) 39° 08', Longitude (E) 66° 53'). To identify the anomalous values of TEC we calculate the differential TEC (dTEC) which is obtained by subtracting monthly averaged diurnal vTEC from the values of observed vTEC at each epoch of the day. This procedure removes normal diurnal variations of vTEC.

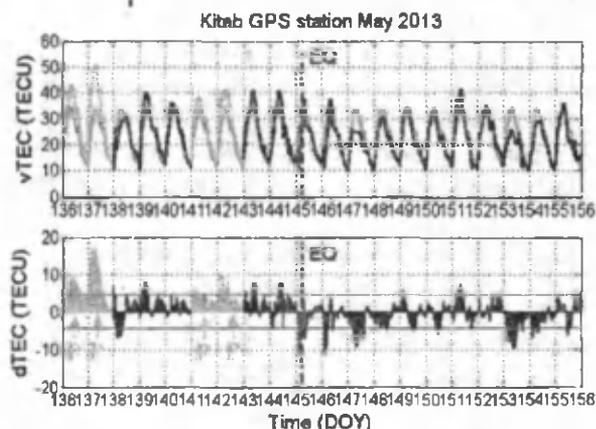


Fig.1. Vertical and Differential TEC variations Kitab for Bo'lung'ur, Uzbekistan M=5.7 EQ occurred on 26-May-2013 in comparison with the monthly mean. P character denotes the precursor day.

The results show anomalous enhancements before the local earthquakes, for example, before strong earthquake of magnitude of 5.7 occurred on 26 May 2013 near the north-east of Samarkand, Uzbekistan. Anomalies are occurred 3-4 days before the local earthquakes and we regard them as an ionospheric electromagnetic precursors. The present results are in good agreement with the previous observations on ionospheric earthquake precursors reported by various researchers.

In our preceding study [1] we produced Total Electron Content (TEC) time series Tashkent and Kitab and applied them to detect anomalous TEC signals preceding or accompanying the local earthquakes occurred in years 2006 - 2012. For example, [2] also reported a TEC decrease the day preceding the

December 2003, M6.6, San Simeon earthquake in the central California and [3] on 11 April 2012, an Ms8.6 earthquake struck the west coast of Northern Sumatra, Indonesia, (Geographic lat.02.311.N, Lon. 93.063.E, depth 22.9 km) as a result of strike-slip faulting within the oceanic lithosphere of the Indo-Australia plate. Earthquakes are [4] one of the most destructive and harmful natural disasters, especially in recent years, the 2008/5/12 Wenchuan M7.9 earthquake, the 2011/3/11 Tohoku M9.0 earthquake and the 2012/4/11 Sumatra M8.6 earthquake have caused a significant impact to the human life.

On 26-May-2013, at 11:08 (LT), the M = 5.7 Bulung'ur earthquake occurred in Uzbekistan. The epicenter with Geographic Latitude (N) 39° 2' and Longitude (E) 67° 39' was located in the territory of the

Bulung'ur district of Samarkand region at the distance less than one hundred kms from the GPS station operating in Kitab. Earthquake was not deep and had a local character. This favorable setting allowed us to test the capability of the GPS system to detect the ionospheric perturbations produced by a moderate size earthquake. High magnitude local earthquake have ionospheric precursors (the sample result is shown in Fig. 1).

References

1. Tojiev, S.R., Ahmedov, B.J., Tillayev, Y.A., Eshkuvatov, H.E. Ionospheric anomalies of local earthquakes detected by GPS TEC measurements using data from Tashkent and Kitab stations. *Advances in Space Research* **52**, 1146–1154, 2013.
2. Pulinets, S. Ionospheric precursors of earthquakes: Recent advances in theory and practical applications. *Terr. Atmos. Ocean Sci.* **15**, 413–435, 2004.
3. Fuying Zhu, Yiyang Zhou, Yun Wu. Anomalous variation in GPS TEC prior to the 11 April 2012 Sumatra earthquake. *Astrophys.Space.Sci.* **345**, 231–237, 2013.
4. Fuying Zhu, Yun Wu, Yiyang Zhou, Yang Gao. Temporal and spatial distribution of GPS-TEC anomalies prior to the strong earthquakes. *Astrophys. Space.Sci.* **345**, 239–246, 2013.

IONOSPHERIC EARTHQUAKE PRECURSORS OBSERVED USING TASHKENT AND KITAB GPS STATIONS DATA

H.E. Eshkuvatov^{1,2}, Y.A. Tillayev²

¹ *Institute of Nuclear Physics, Ulughbek*, ² *Ulugh Beg Astronomical Institute*
e-mail: husan@astrin.uz, yusuf@astrin.uz

Anomalous variations of ionospheric total electron content (TEC) a few days before local earthquakes can be regarded as a precursory signals. We analyze data from two GPS stations operating in Tashkent and Kitab for the possible earthquake ionospheric precursors. We have studied GPS derived TEC disturbances related to the earthquakes which occurred in and around Uzbekistan in 2006-2010 years from two GNSS stations located in Tashkent and Kitab. The obtained results have revealed a fine agreement with the TEC anomalies observed during the strong earthquakes and we demonstrate the capabilities of the GPS technique to detect ionospheric perturbations caused by a local earthquake.

The Global Navigation Satellite System (GNSS) data can be used to measure the ionospheric TEC, the technique has received our attention as a potential tool to detect ionospheric perturbations related to the earthquakes. We have studied TEC disturbances which occurred in 2006-2010 around Uzbekistan using two Uzbekistan GNSS stations located in Tashkent and Kitab.

TEC is a frequently used quantity in ionospheric science. Since the number of electrons approximately equals to the number of positive ions, the TEC represents a suitable parameter for the degree of ionization. The TEC is defined as the integral over the electron density distribution N_e along a defined path s :

$$TEC = \int N_e ds. \quad (1)$$

Since N_e is a volumetric density and TEC is defined by the integral over a path, the TEC can be thought as the total number of electrons that is contained in a volume with a cross section area being equal to 1 m^2 and length being equal to the path length. The common unit used for measuring the TEC is called Total Electron Content unit (TECU) and 1 TECU is equivalent to 10^{16} el/m^2 . Depending on local time, Solar activity, geomagnetic conditions, region of the Earth, etc., the vTEC can vary from about 1 to 180 TECU.

We have analyzed GPS derived TEC disturbances from two GPS stations located in Tashkent and Kitab, for possible earthquake ionospheric precursors from year 2006 to year 2010 which occurred mostly in and around Uzbekistan in seismically active zones. We study TEC anomalies in the light of the earthquakes that occurred within 1000 km from the observing stations during the period of observation. We produce TEC time series over both sites and apply them to detect anomalous TEC signals accompanying the earthquakes.

To identify the anomalous values of TEC we calculated differential TEC (dTEC). dTEC is obtained by subtracting 15 days backward running mean of vTEC from the values of observed vTEC at each epoch. It removes normal variations in TEC. A thorough analysis of the data shows abnormal variations in TEC in the form of enhancements. For a detail study of the data, we have calculated dTEC values for all the months and examined the anomalous TEC variations before the earthquakes (the sample results are shown in Fig. 1 and Fig. 2).

The results show anomalous enhancements which occur 2–5 days before the earthquakes. The obtained results have revealed a fine agreement with the TEC anomalies observed during the strong

earthquake in Tashkent and we demonstrate the capabilities of the GPS technique to detect ionospheric perturbations caused by a local earthquake. The GPS based TEC measurements have been discussed in a number of recent papers as ionospheric precursors correlated with the earthquakes [1-6].

Concluding the Tashkent and Kitab GPS data analysis for years 2006- 2010 we can state that ionospheric data in F-layer obtained on ground based navigation stations in Tashkent and Kitab are used for analysis of earthquake precursors. In general the anomalies occurred 2-5 days before the earthquakes as precursors. The similar anomalies were detected in Kitab GPS station which is at the distance of about 350 kms from the epicentre.

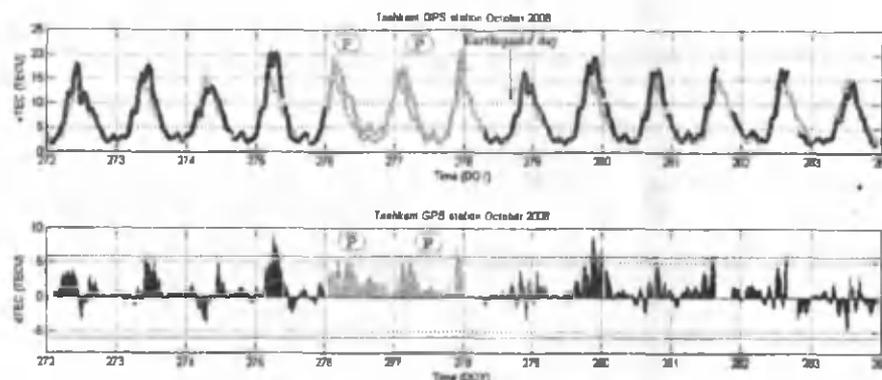


Fig.1. Tashkent station TEC and DTEC data for the 6.5 M Kyrgyzstan EQ occurred in October 5, 2008

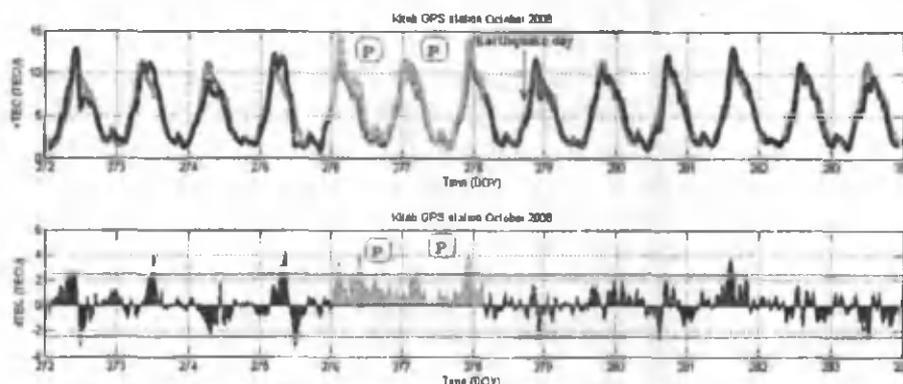


Fig.2. Kitab station TEC and DTEC data for the 6.5 M Kyrgyzstan EQ occurred in October 5, 2008

References

1. J. Y. Liu, Y. J. Chuo and Y. I. Chen, Geophys. Res. Lett. **28**, 1383 (2001).
2. J. Y. Liu, Y. I. Chen, H. K. Jhuang and Y. H. Lin, J. TAO. **15**, 371 (2004).
3. J. Y. Liu, Y. J. Chuo, S. J. Shan, Y. B. Tsai, Y. I. Chen, S. A. Pulinets and S. B.
4. Yu, Ann. Geophys. **22**, 1585 (2004).
5. M. Devi, A. K. Barbara and A. Depueva, Ann. Geophys. **47**, 83 (2004).
6. S. Pulinets, A. Leyva Contreras, G. Bisiacchi-Giraldi and L. Ciralo, Geofisica
7. Internacional. **44**, 369 (2005).
8. O. P. Singh, V. Chauhan, V. Singh, B. Singh, Phys. Chem. Earth **34**, 479 (2009).

ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ E2-ПЕРЕХОДОВ В НЕАКСИАЛЬНЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ

М.С. Надырбеков¹ и М.Ж. Коржовов²

¹Институт Ядерной Физики Академии Наук Республики Узбекистан, Улугбек, Ташкент, 100214, Узбекистан, ²Каршинский инженерно-экономический институт, 180100 Узбекистан, Карши, тел. +998-91-460-06-24 nodirbekov@inp.uz

На основе неадиабатической модели в приближении с произвольной неаксиальностью рассмотрены приведенные вероятности E2-переходов в энергетическом спектре возбужденных состоянии ground, g и b-полос неаксиальных четно-четных ядер.

Изучены влияния параметра мягкости ядра m , определяющее, деформируемость формы ядра, на значения вероятностей электрических квадрупольных переходов между возбужденными уровнями деформируемых неаксиальных четно-четных ядер. Вычислены E2-переходы внутри ground, g и b-

полос в единицах $(Q_0/4\rho)^2$. Также вычислены E2-переходы между этими полосами. Проведены сравнения полученных результатов с экспериментальными данными для ядер ^{150}Nd , $^{152,154}\text{Sm}$, $^{154,156}\text{Gd}$, $^{156,158,160}\text{Dy}$, $^{162,164,166,168}\text{Er}$, $^{166,168}\text{Yb}$, $^{168,170}\text{Hf}$, $^{228,230,232}\text{Th}$, $^{232,234,238}\text{U}$, ^{240}Pu , ^{248}Cm . Подробно проанализированы ветвления приведенных вероятностей E2-переходы внутри вышеуказанных полос.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИИ ТИПА (n,2n) НА ЯДРАХ $^{198,200}\text{Hg}$

С.Р. Палванов^{1,2} Г.С. Палванова², О.Э. Шамурадов¹, О. Жураев³

¹Национальный университет Узбекистана, ²НИИ прикладной физики Национального университета Узбекистана, ³Институт ядерной физики АН РУз,
e-mail: satimbay@yandex.ru

Исследование изомерных отношений позволяет получить информацию о механизме реакции, в частности, о моменте инерции ядра, о спиновой зависимости плотности уровней и о характере переходов между высоковозбужденными ядерными состояниями. Данные об изомерных отношениях выходов ядерных реакций необходимы для пополнения ядерных данных в этой области и для оптимизации экспериментов при проведении аналитических исследований методами активационного анализа.

Целью данного исследования является получение новых экспериментальных данных об относительной вероятности возбуждения изомерных состояний конечного ядра в нейтронных реакциях типа (n,2n) на ядрах $^{198,200}\text{Hg}$.

Эксперименты проводились на нейтронном генераторе НГ-150 ИЯФ АН РУз [1]. Нейтронный генератор НГ-150 реализует потоки быстрых нейтронов с энергиями ~ 2.4 и 14 МэВ из реакций $D+d \rightarrow {}^3\text{He}+n$ или $T+d \rightarrow \alpha+n$ при использовании дейтериевых и тритиевых мишеней. При этом потоки нейтронов составляют соответственно ~ 10^8 и 10^{10} н/сек. Время облучения нейтронным потоком с энергией 14 МэВ составляет 50 мин. Мониторинг потока нейтронов осуществлялось с помощью пластинки из алюминия натурального изотопного состава, которые облучались вместе с мишенями. В качестве мишеней использовались образцы оксида ртути (HgO) весом 2+3 г в виде диска диаметром 15мм.

Наведенная γ -активность мишеней измерялась на гамма-спектрометре фирмы Canberra, состоящем из германиевого детектора HPGe (с относительной эффективностью - 15 %, разрешением для линии ^{60}Co 1332 кэВ – 1,8 кэВ), цифрового анализатора DSA 1000 и персонального компьютера с программным пакетом Genie 2000 для набора и обработки гамма-спектров. Гамма-спектрометр по энергии калибровали с помощью стандартного набора источников ОСГИ. Измерения выполняли в стандартной геометрии, в которой градуировали детектор по эффективности.

Таблица 1.

Исследуемые ядерные реакции и спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакций

Ядерная реакция	Q, МэВ	I^π	$T_{1/2}$	E_γ кэВ	I_γ %	p
$^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197m}\text{Hg}$	- 8,56	13/2 ⁺	23,8 ч	133,9	30,2	0,93
$^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197g}\text{Hg}$	- 8,49	1/2 ⁻	64,1 ч	191,5	0,55	
$^{200}\text{Hg}(n,2n)^{199m}\text{Hg}$	- 8,03	13/2 ⁺	42,6 мин	158	58	1

Калибровка гамма спектрометра по энергии проводилась с помощью стандартного набора гамма источников ОСГИ. Измерения выполняли в стандартной геометрии, в которой проводилась градуировка детектора по эффективности [2]. Под эффективностью здесь понимаем отношение числа зарегистрированных импульсов в фотопиках к общему числу квантов, испущенных в телесный угол 4π .

Заселение изомерного и основного уровней идентифицировали по γ -линиям. Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакции ($\gamma,2n$), необходимые для обработки результатов измерений, взяты из работ [3] и приведены в табл.1, где I^π – спин и четность уровня, $T_{1/2}$ – период полураспада ядра, I_γ – интенсивность γ – квантов данной энергии на распад, p – коэффициент ветвления γ -перехода. Схема распада ^{197m}Hg и ^{199m}Hg приведена на рис.1.

Для определения сечений реакций (n,2n) использовалось соотношение:

$$\frac{\sigma_x}{\sigma_m} = \frac{S_x \lambda_x \varepsilon_m I_m \theta_m N_m F_m}{S_m \lambda_m \varepsilon_x I_x \theta_x N_x F_x}$$

где

$$F(t) = [1 - \exp(-\lambda t_o)] \exp(-\lambda t_n) [1 - \exp(-\lambda t_c)];$$

S – площадь фотопика в γ – спектре; $\lambda = 0,693/T_{1/2}$ – постоянная распада; ε – эффективность спектрометра; I – интенсивность γ – квантов данной энергии на распад; θ – распространенность используемого изотопа; N – число ядер исследуемого изотопа в образце; t_o, t_n, t_c – время облучения, паузы и измерения соответственно. Индекс x относится к изучаемому ядру, а индекс m – к монитору. По данным мониторинговой реакции были рассчитаны сечения исследуемых реакций. В качестве мониторинговой реакции использовались $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ ($T_{1/2}=15$ ч, $E_\gamma=1368$ кэВ), сечение которого равно: $\sigma_m = 114 \pm 6$ мбн при $E_n = 14,6 \pm 0,3$ МэВ [4].

Полученные экспериментальные результаты об сечений и изомерных отношениях сечений реакции $(n,2n)$ на ядрах $^{198,200}\text{Hg}$ приведены в табл. 2. Как видно из таблицы данные всех работ в пределах погрешностей измерений согласуются. Абсолютная ошибка изомерных отношений сечений реакций определяется статистической погрешностью счетов в фотопике измеряемой γ -линии, эффективностью регистрации γ -излучения и ошибкой значений сечений мониторов. Из данных, приведенных в таблице также видно, что в случае реакции $^{200}\text{Hg}(n,2n)^{199m}\text{Hg}$ всего две работы.

Таблица 2.

Сечения основного и изомерного состояний

Ядерная реакция	E_n , МэВ	σ , мбн		σ_m/σ_g	Источник
		m	g		
$^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197}\text{Hg}$	14,0	900±70	940±75	0,96±0,11	Настоящая работа
	14.1	-	-	0,80±0,10	[5]
	14.4	885±80	1125±100	0,79±0,10	[6]
	14.7	910±85	1010±140	0,90±0,15	[7]
	14,02	930±60	1110±110	0,84±0,10	[8]
$^{200}\text{Hg}(n,2n)^{199m}\text{Hg}$	14,0	820±100	-	0,39±0,05	Настоящая работа
	14.4	789±120	-	0,37±0,06	[6]

Для сравнения с экспериментом нами проведены расчет изомерных отношений по статистической модели ядра (для ^{198}Hg). Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации параметра спинового ограничения σ . При этом удовлетворительное согласие достигается при $\sigma = 3\hbar$.

Полученные экспериментальные результаты по изомерным отношениям сечений реакций $(n,2n)$ на ядрах $^{198,200}\text{Hg}$ могут быть использованы при выяснении механизма реакций, создания теоретических моделей для описания таких реакций и для получения информации о свойствах высоковозбужденных состояний ядер, а также расширения базы ядерных данных по изомерным отношениям. Подобные экспериментальные данные в настоящее время отсутствуют для большинства ядер. Также полученные результаты могут быть использованы в прикладной ядерной физике.

Литература

1. <http://www.inp.uz>.
2. Вылов Ц., Вылова Л.А., Головков Н.А. и др. В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. М.,1976, вып. 6, с.59-78.
3. Lederer C., Shirley V. - Table of Isotopes. New York: Wiley & Sons. Inc. 2000.
4. Holub E., Cindro N. // Jour. of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.). 1976. V.2. P.405.
5. J.K.Temperley. Physical Review, Part C, Nuclear Physics, 1969, V.178, P.254.
6. A.K.Hankla,R.W.Fink,J.H.Hamilton. Nuclear Physics, Section A,1972, V.180, P.157.
7. S.M.Qaim. Physical Review, Part C, Nuclear Physics,178,1970
8. Y.Kasugai, F.Maekawa, Y.Ikeda, H.Takeuchi. J. of Nuclear Science and Technology J, NST,38,(12),1048, 2011.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИИ (n,2n) НА ЯДРАХ ТЕЛЛУРА-120,122,124,128,130

С.Р.Палванов^{1,2}, Ж.Рахмонов³, М.Каюмов³, М.И.Мамаюсупова¹, О.Жураев³¹Национальный университет Узбекистана, ²НИИ прикладной физики Национального университета Узбекистана ³Институт ядерной физики АН РУз,
e-mail: satimbay@yandex.ru

Ядерные реакции с образованием конечного ядра в определенных квантовых состояниях стали одним из основных источников новой информации о механизме этих реакций и структуре образующихся в них ядер. Распределение вероятностей заселения возбужденных состояний конечного ядра определяется спектром вылетающих частиц, а также характеристиками составного ядра. В настоящей работе методом наведенной активности исследованы изомерные отношения выходов и сечений реакции типа (n,2n) на ядрах теллура-120,122,124,128,130.

Исследования проводились на нейтронном генераторе НГ-150 Института ядерной физики АН РУз. Время облучения нейтронным потоком с энергией 14 МэВ составляет 30-40 мин. В качестве мишени использовали образец теллура в естественной смеси изотопов. Для получения абсолютных значений сечений реакции использовали метод мониторов, т.е. метод сравнения выходов и сечений исследуемой и мониторинговой реакции. Наведенная активность мишеней измерялась на гамма-спектрометре фирмы Canberra, состоящем из германиевого детектора HPGe (с относительной эффективностью - 15 %, разрешением для линии ⁶⁰Co 1332 кэВ - 1,8 кэВ), цифрового анализатора DSA 1000 и персонального компьютера с программным пакетом Genie 2000 для набора и обработки гамма-спектров. Гамма-спектры мишеней начинали измерять после паузы 3-50 ч и измеряли в течение 60 мин. Гамма-спектр (n,2n)-реакции на изотопах теллура приведен на рис. 1.

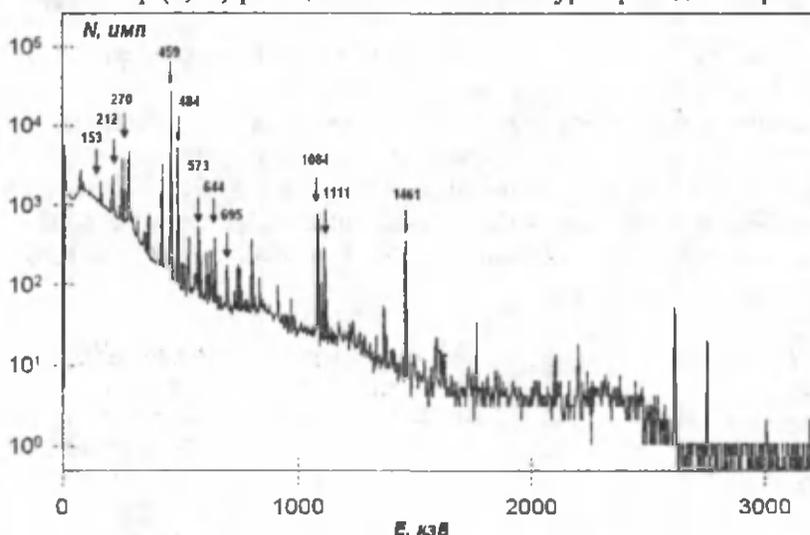


Рис. 1. Гамма-спектр (n,2n)-реакции на изотопах теллура

Заселение изомерного и основного уровней идентифицировали по γ -линиям. Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакций (γ ,n) и (n,2n), необходимые для обработки результатов измерений, взяты из работ [1].

Результаты экспериментальных данных, полученных в данной работе, представлены в табл. 1 и 2. Ошибки измерений, приведенные в этих таблицах определяются статистической погрешностью счетов в фотопике измеряемой γ -линии и эффективностью регистрации γ -излучения. В табл. 1 и 2. также приведены результаты других работ. Как видно из этой таблицы наши результаты по сечению образования изомерного состояния в реакции ¹²⁰Te(n,2n)¹¹⁹Te в пределах погрешностей согласуются с данными работы [2].

Результаты по сечению образования основного состояния хорошо согласуются между собой. В случае реакции ¹²²Te(n,2n)¹²¹Te данные всех работ в пределах погрешностей согласуются между собой.

Сечения реакций (n,2n) на изотопах теллура

Реакция	E _n , МэВ	σ, мб		Источник
		m	g	
¹²⁰ Te(n,2n) ¹¹⁹ Te	14,0	571±55	560±51	Настоящая работа [2] [3] [4]
	14,1	547±49	601±46	
	14,5	750±41	553±27	
	14,7	597±56	-	
¹²² Te(n,2n) ¹²¹ Te	14,0	697±65	710±50	Настоящая работа [2] [3] [4]
	14,1	757±70	746±60	
	14,6	640±33	694±35	
	14,7	646±62	-	
¹²⁴ Te(n,2n) ¹²³ Te	14,0	960±70	стабильное	Настоящая работа [2] [3]
	14,1	847±64	стабильное	
	14,6	629±30	стабильное	
¹²⁸ Te(n,2n) ¹²⁷ Te	14,0	-	550±30	Настоящая работа [2] [3] [4]
	14,1	-	540±40	
	14,6	-	481±23	
	14,7	-	536±60	
¹³⁰ Te(n,2n) ¹²⁹ Te	14,0	960±58	732±51	Настоящая работа [2] [3] [4]
	14,1	1030±52	-	
	14,6	1014±56	-	
	14,7	1101±102	-	

Для реакции ¹²⁴Te(n,2n)^{123m}Te наши результаты в пределах погрешности согласуются с данными работы [2], результаты работы [3] занижены. Может быть это связано с поведением функции возбуждений этой реакции при высоких энергиях. В случае реакции ¹²⁸Te(n,2n)¹²⁸Te результаты всех работ в пределах погрешности хорошо согласуются. Для реакции ¹³⁰Te(n,2n)¹²⁹Te сечения образования изомерного состояния определены в работах [2,3,4]. Эти результаты хорошо согласуются между собой. В настоящей работе также определено сечение возбуждения основного состояния. На основе результатов, приведенных в табл.1, можно определить изомерные отношения сечений реакций, которые приведены в табл. 2.

Таблица 2

Изомерные отношения сечений реакции типа (n,2n) на изотопах теллура

Реакция	σ _m /σ _g	E _n , МэВ	Источник
¹²⁰ Te(n,2n) ¹¹⁹ Te	1,02±0,13	14,0	Настоящая работа [2] [3]
	0,91±0,11	14,1	
	1,35±0,09	14,6	
¹²² Te(n,2n) ¹²¹ Te	0,98±0,11	14,0	Настоящая работа [2] [3]
	1,01±0,12	14,1	
	0,92±0,07	14,6	
¹²⁴ Te(n,2n) ¹²³ Te	0,62±0,06*	14,0	Настоящая работа
¹²⁸ Te(n,2n) ¹²⁷ Te	1,20±0,16*	14,0	Настоящая работа
¹³⁰ Te(n,2n) ¹²⁹ Te	1,31±0,12	14,0	Настоящая работа

*Приведено значение $r = \sigma_m / \sigma_{tot}$

В случае реакции (n,2n) на ядре ¹²⁴Te образуется изомер ^{123m}Te, основное состояние которого стабильно. В этом случае изомерные отношения сечений реакции определяются как отношения сечения образования изомерного состояния к общему сечению реакции - $r = \sigma_m / \sigma_{tot}$. По данным, приведенным в табл.1, можно построить функции возбуждений реакций. Как видно, четкой зависимости изомерного отношения выхода и сечений реакции типа (n,2n) на изотопах теллура от массового числа A, числа протонов и числа нейтронов, не наблюдается.

Результаты, полученные в настоящей работе, могут быть использованы для решения прикладных задач, а также при планировании экспериментов по изучению изомерных отношений в фотоядерных реакциях и при изучении механизма реакций.

Литература

1. Lederer C., Shirley V. - Table of Isotopes. New York: Wiley & Sons. Inc. 2000.
2. Filatenkov A.A., Chuvaev S.V., Aksenov V.N. e.a. // Radiev. Inst., 1999.-Reports No.252.
3. Zhou F., Tuo F., Yi Y., Kong X. // Radiochimica Acta., 2007. Vol.95. P.553.
4. Schnabel C., Leya I., Michel R. e.a. // Radiochimica Acta. , 2000. Vol.88. P.439.

ПРИМЕНЕНИЕ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО НЕЙТРОННОГО АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА ДЛЯ СРАВНИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ЗЕРЕН ПШЕНИЦЫ

С. Мухаммедов, А. Хайдаров, О. Пардаев

Институт ядерной физики АН РУз

E-mail: info@inp.uz

Известно, что в растениях, в том числе их зернах, обнаруживается более 70 химических элементов. На долю С, О, Н и N приходится около 95% сухого вещества растений и они называются органогенными. Эти элементы вместе с P, K, Ca, Mg, S, Fe, B, Cu, Mn, Zn, Mo, V, Co, I считаются, «безусловно» необходимыми, а около десяти элементов (Al, Si, F, Li, Ag и некоторые другие) считаются условно необходимыми для растений. Ядерно-физические методы анализа позволяют находить содержания значительной части этих элементов.

Главное преимущество метода инструментального нейтронного активационного анализа (ИНАА) при изучении биологических материалов состоит в том, что на матричных элементах С, Н, N, O образуется очень незначительная активность радионуклидов, излучающих γ -лучи, которые не мешают проведению анализа. Дело в том, что реакция захвата тепловых нейтронов на мало распространенных изотопах углерода и водорода - $^{12}\text{C}(n,\gamma)^{13}\text{C}$ и $^2\text{H}(n,\gamma)^3\text{H}$ - образует радионуклиды с очень маленькой активностью и не излучающие гамма – кванты. А на некоторых других изотопах по реакциям $^{18}\text{O}(n,\gamma)^{19}\text{O}$ и $^{15}\text{N}(n,\gamma)^{16}\text{N}$ образуются очень короткоживущие радионуклиды - ^{19}O (27 с) и ^{16}N (7,1 с). Все эти реакции имеют чрезвычайно низкие поперечные сечения захвата тепловых нейтронов и поэтому их радиоактивные продукты совершенно не влияют на определение следовых количеств элементов. Поэтому ядерно-физические методы получили широкое применение при исследованиях биомедицинских проблем [1-3]. В институте ядерной физики этот метод широко практиковался для решения многочисленных проблем медицины, биологии и сельского хозяйства [2-6].

Цель данной работы заключается в сравнительном анализе минерального состава зерен одного сорта местной «богарной» п и импортируемой из соседнего государства пшеницы по отношению мягкой и твердой пшеницы РФ. Работа выполнена с применением методики ИНАА, разработанной в лаборатории активационного анализа ИЯФ АН РУз.

Образцы массой 50 мг упаковывали в маркированные полиэтиленовые пакеты. Подготовленные образцы подвергали ИНАА, и содержание элементов определяли с применением ранее нами опубликованной методики [3,4]. В качестве источника нейтронов с потоком $6 \cdot 10^{13} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ использовали ядерный реактор ВВР-СМ ИЯФ АН РУз. Временные режимы облучения ($t_{\text{обл}}$) и «остывания» ($t_{\text{охл}}$), выбранные в зависимости от периодов полураспада ($T_{1/2}$) используемых радионуклидов, были следующими: а) Для короткоживущих ($T_{1/2} < 10$ мин) - $t_{\text{обл}} = 15$ с, $t_{\text{охл}} = 10$ мин; б) Для среднеживущих (10 мин $< T_{1/2} < 1$ сутки) - $t_{\text{обл}} = 15$ ч, $t_{\text{охл}} = 10$ суток; в) Для долгоживущих (1 сутки $< T_{1/2} < 1$ год - $t_{\text{охл}} = 30$ дней. Для измерения наведенной активности образцов использовали гамма-спектрометр фирмы CANBERRA, оснащенный германиевым детектором с чувствительным объемом $V = 120 \text{см}^3$ и энергетическим разрешением 1,8 кэВ по гамме - линии ^{60}Co 1330 кэВ.

По этой методике погрешность измерения основных элементов не превышает 20%. Пределы определения большинства элементов намного ниже измеренных содержаний. Нами в образцах найдено содержание 27 химических элементов. В таблице приведены результаты проведенных анализов.

Результаты анализа и сравнение их с литературными данными (RUS). (Здесь: мс - мягкий сорт; тс - твердый сорт)

Элемент	UZB	KAZ	RUS		Элемент	UZB	KAZ	RUS	
			мс	Тс				мс	тс
Ag	0.037	0.029			La	0.019	0.025		
Au'	0.0034	0.0048			Mg	1320	1260	1080	1140
Ba	2.9	10			Mn	39	47	38	37
Br	0.53	3.6			Mo	0.99	0.79	0,24	0,42
Ca	470	580	540	620	Na	68	68	80	80
Cl	490	450	290	300	Ni	<1.0	3.7	0,428	0,216
Co	0.025	0.042	0,054	0,0054	Rb	1.1	1.4		
Cr	0.27	0.21		0,055	Sb	0.009	0.012		
Cs	<0.005	<0.005			Sc	0.0062	0.0042		
Cu	2.1	2.4	4,7	5,3	Se	0.073	<0.01	0,29	
Fe	63	52	54	53	Sr	15	11	1,93	2,03
Hf	<0.001	0.0049			Th	<0.005	0.0087		
Hg	<0.005	<0.005			Zn	22	31	27,9	28,1
K	4400	3300	3370	3250					

Сравнительный анализ данных позволяет следующие выводы:

1. Метод ИНАА дополнительно обеспечивает данные по 13 химическим элементам - Ag, Au, Br, Ba, Cr, Sc, Sb, Rb, La, Cs, Hg, Hf, Th, о биологической роли которых литературных данных не достаточно.

2. В перечне сертифицируемых элементов имеются Zr, Ti, Sn, Al, B, V, I, S, которые применяемым нами вариантом ИНАА напрямую не определяются. Для исследуемого объекта необходимо использовать другие варианты ядерно-физических методов.

3. Составы местной и импортируемой пшеницы по химическим элементам Ca, Ag, Fe, Mg, Mn, Mo, Na, Rb, Cl, Cs, Cu, La, Hg в пределах 20% погрешности практически совпадают между собой.

4. Заметная разница (более 20%) в концентрациях обнаружена для таких элементов, как Au, Br, Ba, Co, K, Sb, Sc, Zn, Ni.

5. Результаты по таким элементам, как Ba, Br, Hf, Sr отличаются значительно. Например, хотя результаты по местному и импортируемому сортам пшеницы по Sr находятся в пределах погрешности анализа, но от данных по сравниваемым сортам пшеницы они отличаются более, чем на 80%.

Нами разработан методика ИНАА для определения содержания азота, а через него и белка, в сельскохозяйственных культурах (в том числе в пшенице). Для этого применяется другой вариант метода, основанный на использовании ядерной установки - нейтронного генератора НГ-150 [5-7]. Испытание методики осуществлен путём сравнения результатов химического метода Кьельдаля (КХМ), принятого во всем мире в качестве стандартного, с данными ААБН. Были проанализированы три местных сорта пшеницы, в том числе того сорта, по которому данные по химическим элементам представляются выше.

Кьельдал		ИНАА		Допустимое расхождение		Фактическое расхождение	
Азот, %	Белок, %	Азот, %	Белок, %	Азот, %	Белок, %	Азот, %	Белок, %
2,11	12,02	2,28	13,00	0,46	1,53	0,17	0,98

Результаты, полученные двумя методами, совпадают между собой с погрешностью не более 5%. Причём ААБН обеспечивает лучшую сходимость с требованиями сертификации (ГОСТ 10846-91).

Диапазон измерения содержания азота от 8 до 18% прямолинеен и пропорционален реальным значениям белка в зерне. Погрешность определения содержания азота методом ААБН не превышает погрешности общепринятого в мировой практике химического метода Кьельдаля. Методика использована для определения белка в некоторых сортах зерновых и зернобобовых культур

Литература

1. Франтасьева М.В. Нейтронный активационный анализ в науках о жизни. ЭЧАЯ, т.42, вып.2, с.638—720, 2011.

1. Kist A. A.. Use of nuclear physics methods in life sciences in the USSR. — Biological Trace Element Research, 1990, V 26-27, N 1, P. 661— 670
2. Данилова Е.А., Кист А.А., Осинская Н.С., Хусниддинова С.Х. Мед. физика, 2008, №3, с.73—77
3. Мухаммедов С., Данилова Е.А., Осинская Н.С., Хушвактов Ж., Акромов Ф., Сулейманова Д.Н., Кулиев О. Атомная энергия, 2009, т.111, вып.3, с.171—174
4. Мухаммедов С., Хайдаров А., Барсукова Е.Г. Атомная энергия, 2009, т. 106, вып 3, с.169—173
5. Мухаммедов, Ж. Хушвактов, Е.Г. Барсукова, А. Хайдаров, Ф. Акромов. Атомная энергия, 2011, т.111, вып. 8, с.114 —116
6. Mukhammedov, A.Khaydarov, N.S.Osinskaya, E.G.Barsukova. Uzbek J. Phys., 2009, vol 11 n 1; P.79—83

ИЗУЧЕНИЕ МИКРОЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА НЕКОТОРЫХ СОРТОВ ДЕТСКОГО ПИТАНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО НЕЙТРОННОГО АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА

Мухаммедов С., Данилова Е.А., Осинская Н.С., Хайдаров А., Пардаев О.

Институт ядерной физики АН РУз,
e-mail: suvun@inp.uz

Для определения состава продуктов питания (в том числе продуктов детского питания ПДП) применяются различные методы анализа. Однако, ядерно-физические методы являются наиболее важными при решении проблемы определения микроэлементного состава таких материалов [1–3]. Следует отметить, что в регламентирующих документах почти отсутствуют данные по многим микроэлементам.

Цель настоящей работы заключалась в изучении возможности применения инструментального нейтронно-активационного анализа (ИНАА) для оценки соответствия элементного состава некоторых сортов импортируемых ПДП данным по допустимым концентрациям [4–6].

Для проведения анализов брали образцы импортируемых пяти видов детского питания: 1) HEINZ - зерновая фруктово-молочная кашка (12 витаминов + Ca, I, Fe, Zn); 2) МАЛЮТКА - Д молочная смесь для детей от 0 до 6 месяцев; 3) МАЛЫШ молочная смесь с рисовой мукой; 4) КАШКА МИНУТКА - Овсяные хлопья с вишней; 5) Baby Premium – без молочная каша с рисом и черносливом.

Образцы массой 50 мг упаковывали в маркированные полиэтиленовые пакеты. Подготовленные образцы подвергали ИНАА, и содержание элементов определяли с применением ИНАА. В качестве источника нейтронов с потоком $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ использовали ядерный реактор ВВР-СМ ИЯФ АН РУз. Временные режимы облучения ($t_{\text{обл}}$) и “остывания” ($t_{\text{охл}}$), выбранные в зависимости от периодов полураспада ($T_{1/2}$) используемых радионуклидов, были следующими: а) Для короткоживущих ($T_{1/2} < 10$ мин) - $t_{\text{обл}} = 15$ с, $t_{\text{охл}} = 10$ мин; б) Для среднеживущих ($10 \text{ мин} < T_{1/2} < 1$ сутки) - $t_{\text{обл}} = 15$ ч, $t_{\text{охл}} = 10$ суток; в) Для долгоживущих ($1 \text{ сутки} < T_{1/2} < 1$ год - $t_{\text{охл}} = 30$ дней). Для измерения наведенной активности образцов использовали гамма-спектрометр фирмы CANBERRA, оснащенный германиевым детектором с чувствительным объемом $V = 120 \text{ см}^3$ и энергетическим разрешением 1,8 кэВ по гамме - линии ^{60}Co 1330 кэВ. На спектрометре обработка данных осуществляется по программе GENIE 2000.

Метод позволил установить состав ПДП по 26 химическим элементам (табл.1).

Видно, что некоторые РЗЭ S(m, La, Eu, Hf), As, Cs, Se, Sr, Hg, Sb обнаруживаются не во всех образцах. Найдено содержание значительного числа регламентируемых химических элементов - Mg, Ca, Fe, Zn и др.

Анализ результатов с точки зрения их сходимости по образцам свидетельствует, что содержания химических элементов в различных ПДП отличаются значительно. Например, содержание магния находится в интервале концентраций, отличающихся более, чем в 6 раз, ртути 9, хлора 35, хрома 2, цинка 3,8 раза и т.д. По-видимому, это обусловлено составом ингредиентов, использованных для приготовления ПДП. Кроме того, ранее другими исследователями было показано, что такое распределение в химических составах растительного сырья обычно наблюдается в зависимости от региона их прорастания, состава почвы и подкормки.

С точки зрения пригодности ПДП для потребления, полученные результаты сравнивали с регламентными данными.

Таблица 1

Содержание микроэлементов в детских смесях, мкг/г

Химический элемент	Исследованные образцы ПДП				
	1	2	3	4	5
Mg	578	638	947	2210	310
Cl	4650	1940	2860	9190	144
Mn	8.0	0.51	1.6	22	6.0
Na	3070	1930	1800	6590	54.6
K	6350	4820	7120	1820	870
Mo	0.32	0.27	0.38	1.0	0.57
Au	0.0033	0.0021	0.0017	0.0028	0.0033
Br	7.9	4.0	8.5	1.6	0.18
Ca	6100	3990	6040	<100	160
Sm	<0.001	<0.001	<0.001	<0.001	0.0035
As	<0.01	<0.01	<0.01	<0.01	0.086
La	<0.01	<0.01	<0.01	<0.01	0.014
Se	<0.1	0.16	0.11	<0.1	<0.1
Hg	<0.001	<0.001	0.0093	<0.001	<0.001
Cr	0.29	0.24	0.23	0.50	0.26
Hf	0.016	<0.01	<0.01	<0.01	<0.01
Sr	10.5	8.5	<1.0	<1.0	<1.0
Ag	<0.01	0.041	<0.01	0.014	0.036
Cs	0.026	<0.01	0.020	<0.01	<0.01
Sc	0.0049	0.0045	0.0043	0.0034	0.0043
Rb	6.7	3.1	10.2	2.6	0.25
Fe	117	74.9	90.4	31.4	97.6
Zn	45.1	38.1	38.9	10.0	11.3
Co	0.021	0.012	0.017	0.011	0.010
Eu	0.0033	0.0034	0.0042	0.036	<0.001
Sb	0.018	0.018	<0.01	<0.01	<0.01

Таблица 2

Сравнение регламентных данных (1) с экспериментальными данными (2) для товарной группы ПДП на основе зерновой муки

Мука	Na		K		Ca		Mg		Fe	
	Рег	Экс	Рег	Экс	Рег	Экс	Рег	Экс	Рег	Экс
Рисовая	-	193	50	482	20	399	30	63.8	1.3	74,9
Овсяная	-	659	180	182	56	<100	110	221	1.5	3.14

Видно, что согласие имеется только по калию, а по остальным элементам экспериментальные результаты достаточно сильно отличаются от регламентных. По-видимому Э это можно объяснить тем, что в состав исследованных ПДП включены и другие добавки. Например, в составе каши «Минутка» кроме овсяных хлопьев добавлена вишня.

Попробуем сравнить экспериментальные результаты с суточной потребностью, мг/сутки (Для случая потребления 1000 г ПДП в сутки). В таблице 3 приведены результаты такого сравнения.

Видно, что в большинстве исследованных образцов ПДП нет соответствие между рекомендованной суточной потребностью в микроэлементах и полученными результатами. Из данных таблицы следует, что принимаемую суточную дозу можно уменьшать в 10 раз.

Таким образом, метод ИНАА использован для изучения минерального состава 5 образцов из некоторых подгрупп продуктов детского питания. В исследованных ПДП найдены концентрации 26 микроэлементов. Результаты сравнены с регламентными данными и суточными потребностями человека в микроэлементах. Показано, что исследованные группы ПДП отвечают требованиям не по всему микроэлементному составу.

Сравнение экспериментальных результатов с суточной потребностью человека в микроэлементах,

мг/кг

Химические элементы	Co	Fe	Mn	Mo	Zn	
Суточная потребность	0.1-0.2	15-20	5-6	0.2-0.3	10-12	
Образцы	1.	0.021	117	8.0	0.32	45.1
	2.	0.012	74.9	0.51	0.27	38.1
	3.	0.017	90.4	1.6	0.38	38.9
	4.	0.011	31.4	22	0.10	100
	5.	0.010	97.6	6	0.57	11.3

Литература

1. Мухаммедов С. Применение ядерных технологий для решения некоторых биомедицинских проблем// Inter. Conf. "Science Technique and Innovation Technologies in the Epoch of Great Revival, Ashabad, 10-12 June, 2011", (Turk., Russ., Engl.), p.312-314
2. Мухаммедов С., Данилова Е.А., Осинская Н.С., Хушвактов Ж., Акрамов Ф. Сулейманова Д.Н., Кулиев О. Нейтронно-активационный анализ волос детей, больных анемией// Атомная энергия т.111, вып. 3, 2011. С. 171-174
3. Mukhammedov S., Khushvaktov J., Khaydarov A. The role of INAA in solving several biomedical problems. In "Book of abstracts of Inter. Conf. on Nuclear science and its Application, Samarkand_2012. P. 362-364
4. Требования к продуктам детского питания на молочной основе и процессам их производства. <http://base.garant.ru/12160959/5/>
5. Особенности химического состава и пищевой ценности ПДП <http://www.znaytovar.ru/new557.html>
6. Химический состав российских пищевых продуктов/ Справочник// под редакцией И.М.Скурихина. МЖ Дели принт, 2002.-236 с.

ASYMPTOTIC NORMALIZATION COEFFICIENTS AND THEIR NUCLEAR-ASTROPHYSICAL APPLICATION**R. Yarmukhamedov and O. R. Tojiboev***Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences*

A reliable estimation of rates of different nuclear astrophysical processes responsible for the light element abundance via the *pp*-chain and the CNO cycle is one of most important problems of modern nuclear astrophysics. A solution of this problem is in turn impossible without obtain rather low energy cross sections $\sigma_{ad}(E)$ (or equivalently the astrophysical *S* factors $S_{ad}(E)$) for these reactions, where *E* is the relative kinetic energy of colliding particles.

One of the possible solutions of this problem is based on the idea that owing to strong Coulomb repulsion of colliding particles (*a* and *A*) and rather low value of the binding energy of the captured particles (for example, proton or α -particle), at stellar energies the amplitude of the direct capture $A(a,\gamma)B$ reaction of astrophysical interest proceeds through the tail of the overlap integral for the nucleus *B* in the binary (*A+a*)-channel, and, hence, is completely determined by the Coulomb interaction, binding energy and the respective asymptotic normalization coefficient (ANC) for the nucleus *B* in the binary (*A+a*)-channel (or denoted by $A+a \rightarrow B$ everywhere below).

In the present review work, the basic modern methods of determination of ANCs for the overlap integral for the nucleus *B* in the binary (*A+a*)-channel of astrophysical interest are presented (e.g., see review [1] in detail and references therein). Here, the results of the application of the specific asymptotic normalization coefficients both for the extrapolation of the astrophysical *S* factors to solar energy regions ($E \leq 25$ keV, including $E=0$) and for the calculations of the rates at stellar temperatures for some specific radiative capture $A(a,\gamma)B$ reactions of the *pp*-chain and the CNO cycle are presented and discussed.

For example, in [2,3] the ANC-values for ${}^7\text{Be}+p \rightarrow {}^8\text{B}$, $\alpha+{}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}(g.s.)$ and $\alpha+{}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}(E^*=0.429 \text{ MeV})$ were obtained from the analysis of the nuclear-astrophysical ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ and ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reactions, which are one of the main links in the *pp*-chain of solar hydrogen burning and their rates determine how much the ${}^7\text{Be}$ and ${}^8\text{B}$ branches of the the *pp*-chain contribute to solar hydrogen burning. Note that the aforementioned ANC-values are in a good agreement with those obtained independently from the analysis of the peripheral ${}^7\text{Be}(d,n){}^8\text{B}$, ${}^{12}\text{C}(d,{}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He},\text{Be}^7){}^8\text{Be}$ reactions. The obtained ANC-values, which really determine the absolute normalization of the direct astrophysical *S* factors for the aforementioned reactions at solar energies [4], including $E=0$, were used for the extrapolation of the experimental

astrophysical S factors, $S_{17}(E)$ and $S_{33}(E)$, in the point $E=0$. The result of this extrapolation led to the values of $S_{17}(0)=23.4\pm 0.6$ eV b [2] and $S_{33}(0)=0.613\pm 0.045$ keV b [3]. These values can be used as the main input data for a correct estimation of the neutrino flux [5].

Reference

1. R. Yarmukhamedov and Q. I. Tursunmahatov. Universe Evolution: Astrophysics and Nuclear Astrophysics (NOVA,USA), to be published (2013).
2. S. B. Igamov and R. Yarmukhamedov. Phys.At.Nucl. 71(2008)1740.
3. Q. I. Tursunmahatov and R. Yarmukhamedov. Phys.Rev. C85(2012)045807.
4. S. B. Igamov and R. Yarmukhamedov. Nucl.Phys.A781(2007)247.
5. J. N. Bahcall et al. Astrophys. J.1256(1969)559.

PARTICLE MOTION AROUND HORAVA-LIFSHITZ BLACK HOLE

A. Hakimov^{1,2} and S. Shaymatov¹

¹Ulugh Begh Astronomical Institute, ²Institute of Nuclear Physics

Recently, Petr Hořava suggested a new candidate quantum field theory of gravity with a dynamical critical exponent equal to $z = 3$ in the UV (ultraviolet). This theory is a nonrelativistic power-counting renormalizable theory in four dimensions, which admits the Lifshitz scale invariance in time and space that reduces to Einstein's general relativity at large scales [1,2]. Here we will study the particle motion around black hole immersed external asymptotically uniform magnetic field in Hořava -Lifshitz theory.

The static and spherical symmetric spacetime metric of the black hole with mass M in Hořava - Lifshitz gravity takes form (see e.g. [3])

$$ds^2 = -e^{2\phi(r)} dt^2 + e^{2\Lambda(r)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (1)$$

where the metric functions ϕ and Λ depend on the radial coordinate r only. We consider the Kehagias and Sfetsos asymptotically flat solution [4], given by

$$e^{2\phi(r)} = e^{-2\Lambda(r)} = 1 + \omega r^2 - \sqrt{r(\omega^2 r^3 + 4\omega M)} \quad (2)$$

The 4-vector potential A_α of the electromagnetic field will take a form [5]:

$$A_0 = A_1 = A_2 = 0, A_3 = \frac{1}{2} B r^2 \sin^2 \theta \left(1 + \frac{3M^2}{10\omega r^4} \right) \quad (3)$$

The orthonormal components of the electromagnetic fields measured by fixed observer with the four-velocity components $(u^\alpha)_{obs} = \exp(-\phi) \{1,0,0,0\}$; $(u_\alpha)_{obs} = -\exp(\phi) \{1,0,0,0\}$ are given by expressions

$$B^t = B \left(1 + \frac{3M^2}{10\omega r^4} \right) \cos \theta \quad (4)$$

$$B^\theta = e^{\phi(r)} B \left(1 - \frac{6M^2}{10\omega r^4} \right) \sin \theta \quad (5)$$

which depend on the lapse function of the metric (1). In the limit of flat spacetime, i.e. for $\omega r^2 \rightarrow \infty$ and $2M/r \rightarrow 0$, expressions (4) – (5) gives

$$\lim_{\omega r^2 \rightarrow \infty, 2M/r \rightarrow 0} B^t = B \cos \theta \quad (6)$$

$$\lim_{\omega r^2 \rightarrow \infty, 2M/r \rightarrow 0} B^\theta = B \sin \theta \quad (7)$$

As expected, expressions (6) – (7) coincides with the solutions for the homogeneous magnetic field in the Newtonian spacetime. It is very important to study in detail the motion of charged particles around a black hole in Hořava-Lifshitz gravity immersed in a uniform magnetic field given by 4-vector potential (3) with the aim to find astrophysical evidence for the existence of KS parameter ω . We shall study the motion of the charged test particles around black hole in Hořava-Lifshitz gravity using the Hamilton-Jacobi equation

$$g^{\mu\nu} \left(\frac{\partial S}{\partial x^\mu} + e A_\mu \right) \left(\frac{\partial S}{\partial x^\nu} + e A_\nu \right) = -m^2 \quad (8)$$

where e and m are the charge and the mass of a test particle, respectively. Since t and φ are the Killing variables one can write the action in the form

$$S = -Et + L\varphi + S_{r\theta}(r, \theta) \quad (9)$$

where the conserved quantities E and L are the energy and the angular momentum of a test particle at infinity. Substituting it into equation (8) one can get the equation for inseparable part of the action

$$-m^2 = -e^{2\Delta(r)} \epsilon^2 + e^{-2\Phi(r)} \left(\frac{\partial S_{r\theta}}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial S_{r\theta}}{\partial \theta} \right)^2 + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left[\mathcal{L} + \frac{eB}{2} r^2 \left(1 + \frac{3M^2}{10\omega r^4} \right) \sin^2 \theta \right]^2 \quad (10)$$

One can easily separate variables in this equation in the equatorial plane $\theta = \pi/2$ and obtain the equation for radial motion

$$\left(\frac{dr}{ds} \right)^2 = \mathcal{E}^2 - V_{eff}(\mathcal{L}, r, \epsilon, \omega) \quad (11)$$

where s is the proper time along the trajectory of a particle and

$$V_{eff}(\mathcal{L}, r, \epsilon, \omega) = \left[1 + \omega r^2 - \sqrt{r(\omega^2 r^3 + 4\omega M)} \right] \left\{ \left[\frac{\mathcal{L}}{r} + \left(\frac{r}{2M} + \frac{3M^2}{10\omega r^4} \right) \epsilon \right] + 1 \right\} \quad (12)$$

where the dimensionless parameter $\tilde{\omega} = \omega M^2$ is introduced. Here we have changed $\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}/m$ and $\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}/m$. The effective potential besides the energy, the angular momentum, the KS parameter ω and the radius of the motion also depends on the dimensionless parameter $\epsilon = eBM/m$ which characterizes the relative influence of a uniform magnetic field on the motion of the charged particles. In Fig. 1 the radial dependence of the effective potential of the radial motion of the charged particle around black hole for the different values of the dimensionless parameter $\tilde{\omega} = \omega M^2$ and magnetic parameter ϵ are shown.

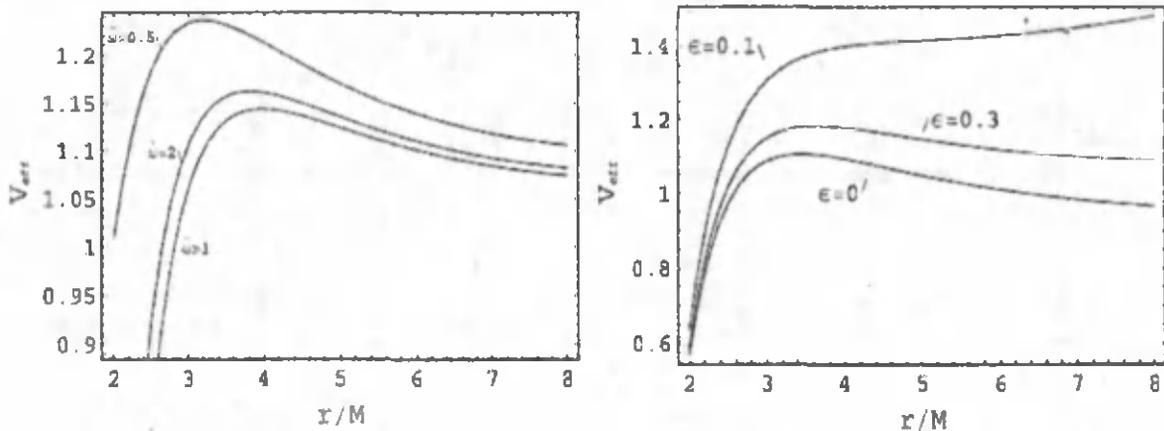


Fig. 1: Radial dependence of the effective potential of the radial motion of the charged particle around black hole immersed in a uniform magnetic field in Hořava-Lifshitz gravity.

In the left graph the effective potential of the radial motion of the charged particle around black hole has been shown for the different values of the dimensionless parameter $\tilde{\omega}$, the values of the momentum $L/mM = 4.3$ and the magnetic parameter $\epsilon = 0.03$ are fixed. For comparison we have also plotted this dependence in the case of the Schwarzschild black hole, corresponding to $\tilde{\omega} \gg 1$. In the right graph the effective potential of the radial motion of the charged particle around black hole has been shown for the different values of the the magnetic parameter ϵ , the values of the momentum $L/mM = 4.3$ and the dimensionless parameter $\tilde{\omega} = 1$ are fixed.

In order to find solution for the ISCO radius of r_{ISCO} we assume that the external magnetic field is absent. The expression (11) can now be written as

$$\left(\frac{dr}{ds} \right)^2 = f(r) = \mathcal{E}^2 - \left[1 + \omega r^2 - \sqrt{r(\omega^2 r^3 + 4\omega M)} \right] \left(\frac{\mathcal{L}^2}{r^2} + 1 \right) \quad (13)$$

Using the equation (13) and the condition of occurrence of circular orbits: $f(r) = 0$, $f'(r) = 0$, one can easily find expressions for energy \mathcal{E} and angular momentum of \mathcal{L} a circular orbit of radius r_c , which are given as

$$\mathcal{E}^2 = \left(1 + \frac{M - r^3(\Sigma - 1)\omega}{3M - r\Sigma} \right) (1 - r^2\omega(\Sigma - 1)) \quad (14)$$

$$\mathcal{L}^2 = r^2 \frac{M - \omega r^3(\Sigma - 1)}{3M - r\Sigma} \quad (15)$$

where notation $\Sigma = \left(1 + \frac{4M}{r^3\omega} \right)^{1/2}$ has been used. For the existing circular orbits the expression for angular momentum (15) of the test particle requires, in particular, that $r\Sigma - 3M \geq 0$. Consequently, one can easily find minimum radius for circular orbits $\tilde{r} = r_{mc}/M$:

$$r_{mc} = \begin{cases} \frac{3\tilde{\omega}}{(\Delta - 2\tilde{\omega}^2)^{1/3}} + \frac{(\Delta - 2\tilde{\omega}^2)^{2/3}}{\tilde{\omega}}, & \tilde{\omega} < \frac{2\sqrt{3}}{9} \\ 2\sqrt{3} \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(-\frac{2\sqrt{3}}{9} \frac{1}{\tilde{\omega}}\right)\right], & \tilde{\omega} \geq \frac{2\sqrt{3}}{9} \end{cases} \quad (16)$$

where $\Delta = (4\tilde{\omega}^4 - 27\tilde{\omega}^6)^{1/2}$. The obtained equation (16) is the original one.

As it was expected in the limiting case when $\tilde{\omega} \gg 1$, i.e. when metric (1) coincides with the well known Schwarzschild metric, one can easily obtain the known result for minimal radius of circular orbits around the Schwarzschild black hole as $r_{mc} = 3$.

The minimum radius for a stable circular orbit will occur at point of inflexion of the function $f(r)$, or in other words where the supplement conditions $f(r) = f'(r) = 0$

with the relation $f''(r) \geq 0$ are satisfied. The numerical results for the values of ISCO radii for the different values of the parameter $\tilde{\omega}$ in the case of $\tilde{\omega} \geq 0.5$ are given in the table 1 (the second line). From the results one can easily get in the limit of Schwarzschild spacetime $\omega r^2 \rightarrow \infty$ the standard value for ISCO radius as $r_{ISCO} = 6M$.

Table 1
The innermost stable circular orbits around black hole and the critic values of the momentum of the particles falling down to the central black hole in Hořava-Lifshitz gravity.

$\tilde{\omega}$	0.5	1	2	4	6	8	10	12
r_{ISCO}	5.23655	5.66395	5.84024	5.92193	5.94834	5.9614	5.96918	5.97436
\mathcal{L}_{cr}^*	14.77	15.454	15.7395	15.8725	15.9156	15.9369	15.9496	15.9581

Constraints for the KS parameter from the Solar system tests were found as $(5.660 \pm 3.1) \times 10^{-26} \text{ cm}^{-2}$. The similar constraints for the parameter $\omega \simeq 1.25 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^{-2}$ have been found from the quantum interference effects. One can easily compare the obtained numerical results with observational data for ISCO radius for some candidates of rotating black holes. One can obtain the lower value for the parameter as $\omega \simeq 3.6 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$.

Reference

1. P. Hořava, JHEP 03, 020 (2009).
2. P. Hořava, Phys. Rev. D 79, 084008 (2009).
3. R. A. Konoplya, Phys. Lett. B 679, 499 (2009).
4. A. Kehagias and K. Sfetsos, Phys. Lett. B 678, 123(2009).
5. A. Abdujabbarov, B. Ahmedov, and A. Hakimov Phys Rev D 83, 044053 (2011).

IMAGE OF ROTATING KERR-LIKE BLACK HOLE

Atamurotov F.Sh. and Toshmatov B.A.

Institute of Nuclear Physic

Being apparently the simplest geometric theory of gravitation, in Einsteins general relativity, a number of fundamental problems regarding the nature of singularities, dark energy and dark matter, and quantization of gravitational interactions is appearing. To solve the mentioned problems, theorists are forced to use alternative theories of gravity. Recently a number of works has been devoted to the study of potentially observable processes around various non-Kerr black holes [1]. Therefore, a unified description of analogs of the Schwarzschild and Kerr solutions in various theories of gravity would be most useful for testing the alternatives to general relativity. Such a model was suggested by Johannsen and Psaltis [2], who considered deviations from the Schwarzschild and Kerr solutions and found a regular spacetime outside the event horizon, which reduces to the Kerr one, when the deformation parameters vanish. The Johannsen and Psaltis metric is not a vacuum solution of the Einstein equations but is obtained in a kind of perturbative way in order to include various possible deviations from the Kerr solution in alternative theories of gravity.

Here we will study massless particles motion in the vicinity of a black hole of mass M in the presence of deformation parameter described by the space-time metric ([2]):

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2Mr}{\Sigma^2}\right)(1+h)dt^2 + \frac{\Sigma^2(1+h)}{\Delta + a^2 h \sin^2 \theta} dr^2 + \Sigma^2 d\theta^2 - \frac{4aMr \sin^2 \theta}{\Sigma^2} (1+h) d\phi dt + \sin^2 \theta \left[\Sigma^2 + \frac{a^2(\Sigma^2 + 2Mr) \sin^2 \theta}{\Sigma^2} (1+h) \right] d\phi^2 \quad (1)$$

$$\Delta = r^2 + a^2 - 2Mr, \quad \Sigma^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad h(r, \theta) = \varepsilon \frac{M^3 r}{\Sigma^4} \quad (2)$$

Here a is angular momentum per total mass of black hole M and is the ε deformation parameter. Adopting the celestial coordinates is very convenient to describe the image(shadow) [3]:

$$\alpha = \lim_{r_0 \rightarrow \infty} \left(-r_0^2 \sin^2 \theta_0 \frac{d\phi}{dr} \right) \quad (3)$$

$$\beta = \lim_{r_0 \rightarrow \infty} r_0^2 \frac{d\theta}{dr} \quad (4)$$

since here an observer far away from the black hole is considered $r_0 \rightarrow \infty$, θ_0 is the angular coordinate of the observer, i.e. the inclination angle between the rotation axis of the black hole and the line of sight of the observer.

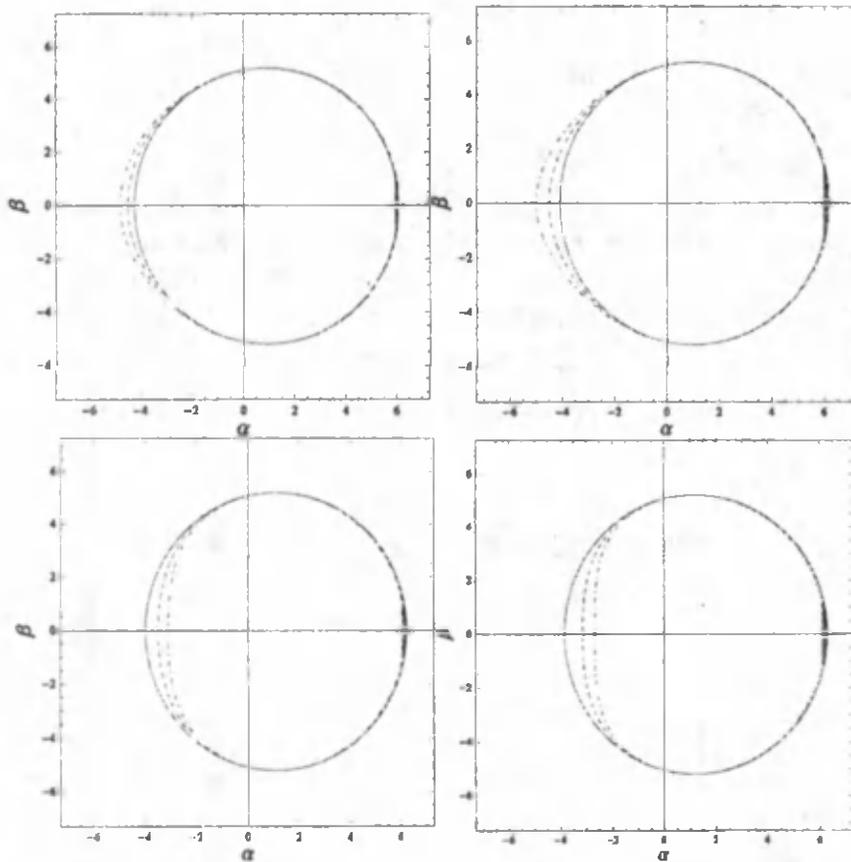


Fig. 1. Silhouette of the image(shadow) cast by a non-Kerr black hole situated at the origin of coordinates with inclination angle $\theta = \pi/2$, having a rotation parameter a and a deformation parameter ε .

Upper row, left: $a/M = 0.45$, $\varepsilon = 0$ (solid line), $\varepsilon = -5$ (dashed line), and $\varepsilon = -10$ (dashed-dotted line). Upper row, right: $a/M = 0.5$, $\varepsilon = 0$ (solid line), $\varepsilon = -5$ (dashed line), and $\varepsilon = -10$ (dashed-dotted line). Lower row, left: $a/M = 0.55$, $\varepsilon = 0$ (solid line), $\varepsilon = 5$ (dashed line), and $\varepsilon = 10$ (dashed-dotted line). Lower row, right: $a/M = 0.6$, $\varepsilon = 0$ (solid line), $\varepsilon = 5$ (dashed line), and $\varepsilon = 10$ (dashed-dotted line). The shadow corresponds to each curve and the region inside it.

Fig.1 Silhouette of the image(shadow) cast by black hole situated at the origin of coordinates with inclination angle $\theta_0 = \pi/2$ having a black hole angular momentum $a = 0.5$ and for the different value of deformation parameter ε . We have analyzed how the shadow of the black hole is distorted by the presence of the deformation parameter ε . We have shown that with increasing deformation parameter ε , the radius of the image (shadow) of the black hole decreases[4].

Reference:

1. T. Johannsen and D. Psaltis, *Astrophys. J.* 716, 187 (2010).
2. T. Johannsen and D. Psaltis, *Phys. Rev. D* 83, 124015(2011).
3. S. E. Vazquez and E. P. Esteban, *Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis.* 119B, 489 (2004).
4. Atamurotov F. S., Abdujabbarov A. A., Ahmedov B. J., *Phys. Rev. D* 88, 064004(2013).

SPIN DOWN OF ROTATING COMPACT MAGNETIZED STARS

J. Rayimbayev¹ and B.A. Toshmatov²

¹*Ulugh Begh Astronomical Institute,* ²*Institute of Nuclear Physics*

Neutron stars provide a natural laboratory to study extremely dense matter. In the interiors of such stars, the density can reach up to several times the nuclear saturation density $n_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$. At such high densities quarks could be squeezed out of nucleons to form quark matter. It has been suggested that strange quark matter that consists of comparable numbers of u, d, and s quarks may be the stable ground state of normal quark matter.

Here we will be concerned with the possibility to distinguish neutron star from the strange star from the spin down of pulsar.

Assume that the oblique rotating magnetized star is observed as radio pulsar through magnetic dipole radiation. Then the luminosity of the relativistic star in the case of a purely dipolar radiation, and the power radiated in the form of dipolar electromagnetic radiation, is given by [1]

$$L_{em} = \frac{\tilde{\Omega}_R^4 R^6 \tilde{B}_0^2}{6c^3} \sin^2 \chi \tag{1}$$

where tilde denotes the general relativistic value of the corresponding quantity, subscript R denotes the value of the corresponding quantity at $r = R$ and χ is the inclination angle between magnetic and rotational axes. In this report we will use the spacetime of slowly rotating relativistic star which in a coordinate system (t, r, θ, φ) has the following form:

$$ds^2 = -e^{2\Phi(r)} dt^2 + e^{2\Lambda(r)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - 2\omega(r)r^2 \sin^2 \theta dt d\varphi \tag{2}$$

where metric functions $\Phi(r)$ and $\Lambda(r)$ are completely known for outside of the star and given as:

$$e^{2\Phi(r)} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) = e^{-2\Lambda(r)} \tag{3}$$

$\omega = 2J/r^3$, $J = I(M, R)\Omega$ is the total angular momentum of the star with total mass M and moment of inertia $I(M, R)$ Ω is the angular velocity of the star.

The equivalent Newtonian expression for the rate of electromagnetic energy loss through dipolar radiation [2]

$$(L_{em})_{Newt} = \frac{\Omega_R^4 R^6 B_0^2}{6c^3} \sin^2 \chi \tag{4}$$

it is easy to realize that the general relativistic corrections emerging in expression (1) are due partly to the magnetic field amplification at the stellar surface

$$\frac{\tilde{B}_0}{B_0} = \frac{\tilde{B}_0 R^3}{2\mu} = f_R, \quad f_R = -\frac{3R^3}{8M^3} \left[\ln N_R^2 + \frac{2M}{R} \left(1 + \frac{M}{r}\right) \right] \tag{5}$$

and partly to the increase in the effective rotational angular velocity produced by the gravitational redshift

$$\Omega(r) = \Omega_R \frac{N_R}{R} = \Omega \sqrt{\left(\frac{R-2M}{r-2M}\right) \frac{r}{R}} \tag{6}$$

Expression (1) could be used to investigate the rotational evolution of magnetized neutron stars with predominant dipolar magnetic field anchored in the crust which converts its rotational energy into electromagnetic radiation.

Following the simple arguments proposed more than forty years ago [3], it is possible to relate the electromagnetic energy loss L_{em} directly to the loss of rotational kinetic energy E_{rot} defined as

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \int d^3x \sqrt{\gamma} e^{-\Phi(r)} \rho (\delta v^{\hat{a}})^2 \quad (7)$$

where ρ is the stellar energy density and factor γ is defined as follow

$$\gamma = [-g_{00}(1 + g_{ik} \frac{\delta v^i \delta v^k}{g_{00}})]^{-1/2} \square e^{-\Phi(r)}$$

$\delta v^i = dx^i / dt$ is the three velocity of conducting medium defined by [1], $g_{\alpha\beta}$ is the components of the spacetime metric (2), Greek indices run from 0 to 3, Latin indices from 1 to 3, and hatted quantities $(\delta v^{\hat{a}})$ are defined in the orthonormal frame carried by the static observers in the stellar interior. One can introduce the general relativistic moment of the inertia of the star as [1],[4]:

$$\bar{I} = \square d^3x \sqrt{\gamma} e^{-\Phi(r)} \rho r^2 \sin^2 \theta \quad (8)$$

whose Newtonian limit gives the well-known expression, $I = (\bar{I})_{Newt.} = \frac{2}{5} MR^2$ the energy budget is then readily written as

$$\dot{E}_{rot} = \frac{d}{dt} (\frac{1}{2} \bar{I} \Omega^2) = -L_{em} \quad (9)$$

Expression (9) can also be written in a more useful form in terms of the pulsar's most important observables: the period P and its time derivative $\dot{P} = dP / dt$. Using expression (1) and (9), it is not difficult to show that

$$(P\dot{P})_{SS} = (\frac{f_R^2}{N_R^4})_{SS} (\frac{f_R^2}{N_R^4})_{NS}^{-1} \frac{\bar{I}_{NS}}{\bar{I}_{SS}} (P\dot{P})_{NS} \quad (10)$$

Also in this case it is not difficult to realize that general relativistic corrections will be introduced through the amplification of the magnetic field and of the stellar angular velocity, as well as of the stellar moment of inertia. For a given compact star, the effects of general relativity on electromagnetic luminosity can be characterized only by the single compactness parameter M / R which is different for the neutron and strange star. Let us mention so called canonical neutron star model used by many authors. This artificial model does not imply any specific EOS, but just assumes the typical values of M and R : $M = 1.4 M_{\odot}$, $R = 10$ km. Using the data for the mass, the radius, the moment of inertia of neutron stars and strange stars from the recent paper [5] we have calculated the ratio of spin down of neutron star to one of the strange star on the base of formula (10) for the compact stars of the different masses. Results are summarized in the Table 1 from where one can see that the strange star is spinning down approximately 5 times faster than that of the neutron star. According to the astrophysical observations the majority of pulsars have the periods of 1 s and period derivatives of 10^{-16} to 10^{-14} . Since period derivatives are in the range of about two orders one may conclude that the neutron stars have less period derivative with compare to the strange stars.

Table 1

The dependence of the ratio $(P\dot{P})_{SS} / (P\dot{P})_{NS}$ from the different parameters of the compact object: mass (in units of solar mass), radii and moment of inertia of the Strange (R_{SS}, I_{SS}) and Neutron (R_{NS}, I_{NS}) stars.

Data for strange and neutron stars are obtained from the recent paper by [5].

$(P\dot{P})_{SS} / (P\dot{P})_{NS}$	4.34463	4.53723	5.1094	6.16863
M / M_{\odot}	1.2	1.3	1.4	1.5
R_{SS}, km	7.48	7.62	7.69	7.68
R_{NS}, km	11.75	11.72	11.7	11.68
$I_{SS}, \times 10^{45} gm cm^2$	0.65	0.74	0.825	0.9
$I_{NS}, \times 10^{45} gm cm^2$	1.08	1.2	1.36	1.72

Reference

1. Rezzolla, L., Ahmedov, B.J.: Mon. Not. R. Astron. Soc. 352, 1161 (2004)
2. Landau, L.D., Lifshitz, E.M.: The Classical Theory of Fields, 4th edn..
3. Oxford, Pergamon Press (1987)

4. Pacini, F.: Nature 219, 145 (1968)
5. Fattoyev, F.J., Piekarewicz, J.: Phys. Rev. C 82, 025810 (2010)
6. Bagchi, M.: New Astron. 15, 126 (2010)

СТРУКТУРА СУЩЕСТВЕННОГО СПЕКТРА И ДИСКРЕТНЫЙ СПЕКТР ОПЕРАТОРА ЭНЕРГИИ ДВУХЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ В ПРИМЕСНОЙ МОДЕЛИ ХАББАРДА В СИНГЛЕТНОМ СОСТОЯНИИ

С. М. Ташпулатов,

ИЯФ АН РУз, Ташкент, Узбекистан,

E-mail: sadullatashpulatov@yandex.ru, toshpul@inp.uz

В настоящее время модель Хаббарда является одной из наиболее интенсивно изучаемых многоэлектронных моделей металла [1]. Однако до сих пор получено очень мало точных результатов для спектра и волновых функций кристалла, описываемого моделью Хаббарда. В настоящее время представляет большой интерес получение точных результатов для этой модели. В работе [1] была изучена спектр и волновые функции системы двух электронов в кристалле, описываемом гамильтонианом Хаббарда.

В настоящей работе рассматриваются вопросы о возмущении спектра оператора синглета H^s модели, в которой на решетке появляется примесь. Исследуется оператор энергии двухэлектронных систем в примесной модели Хаббарда синглетному состоянию и описывается структура существенного спектра и получается нижняя и верхняя оценка для количества точек дискретного спектра этой системы. Насколько нам известно, такие задачи ранее не исследовались.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$H = A \sum_{m,\gamma} a_{m,\gamma}^+ a_{m,\gamma} + B \sum_{m,\gamma,\tau} a_{m,\gamma}^+ a_{m+\tau,\gamma} + U \sum_m a_{m,\uparrow}^+ a_{m,\uparrow} a_{m,\downarrow}^+ a_{m,\downarrow} + (A_0 - A) \sum_{\gamma} a_{0,\gamma}^+ a_{0,\gamma} + (B_0 - B) \sum_{\gamma,\tau} (a_{0,\gamma}^+ a_{\tau,\gamma} + a_{\tau,\gamma}^+ a_{0,\gamma}) + (U_0 - U) a_{0,\uparrow}^+ a_{0,\uparrow} a_{0,\downarrow}^+ a_{0,\downarrow} \quad (1)$$

где A (A_0) – энергия электрона в регулярном (примесном) узле решетки, B (B_0) – интеграл переноса электрона с регулярного (примесного) узла на соседними узлами; для удобства считаем, что $B > 0$, τ – вектор ближайшего соседа, т. е. по τ ведется суммирование по ближайшим соседям; U (U_0) – параметр кулоновского взаимодействия двух электронов на регулярном (примесном) узле, γ – спиновый индекс (\uparrow или \downarrow), а $a_{m,\gamma}^+$ и $a_{m,\gamma}$ соответственно, оператор рождения и уничтожения электрона в узле $m \in Z^v$, через \uparrow и \downarrow обозначены соответственно, значения спина $\frac{1}{2}$ и $-\frac{1}{2}$.

Гамильтониан (1) действует в антисимметрическом Фоковском пространстве E^{as} .

Пусть φ_0 вакуумный вектор в пространстве E^{as} . Синглетному состоянию двухэлектронов соответствует свободному движению двух электронов на решетке и взаимодействие между ними, которое приводят образование связанных состояний двух электронов, и базисной функции [1]:

$$s_{m,n} = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{m\uparrow}^+ a_{n\downarrow}^+ - a_{m\downarrow}^+ a_{n\uparrow}^+) \varphi_0.$$

Подпространство \tilde{E}_2^s , соответствующему синглетному состоянию, состоит из множества всех векторов ψ вида $\psi = \sum_{m,n \in Z^v} \tilde{f}(m,n) s_{m,n}$, $\tilde{f} \in l_2^{summ}$, где l_2^{summ} – пространство симметричных функций из $l_2(Z^v \times Z^v)$.

Теорема 1. Пространство \tilde{E}_2^s инвариантно относительно оператора (1). Оператор $\tilde{H}_2^s = H|_{\tilde{E}_2^s}$ является ограниченным самосопряженным оператором. Он порождает ограниченный самосопряженный оператор \bar{H}_2^s , действующий в пространстве l_2^{summ} по формуле

$$(\bar{H}_2^s f)(p; q) = 2A \sum_{p,q} f(p; q) + B \sum_{p,q,\tau} [f(p+\tau; q) + f(p; q+\tau)] + U \sum_{p,q} \delta_{p,q} f(p; q) +$$

$$(2) \quad \begin{aligned} & \varepsilon_1 \sum_{p,q} (\delta_{p,0} + \delta_{q,0}) f(p; q) + \varepsilon_2 \sum_{p,q,\tau} (\delta_{p,0} f(\tau; q) + \delta_{q,0} f(p; \tau) + \delta_{p,\tau} f(0; q) + \delta_{q,\tau} f(p; 0)) + \\ & + \varepsilon_3 \sum_{p,q} \delta_{p,0} \delta_{q,0} f(p; q), \end{aligned}$$

где $\delta_{k,j}$ – символ Кронекера, τ означает суммирование по ближайшим соседям в решетке Z^v , $\varepsilon_1 = A_0 - A$, $\varepsilon_2 = B_0 - B$, $\varepsilon_3 = U_0 - U$. Сам оператор \tilde{H}_2^* на вектор $\psi \in \tilde{E}_2^*$ действует по формуле $\tilde{H}_2^* \psi = (\tilde{H}_2^* f)(p; q) s_{m,p}$.

Пусть F – преобразование Фурье: $F : l_2(Z^v \times Z^v) \rightarrow L_2(T^v \times T^v) \equiv \tilde{E}_3$, где $T^v - v$ – мерный тор, снабженный нормированной мерой Лебега $d\lambda$ с $\lambda(T^v) = 1$.

Теорема 2. Преобразование Фурье переводит оператор \tilde{H}_2^* в ограниченный самосопряженный оператор \tilde{H}_2^* , который действует в пространстве \tilde{E}_2^* по формуле

$$(3) \quad \begin{aligned} (\tilde{H}_2^* f)(\lambda; \mu) = & [2A\nu + 2B \sum_{i=1}^v (\cos \lambda_i + \cos \mu_i)] f(\lambda; \mu) + U \int_{T^v} f(s; \lambda + \mu - s) ds + \varepsilon_1 \times \\ & \times [\int_{T^v} f(s; \mu) ds + \int_{T^v} f(\lambda; t) dt] + 2\varepsilon_2 [\int_{T^v} \sum_{i=1}^v \cos \lambda_i + \cos s_i] f(s; \mu) ds + \\ & + \int_{T^v} \sum_{i=1}^v \cos \mu_i + \cos t_i] f(\lambda; t) dt + \varepsilon_3 \int_{T^v} \int_{T^v} f(s; t) ds dt. \end{aligned}$$

Известно, что спектральные свойства оператора энергии двухэлектронных систем в примесной модели Хаббарда в синглетном состоянии, тесно связаны со спектральными свойствами оператора энергии одноэлектронных систем в примесной модели Хаббарда. Поэтому, сначала изучим спектр и локально примесных состояний оператора энергии одноэлектронных систем в примесной модели Хаббарда. Гамильтониан системы также имеет вид (1).

Гильбертово пространство, натянутое на векторы вида $\psi = \sum_p f(p) a_{p\uparrow}^* \varphi_0$, обозначим через \tilde{E}_1 .

Теорема 3. Пространство \tilde{E}_1 инвариантно относительно оператора (1). Оператор (1) является ограниченным самосопряженным оператором. Он порождает ограниченный самосопряженный оператор \tilde{H}_1 , действующий в пространстве $l_2(Z^v)$ по формуле

$$(4) \quad (\tilde{H}_1 f)(p) = A \sum_p f(p) + B \sum_{p,\tau} f(p + \tau) + (A_0 - A) \sum_p \delta_{p,0} f(p) + (B_0 - B) \sum_{p,\tau} [\delta_{p,0} f(\tau) + \delta_{p,\tau} f(0)],$$

где $\delta_{k,j}$ – символ Кронекера, а по τ ведется суммирование по ближайшим соседям в решетке Z^v . Сам оператор \tilde{H}_1 действует на вектор $\psi = \sum_p f(p) a_{p\uparrow}^* \varphi_0$ по формуле

$$\tilde{H}_1 \psi = \sum_p (\tilde{H}_1 f)(p) a_{p\uparrow}^* \varphi_0.$$

Теорема 4. Преобразование Фурье переводит оператор \tilde{H}_1 в ограниченный самосопряженный оператор \tilde{H}_1 , действующий в пространстве \tilde{E}_1 по формуле

$$(5) \quad (\tilde{H}_1 f)(\lambda) = [A + 2B \sum_{i=1}^v \cos \lambda_i] f(\lambda) + \varepsilon_1 \int_{T^v} f(s) ds + 2\varepsilon_2 \int_{T^v} \sum [\cos \lambda_i + \cos s_i] f(s) ds,$$

Известно, что непрерывный спектр оператора \tilde{H}_1 не зависит от функции

$h_1(\lambda; s) = \varepsilon_1 + 2\varepsilon_2 \sum_{i=1}^{\nu} [\cos \lambda_i + \cos s_i]$, и заполняет весь отрезок

$$[m_{\nu}; M_{\nu}] = [A - 2B\nu; A + 2B\nu],$$

где $m_{\nu} = \min_{x \in T^{\nu}} h(x)$, $M_{\nu} = \max_{x \in T^{\nu}} h(x)$, здесь $h(x) = A + 2B \sum_{i=1}^{\nu} \cos x_i$.

Положим $\Delta_{\nu}(z) = (d_1 - e_1)^{\nu-1} \{a_1[d_1 + (\nu-1)e_1] - \nu b_1 c_1\}$, где $a_1 = 1 + \int_{T^{\nu}} \frac{p(s) ds}{h(s) - z}$,

$$b_1 = 2\varepsilon_2 \int_{T^{\nu}} \frac{ds}{h(s) - z}, \quad c_1 = \int_{T^{\nu}} \frac{p(s)q(s) ds}{h(s) - z}, \quad d_1 = 1 + 2\varepsilon_2 \int_{T^{\nu}} \frac{q(s) ds}{h(s) - z}, \quad e_1 = 2\varepsilon_2 \int_{T^{\nu}} \frac{q(s) ds}{h(s) - z},$$

$$h(s) = A + 2B \sum_{i=1}^{\nu} \cos s_i - z, \quad p(s) = \varepsilon_1 + 2\varepsilon_2 \sum_{i=1}^{\nu} \cos s_i, \quad q(s_i) = \cos s_i.$$

Лемма 1. Число $z = z_0 \notin [A - 2B\nu; A + 2B\nu]$ является собственным значением оператора \tilde{H}_1 тогда и только тогда, когда оно является нулем функции $\Delta_{\nu}(z)$.

Сравнивая формулы (3) и (5) и используя тензорные произведения гильбертовых пространств и тензорные произведения операторов в гильбертовых пространствах [2], можно убедиться, что оператор \tilde{H}_2^s можно представить в виде $\tilde{H}_2^s = \tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K$, где I – единичный оператор в пространстве \tilde{E}_1 , а оператор K является интегральный оператор вида:

$$Kf(s; t) = K_1 f(s; t) + K_2 f(s; t) = U \int_{T^{\nu}} f(s; \lambda + \mu - s) ds + \varepsilon_3 \int_{T^{\nu}} \int_{T^{\nu}} f(s; t) ds dt.$$

Фиксируя полный квазимпульс двухэлектронной подсистемы, легко можно убедиться, что оператор K является конечномерный оператор. При фиксированном значении полного квазимпульса двухэлектронной подсистемы ранг оператора K не превосходит 2. Учитывая, что существенные спектры операторов \tilde{H}_2^s и $\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1$ совпадают и $\sigma_{\text{ess}}(\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1) = \sigma_{\text{cont}}(\tilde{H}_1) + \sigma(\tilde{H}_1)$, $\sigma(\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1) = \{\lambda + \mu : \lambda \in \sigma(\tilde{H}_1), \mu \in \sigma(\tilde{H}_1)\}$, и используя результаты исследований спектра оператора \tilde{H}_1 , можно описать спектр оператора \tilde{H}_2^s .

Теорема 5. Пусть размерность решетки Z^{ν} равен 3. Тогда существенный спектр оператора \tilde{H}_2^s состоит из объединения не более трех отрезков и для числа трехчастичных СС (двухэлектронных примесных состояний) имеет место соотношение $3 \leq N \leq 5$.

Исследованы также другие случаи.

Литература

1. Б. В. Карпенко, В. В. Дякин, Г. Л. Будрина. ФММ.- 1986.- Том 61, № 4, -С. 702-706.
2. М. Рид, Б. Саймон. Методы современной математической физики, - Том 1. Функциональный анализ. – Москва. – Мир.- 1977.

СКОРОСТИ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ ^{232}Th НА ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНАХ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ НА УСТАНОВКЕ «КВИНТА» ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЕЕ ПУЧКОМ ДЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 4 ГЭВ

И. Адам^{1,2}, И. Врзалова¹, Л. Заворка¹, М.Г. Кадыков¹, С. Мухаммедов⁴, В.С. Пронских¹, А.А. Солнышкин¹, В.И. Стегайлов¹, С.И. Тютюнников¹, В.И. Фурман¹, Ж. Хушвактов^{1,4}, В.М. Цупко-Ситников¹, В.В. Чилап³

¹Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия. ²Институт Ядерной Физики Чешской Академии Наук, Ржеж, Чехия. ³Центр Физико-Технических Проектов «Атомэнергомаш» Москва, Россия. ⁴Институт Ядерной Физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Эксперимент был выполнен на установке «Квинта» (массивная сборка из урана ^{238}U , ~500 кг.) на пучке дейтронов Нуклотрона ЛФВЭ ОИЯИ. Образец ^{232}Th (масса образца = 0.212 г.) был

установлен внутри сборки, как это показано на рис. 1. Облучение сборки (мишени) пучком дейтронов с энергией 4 ГэВ длилось 744 мин. При этом интегральный поток дейтронов на мишени за такое время облучения составил величину равную $1.78(16)E+13$. После облучения образец ^{232}Th извлекался из установки и транспортировался в ЛЯП ОИЯИ, где с помощью HPGe-детектора многократно с различными временными интервалами были проведены измерения его γ -спектра. Полученные спектры обрабатывались стандартной программой DEIMOS-32 и пакетом специальных программ, которые обеспечивали поправки на самопоглощение γ -квантов в образце, на эффективность детектора, на неустойчивость пучка дейтронов и т. д. В результате были получены данные о скоростях (n,f)-, (n, γ)-, (n,2n)-и других реакций. В таблице 1 приведены величины скоростей реакций для основных продуктов, образующихся в результате взаимодействия вторичных нейтронов с ^{232}Th . Для идентификации продуктов деления ^{232}Th были вычислены отношения скоростей реакций к кумулятивным выходам, взятых из библиотеки JEFF рис.2.

Таблица. 1.

Скорости реакций для основных продуктов, образующихся в результате взаимодействия вторичных нейтронов с ^{232}Th .

Реакции	R, [$\cdot 10^{27}$]
(n, γ)	149(16)
(n,2n)	63(17)
(n,f)	240(24)

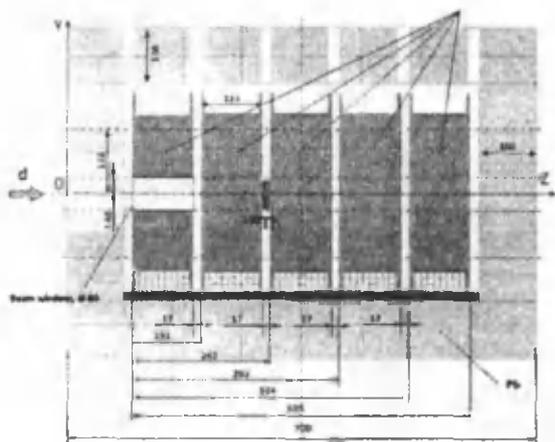


Рис. 1. Положение образца ^{232}Th во время облучения на установке «Квинта».

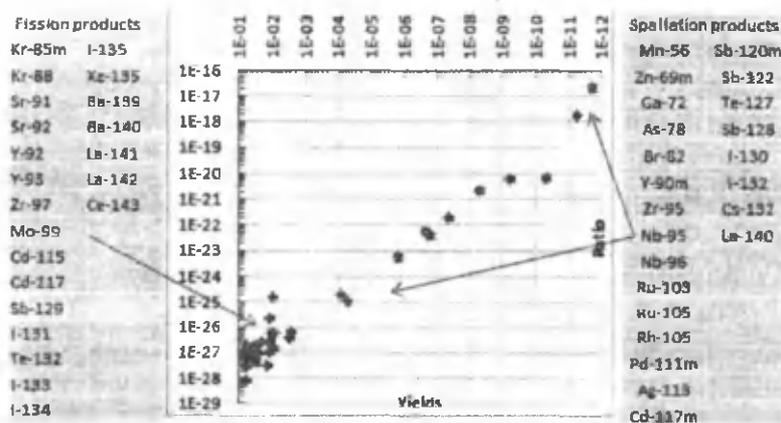


Рис. 2. Отношение скоростей реакций к выходам радионуклидов при делении ^{232}Th (Кумулятивные выходы из JEFF версии 3.1.2, $E_n = 14\text{МэВ}$).

II. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ТВЕРДОГО ТЕЛА, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ

К ВОПРОСУ ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОВЕДЕНИИ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ $A^{III}B^{VI}$ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Абдинов А.Ш.¹, Бабаева Р.Ф.², Рзаев Р.М.^{1,2}, Амирова С.И.¹

¹Бакинский Государственный Университет,

²Азербайджанский Государственный Экономический Университет, Баку, Азербайджанская Республика,
Az 1145, г. Баку, ул. З. Халилова, 23, Тел.: (994 12) 5397373, e-mail: abdinov-axmed@yandex.ru,
abdinov_axmed@yahoo.com, Babaeva-Rena@yandex.ru

Монокристаллы полупроводниковых соединений $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой уже больше 60 лет интенсивно, а также с большим научным и практическим интересом исследуются специалистами различного профиля. Это, прежде всего, вызвано обладанием ими весьма необычных для многих широкоизвестных полупроводников физических свойств. В ранних работах выявлена незаменимость этих материалов для изучения ряда оптических, электрических, фотоэлектрических, люминесцентных явлений в твердых телах. Специфическая слоистая структура позволяет легко создать образцы с различной толщиной (вплоть до несколько мкм) с атомарно гладкой (зеркальной) поверхностью путем простого скалывания из крупных слитков.

Вышеперечисленные особенности делают слоистые кристаллы соединений $A^{III}B^{VI}$ перспективными материалами не только для изучения особенностей многих оптических, фотоэлектрических, люминесцентных, электрических, и вообще комплекса неравновесных электронных явлений в полупроводниках, а также для создания разнообразных функциональных элементов на их основе для опто- и твердотельной электроники (малогабаритных когерентных и некогерентных холодных источников света, быстроредействующих переключателей, фототриггеров без р-п перехода, оптических фильтров, фотоприемников) с управляемыми параметрами и характеристиками.

Однако несмотря на такие большие возможности для науки и практики, до сих пор эти полупроводники не нашли широкое применение для массового производства различных функциональных элементов. Основная причина последнего, прежде всего, является аномалия в особенностях и значительный разброс численных значений основных электрофизических параметров (электропроводности, подвижности свободных носителей заряда, интегральной фоточувствительности, порогового напряжения для переключения, электролюминесценции и т.п.) для различных образцов, срезанных даже из различных участков одного и того же монокристаллического слитка; зависимости значений указанных физических величин не только от происхождения, а также от предыстории исследуемого образца, от внешних условий, при которых проводятся экспериментальные измерения или же эксплуатация. Долгие годы причины обнаруженных аномалий оставались не выясненными и загадочными.

Проведенные нами комплексные экспериментальные исследования электрофизических параметров и характеристик указанных полупроводников, а также их анализ с учетом результатов, полученных при изучении их оптических, фотоэлектрических, электролюминесцентных свойств позволило предложить энергетическую модель для объяснения с единых позиций причин обнаруженных аномалий и разногласий.

В частности, в широком диапазоне изменения температуры (от 77К до 600К), внешнего электрического поля (от предельно слабого, вплоть до напряжения переключения) и уровня легирования редкоземельными элементами (РЗЭ) экспериментально исследованы зависимости электропроводности, коэффициента Холла, подвижности и концентрации свободных носителей заряда в чистых и легированных РЗЭ (гадолинием, гольмием, диспрозием) при различных содержаниях (10^{-5} – 10^{-1} ат.%) введенной примеси. Как чистые (специально не легированные), так и легированные РЗЭ образцы скалывались из различных участков одного и того же слитка, или же различных монокристаллических слитков.

Оказалось, что при высоких температурах (при $T \geq 300$ – 350 К) во всех исследуемых, а также в легированных РЗЭ не менее $N_{РЗЭ} \geq 10^{-2}$ ат.% образцах значения электрофизических параметров и ход их температурной зависимости для различных образцов почти не отличаются. В них при этом не наблюдается также зависимость электропроводности от внешнего электрического напряжения.

В области низких температур значительно, иногда несколько порядка отличаются численные значения электропроводности, подвижности свободных носителей заряда для различных образцов.

Установлено, что обнаруженное расхождение не зависит от химической природы введенной примеси, но значительным образом меняется с N_{P33} . Причем последний имеет немонотонный характер – с ростом N_{P33} , сначала (до $N_{P33} \approx 10^{-3} + 10^{-4}$ ат.%) расхождение увеличивается, а далее уменьшаясь, при $N_{P33} \geq 10^{-2}$ ат.% почти совсем исчезает.

В области низких температур как в чистых, так и легированных не более $N_{P33}^* \approx 10^{-2}$ ат.% образцах при напряжениях $U \geq U_{ПЗЛ}$, где $U_{ПЗЛ}$ – напряжение полного заполнения ловушек, значения электропроводности (σ) и подвижности свободных носителей заряда (μ) с U увеличивается.

В области низких температур зависимости σ и μ от температуры (T), а также от напряженности внешнего электрического поля (E) не подчиняются предсказываемой теории для упорядоченных кристаллических полупроводников и имеют значительно более резкий, вернее активационный характер. С ростом имеющегося место при 77 К значения темновой удельной проводимости (σ_{T0}) показатель степени в зависимостях электрофизических параметров от T и E , вернее значения энергии активации электропроводности и подвижности увеличивается.

При этом зависимость коэффициента Холла (или же концентрации свободных носителей заряда) от температуры, темновой удельной проводимости (σ_{T0}) и уровня легирования (N_{P33}) не наблюдается.

Анализ полученных экспериментальных результатов с учетом существующих теоретических представлений об электрических свойствах полупроводников, а также существующих к настоящему времени информации о структуре и электронных свойствах кристаллов $A^{III}B^V$ со слоистой структурой позволяет сказать, что все обнаруженные аномалии электрофизических свойств и параметров, прежде всего, обусловлены с наличием в них крупномасштабных дефектов. Вследствие чего, в свободных энергетических зонах отдельных образцов возникают рекомбинационные и дрейфовые барьеры. Первые из них вызывают аномалии в генерационно-рекомбинационных процессах вообще, и в фотоэлектрических явлениях в частности. Со вторыми, т.е. дрейфовыми барьерами, главным образом, связаны аномалии электрофизических параметров.

Предложена опирающаяся на двухбарьерную энергетическую модель частично-неупорядоченного кристаллического полупроводника конкретная энергетическая модель с соответствующими электронными переходами, которая вполне в силе качественно удовлетворительно объяснить все обнаруженные в эксперименте специфические («аномальные») особенности электрофизических параметров в полупроводниках типа кристаллов соединений $A^{III}B^V$ со слоистой структурой.

ВОЗДЕЙСТВИЕ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО СВЕТА НА ГЕТЕРОФОТО-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ «ПРОЗРАЧНОЙ» КОНСТРУКЦИИ С GAAS P-N ПЕРЕХОДОМ

Абдукадыров М.А., Ахмедова Н.А., Ганиев А.С., Джуманиязов И.О

Университет информационных технологий,
г. Ташкент

Важным преимуществом гетерофотопреобразователей (ГФП) является их способность эффективно преобразовывать концентрированное солнечное излучение, вследствие чего пропорционально к степени концентрирования снижается площадь и стоимость ГФП [1]. Вместе с тем, преобразование концентрированного света в условиях без специального охлаждения ГФП сравнительно мало изучены [2].

В данной работе нами исследованы ГФП со структурой $pAl_{0,8}Ga_{0,2}As/pGaAs/nGaAsnAlGaAs/nGaP$ (рис.а), полученные методом жидкофазной эпитаксии. Толщина слоя $pGaAs \approx 0,5 \dots 1$ мкм (2), $nGaAs \approx 2 \dots 3$ мкм (3), p и $n AlGaAs \approx 5$ мкм (1,4). Концентрация электронов и дырок в слоях n и p -типа проводимости близки к значениям, обычно используемым в $GaAs/AlGaAs$ ГФП. Омические контакты получены на основе $Ag+Ni$. К подложке (5) и слою $pAlGaAs$ (1), были нанесены контакты полосовой формы (6,7), где расстояние между полосами ~ 1 мм, ширина каждой полосы ~ 100 мкм. Структура ГФП установлена на медный держатель сетчатой формы с тыльной стороны кристалла из GaP (8).

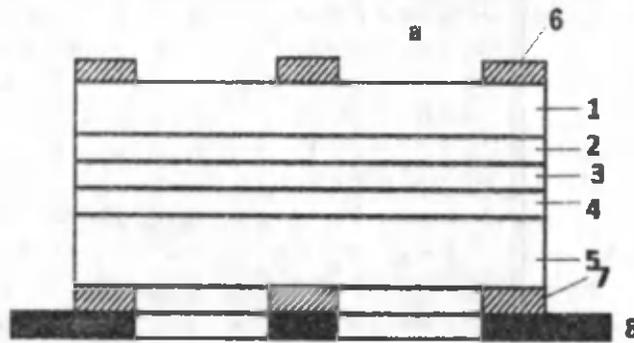


Рис.а. Структура ГФП «прозрачной» конструкции с GaAs p-n переходом.

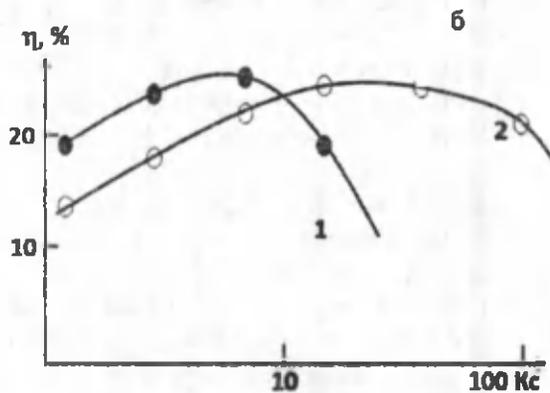


Рис.б. Зависимость коэффициента полезного действия ГФП от степени концентрации солнечного потока.

Представленная на рис.,а гетероструктура включает основные достоинства GaAs/AlGaAs ФЭП с тыльным гетеропотенциальным барьером. В отличие от известных, значительное снижение последовательного сопротивления в лицевой области достигается использованием широкозонного AlGaAs с толщиной ~ 10 мкм. Кроме того, обеспечивается высокая прозрачность ГФП к длинноволновым фотонам с $\lambda \geq 0,85$ мкм и эффективный отвод тепла за счет высокой теплопроводности (77 Вт/м·К) GaP [3]. Варьированием толщиной pGaAs в пределах $0,5 \dots 1$ мкм выявлено, что наиболее высокая токовая чувствительность в основной полосе поглощения достигается при толщине $\sim 0,5$ мкм ввиду близости толщины GaAs и диффузионной длины дырок. При этом резкий коротковолновый спад фотоответа все же определяется параметрами лицевого слоя, где при толщине ~ 10 мкм коротковолновый край спектра соответствует $\lambda \approx 0,5$ мкм. Величина последовательного сопротивления R_n , в которой связана с параметрами фронтальной области следующим образом

$$R_n = \frac{1}{3} R_c + R_k \approx \frac{1}{3} \frac{\rho_c l_1}{d l_2}, \quad (1)$$

где R_c , R_k - слоевое и контактное сопротивление слоя, d - толщина слоя, l_1 , l_2 - размеры ГФП поперек контактной полосы и вдоль нее. В нашем случае $l_1/l_2 \approx 0,1$. Величина R_n оценена также из темновых и световых ВАХ, согласно

$$R_n = \frac{U_T - U_{XX}}{I_{кз}}, \quad (2)$$

где U_T - напряжение на гетероструктуре при пропускании через него в темноте тока от внешнего источника, по величине, равное току короткого замыкания $I_{кз}$. Величина R_n для pAlGaAs $R_n \approx 0,55$ Ом, для nGaP $R_n \approx 0,053$ Ом. Удельное контактное сопротивление для исследованных структур $R_k \approx 10^{-4}$ Ом·см. Полученные низкие значения R_n в исследованных структурах способствует ослаблению омических потерь при больших интенсивностях светового потока. Снижение R_n и улучшение теплового режима за счет прозрачности ГФП к тепловым фотонам повышает оптимальный фототок до одного порядка. Аналогичным образом объясняется рост оптимальной концентрации солнечного потока, поскольку $K_{опт} \sim 1/R_n$, что позволяет сместить границу максимального коэффициента полезного действия в область больших концентрации светового потока K_c . Это подтверждает рис.б, кривая 2.

Таким образом, в исследованных ГФП при прочих равных условиях достигается более высокая оптимальная концентрация светового потока в условиях без специального охлаждения по сравнению с традиционными GaAs/AlGaAs ГФП (рис.б, кривая 1).

Литература

1. Андреев В.М. ФТП, 1999, т.33, №9. с. 1033-1038.
2. Грилихес В.А., Орлов П.П., Попов Л.Б. Солнечная энергия и космические полеты.-М.:Наука,1984, 216 с.
3. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах.- М.: Мир. 1981.т.2, 366 с.

STATIONARY FLOW OF A QUASI 1D SUPERFLUID FERMION GAS THROUGH A LINEAR REPULSIVE BARRIER

F.Kh. Abdullaev, R.M. Galimzyanov, Kh.N. Ismatullaev

Physical-Technical Institute of the Academy of Sciences of Uzbekistan

Superfluid Fermi gases have attracted much attention for last time. A great development in experimental technique has allowed to create a liquid, properties of which *do not depend* on any characteristics of interactions in the liquid, notably ultracold gases near Feshbach resonances. In some meaning the interactions became infinite there [1]. So one can say about unitary limit of many body system of spin 1/2 fermions (usually ⁶Li or ⁴⁰K Fermi atoms) at zero temperature when the scattering amplitude *f* reaches its “unitary limit” $f \approx i/k$ where *k* is the momentum.

The problem of the superfluid flow of a super-cold unitary Fermi gas through the penetrable barriers seems to be of a fundamental interest to reveal its dynamical properties.

Previously the problem of a quasi 1D repulsive BEC flow past wide and narrow nonlinear barriers had been investigated in [2].

In our work we consider the phenomena occurring in the flow of a quasi 1D superfluid Fermi gas past a linear repulsive barrier. A quasi one dimensional superfluid Fermi gas can be described by the Gross-Pitaevsky (GP) type equation [3]

$$i\hbar\psi_t = -\frac{\hbar^2}{2m}\psi_{xx} + V(x + vt)\psi + \mu(n)\psi \quad (1)$$

where chemical potential $\mu(n) = C|\psi|^\gamma$ with $\gamma = 4/5$.

The equation (1) can be obtained from hydrodynamical equations for superfluid Fermi gas by making use of the Madlung transformation $\rho = |\psi|^2$ and some reduction from a 3D to a 1D equation (see[3]).

Let us now past back to the hydrodynamical form for equation (1)

$$\psi(x', t) = \sqrt{\rho(x', t)}e^{i \int^{x'} u(x,t) dx},$$

$$\rho \rightarrow 1, \quad u \rightarrow v, \quad V(x) \rightarrow 0, \quad \text{when } |x| \rightarrow \infty.$$

with the boundary conditions

For a wide smooth obstacle potential we can neglect the terms in the bracket in the second equation that corresponds to the hydrodynamical approximation and obtain the following system of equations

$$\rho u = v,$$

$$\frac{1}{2}u^2 + V(x) + C\rho^\gamma = \frac{1}{2}v^2 + C$$

From these equations for V(x) we get

$$V(x) = -\frac{1}{2}(u^2 - v^2) - C\left(\frac{v^\gamma}{u^\gamma} - 1\right) \equiv F(u).$$

This equation has a real solution defined for all x provided that

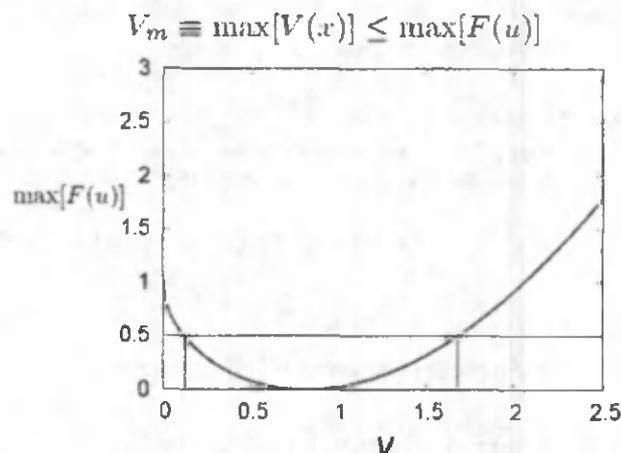


Figure 1: Maximum of the function $F(u)$ versus v . For the given obstacle potential maximum $V_m = 0.5$, critical values of the velocity 0.124 and 1.7

In Fig. 1 the dependence of the function $F(u)$ maximum on the velocity v is shown. The condition of superfluidity for this system is that the maximum of function $F(u)$ should be greater than the maximum of a potential $V(x) = V_m \text{sech}(x)$ [2]. For the given obstacle potential maximum $V_m = 0.5$ there are two critical velocities at which the function $F(u)$ maximum equals to the maximum of the potential $V(x) = V_m \text{sech}(x)$. The condition of the superfluidity is not fulfilled if the value of flow velocity is between two critical velocities. As seen the qualitative behavior is similar to the behavior of flow pasting obstacle of BEC system (see [2]). In conclusion we derived the equations determining superfluidity conditions. We showed that there can exist two critical velocities of the flow and between them the condition of superfluidity is not fulfilled.

References

1. L.P. Pitaevski, UFN 178, (2008) [in Russian].
2. F.Kh. Abdullaev, R.M. Galimzyanov, Kh.N. Ismatullaev, Physics Letters A 376 (2012) 3372–3376
3. N.K. Lowman, M. A. Hofer, arXiv:1306.5731v1 [nlin.PS] 24 Jun 2013

ТРЕХБАРЬЕРНЫЕ ФОТОДИОДНЫЕ СТРУКТУРЫ СО СМЫКАНИЕМ СМЕЖНЫХ БАРЬЕРОВ

Абдулхаев О.А., Якубов Э.Н., Каманова Г.О.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнца» АН РУз.

100084, г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 26; abdulhaev@uzsci.net

Возможности современной волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) превосходят возможности традиционных технологий передачи информации, что делает ее привлекательной в эпоху развития информационных технологий [1]. ВОЛС теоретически может работать в диапазоне до 1 ТГц, однако используемый в настоящее время диапазон еще далек от этого предела. Использование оптического волокна также обуславливается рядом преимуществ, таких как низкие потери, широкая полоса пропускания, секретность и невосприимчивость по отношению к электромагнитным помехам. Совершенствование и развитие этой области телекоммуникаций связано с изобретением и разработкой надежных, высокочувствительных и быстродействующих фотоприемников, адекватно преобразующих модулированный сигнал при обработке переданной информации. Существуют разнообразные фотоприемники. В оптической связи достаточно интенсивно используются два вида фотодиодов: рпn-типа и лавинный, или биполярные и полевые фототранзисторы. Характеристики фототранзисторов можно значительно улучшить в транзисторных структурах со смыканием переходов [2-4].

В данной работе рассматривается новый класс фотодиодов: трехбарьерные структуры на основе интегрирования полупроводникового гомо- или гетероперехода с переходами металл-полупроводник, в которых смежные переходы находятся в режиме смыкания [5]. Нами были получены и исследованы различные двух и трехбарьерные структуры на основе арсенида галлия и его твердых растворов: Ag-pGaAs-nGaAs-Ag, Au-pGaInAs-nGaAs-Au, Ag-pGaAs-nAlGaAs-Au.

Как показали исследования их вольт-амперных, вольт-емкостных и спектральных характеристик в определенной области начальных напряжений в них проявляются типичные для

структуры с тремя последовательно соединенными барьерами зависимости, которые затем при превышении некоторого определенного напряжения (U_0) переходят на линейную зависимость, свойственную резисторным структурам (рис. 1.). Однако при этом возникновение значительного фото-ЭДС, высокие значения сопротивления структуры, чем определяемые их удельным сопротивлением, низкие и зависящие от полярности напряжения емкости свидетельствуют о существовании потенциальных барьеров в этих структурах.

Согласно теории в запираемых переходах арсенидгаллиевых структур должна наблюдаться степенная зависимость тока от напряжения с показателем степени равным 0.5, который обусловлен преобладанием генерационных процессов над диффузионными. Исследуемая структура, представляя собой три последовательно прямо и обратно соединенных барьера, при любой полярности рабочего напряжения имеет обратно смещенный переход, что приводит к превалированию свойств этого перехода над остальными с повышением рабочего напряжения [6]. Поэтому зависимость тока от напряжения в исследуемых структурах также должно быть степенной с показателем степени равным 0.5, что и наблюдается на начальных участках токовой зависимости (рис. 1, кривая 2). Однако с увеличением напряжения наблюдаемый линейный характер зависимости тока от напряжения, то есть переход на режим с постоянным омическим сопротивлением невозможно объяснить в рамках существующих представлений о барьерах.

В них механизм токопереноса определяется генерационными процессами в области объемного заряда переходов находящихся в режиме смыкания и термоэлектронной эмиссией через металлические барьеры, что обеспечивает высокую фоточувствительность в сравнении с традиционными фотоприемниками (рис. 2.), то есть эти структуры обладают внутренним фотоэлектрическим усилением, которое не определяется ни с лавинными процессами, и ни с транзисторным эффектом. Низкие значения емкости и токов структуры, обеспечиваемые за счет последовательно соединенных трех барьеров, позволяют улучшить шумовые и частотные свойства по сравнению с другими фотоприемными структурами. Использование вместо гомоперехода гетероперехода с различной шириной запрещенной зоны позволяет управлять спектральной чувствительностью (рис. 3.).

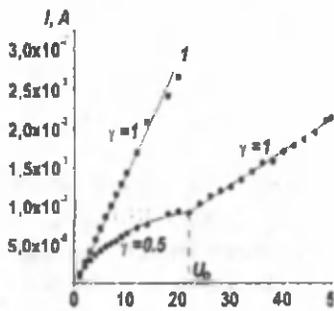


Рис. 1.

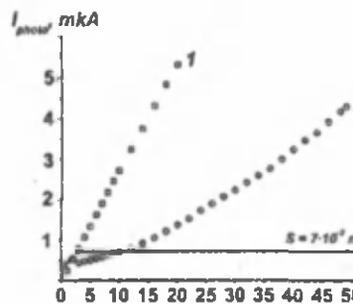


Рис. 2.

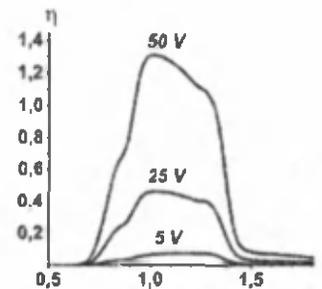


Рис. 3.

В этих структурах фоточувствительность управляется рабочим напряжением и достигает до 5-10 А/Вт, что на порядок больше диодной чувствительности однопереходного фотодиода. Для их работы не требуется какого-либо охлаждения в отличие от других приемников ИК излучения [7], при комнатной температуре обеспечивают требуемые режимы работы в задаваемых спектральных диапазонах (0.9 мкм, 1.3 мкм, 1.5 мкм) с низкими значениями емкости порядка 10 пФ при площади 4-8 мм². При этом темновой ток для напряжения 100 В составляет 40-100 нА. Внутреннее фотоэлектрическое усиление фототока обеспечивается с самого начала прикладываемого напряжения, то есть они обладают достаточной для регистрации чувствительностью при низких напряжениях питания (5 В). Благодаря высокому входному сопротивлению они легко коммутируются с полевыми транзисторами и интегральными микросхемами. Что открывает возможности использования их в оптических датчиках.

На основе этих фотодиодных структур разработаны фотоприемные устройства для слабых оптических сигналов, которые можно использовать в организации волоконно-оптических линий связи, открытых системах оптической связи или в разработке новых оптических датчиков. Использование предлагаемой структуры в ВОЛС (или в открытых системах) и оптических датчиках способствует улучшению их характеристик, а разработка и внедрение этих систем способствует

дальнейшему развитию современных высокотехнологичных производств в различных передовых сферах науки.

Литература.

1. Ghione G. Semiconductor devices for high-speed optoelectronics. Cambridge: CUP, 2009. – 481 p.
2. Hwang J.D., Wu J.K. An a-Si:H/SiGe/Si punchthrough heterojunction phototransistors with an thin-Al film // Thin Solid Films. – 2009. – V. 517. – pp. 1811-1814.
3. Sun C.M., Han D.J., Sheng L.Y., Zhang X.R., Zhang H.J., Yang R., Zhang L., Ning B.J. Punch through float-zone silicon phototransistors with high linearity and sensitivity // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2005. – V. 547. – pp. 437-449.
4. Luo H., Chang Y., Wong K.S., Wang Y. Ultrasensitive Si phototransistors with a punchthrough base // Applied Physics Letters. – 2001. – V. 79. – № 6. – pp. 773-775.
5. Karimov A.V., Yodgorova D.M., Abdulkhaev O.A. Physical principles of photocurrent generation in multi-barrier punch-through-structures // in the book «Photodiodes – World Activities in 2011», Croatia:Intech, 2011. pp. 23-36.
6. Sze S.M., Kwok K.Ng. Physics of semiconductor devices. – Hoboken: John Wiley & Sons, 2007. – 815 p.
7. Rogalski A. Infrared detectors: status and trends // Progress in Quantum Electronics. 2003. V.27. pp. 59-210.

ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ПРОВОДИМОСТЬ ЛЕГИРОВАННОГО СИЛИКАТНОГО СТЕКЛА

Г. Абдурахманов, Г. С. Вахидова

Институт энергетики и автоматики АН РУз,

100125 Ташкент, Дурмон йули, 29, Тел. (+99871) 2636075; (+99893) 5565714 gulmirzo@mail.ru

В [1] нами было показано, что электропроводность σ свинцово-силикатного стекла, легированного оксидными соединениями рутения, меняется при низких температурах T как

$$\sigma(T) = AT^{0,5} \exp[-BT^{-\zeta}] \tag{1}$$

с $\zeta = 0,4...0,8$. Зависимость (1) часто наблюдается в эксперименте. Физическим основанием для выражения (1) служило одновременное действие двух механизмов проводимости в легированном стекле: активационной σ_a и прыжковой σ_h с переменной длиной (Моттовская):

$$\sigma(T) = \sigma_a(T) + \sigma_h(T) = \sigma_0 \exp\left[\frac{-E_G}{2kT}\right] + C \exp[-(T_0/T)^{1/4}]. \tag{2}$$

Первое слагаемое в (2) обусловлено термической активацией электронов из валентной зоны стекла через щель шириной E_G в примесную зону, образованную в результате диффузии атомов лигатуры в стекло и расположенную близко к потолку валентной зоны, а второе слагаемое — прыжками носителей с переменной длиной по нанокристаллам, самопроизвольно образующимся в стекле в процессе варки и легирования. Здесь A, B, σ_0 и C — некоторые постоянные, k — постоянная Больцмана, $T_0 = 16a^3/(kN_F)$, a — обратный радиус локализации носителей, N_F — плотность состояний вблизи уровня Ферми.

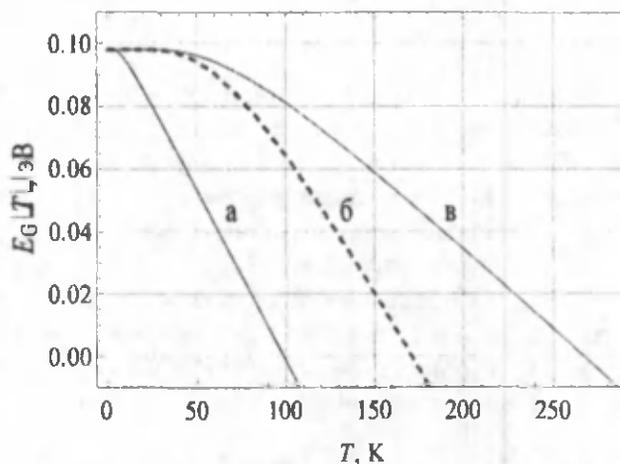


Рис. 1. $E_G(T)$ по выражению (3) для $E_{G0} = 98$ мэВ, (а): $\langle \hbar\omega \rangle = 2,25$ мэВ, $\xi = 5$; (б): $\langle \hbar\omega \rangle = 22,5$ мэВ, $\xi = 5$; (в): $\langle \hbar\omega \rangle = 22,5$ мэВ, $\xi = 2,5$.

При этом не учитывалось взаимодействие носителей с фононами и друг с другом. В настоящей работе исследовано влияние электрон-фононного взаимодействия на электропроводность силикатного стекла, легированного оксидами переходных металлов, в частности, рутения. Вследствие электрон-фононной связи [2 - 6] узкая примесная зона, расположенная близко к потолку валентной зоны стекла, при повышении температуры смещается к последней (рис. 1):

$$E_G(T) = E_{G0} - \zeta \langle \hbar\omega \rangle [\text{cth}(\langle \hbar\omega \rangle / 2kT) - 1]. \quad (3)$$

здесь E_{G0} – ширина щели между примесной зоной и валентной зоной стекла при $T = 0$ К, ζ – безразмерная постоянная электрон-фононной связи, $\langle \hbar\omega \rangle$ – характеристическая энергия фононов. Обычно при $T = 300$ К

$$\zeta \langle \hbar\omega \rangle [\text{cth}(\langle \hbar\omega \rangle / 2kT) - 1] \approx 10 - 100 \text{ мэВ}.$$

Поэтому важно, что примесная зона расположена достаточно близко к потолку валентной зоны стекла. Тогда при некоторой температуре

$$T_m = \frac{\langle \hbar\omega \rangle}{k \ln(1 + 2\zeta \langle \hbar\omega \rangle / E_{G0})},$$

зависящей от состава стекла и лигатуры, уровня и условий легирования, эти зоны могут слиться ($E_G(T_m) = 0$), и легированное стекло приобретает металлические свойства – частично заполненную валентную зону и постоянную концентрацию n свободных носителей заряда. При $T \geq T_m$ основным механизмом температурной зависимости электропроводности σ легированного стекла становится рассеяние носителей заряда на фононах, на ионах или друг на друге, что приводит к зависимости вида $\sigma(T) \sim 1/T$, $T^{3/2}$ или $1/T^2$ [7, 8] соответственно. Чаще всего эти механизмы рассеяния действуют одновременно, что приводит к зависимости удельного сопротивления вида

$$\rho(T) = 1/\sigma(T) = \rho(0)(1 + \alpha T + \beta T^2) \quad (4)$$

или

$$\rho(T) = 1/\sigma(T) = \rho(0)(1 + \gamma T^{-3/2} + \beta T^2). \quad (5)$$

При переходе от (1), (2) к (4) или (5) вблизи T_m наблюдается минимум $\rho(T)$.

Температурная зависимость сопротивления вокруг или за точкой минимума T_m для свинцово-силикатного стекла различных составов, легированного RuO_2 в разных условиях, показана на рис. 2 – 5. Составы и условия изготовления образцов стекла (содержание лигатуры C_m , температура T_f и продолжительность τ легирования) приведены в таблицах 1 и 2, где они разделены по тому, какая из зависимостей – (3) или (4) – наблюдается при $T > T_m$. В этих таблицах приведены также коэффициенты выражений (3) и (4) соответственно. Для перехода от $R(T)$ к $\rho(T)$ нужно величины, приведенные в табл. 1, 2 и на рисунках, умножить на толщину пленки стекла $l = 2.5 \cdot 10^{-3}$ см.

Из этих рисунков следует, что

1) во всех образцах основной вклад в сопротивление вносит рассеяние носителей на нейтральных примесях и структурных образованиях (островные и кольцевые силикаты, нанокристаллы), которое не зависит от температуры (первое слагаемое в (4) и (5), аналогично остаточному сопротивлению металлов;

2) в образцах 4 - 6, содержащих тяжелые ионы-модификаторы Ва, всегда присутствует фононная составляющая сопротивления ($\alpha \neq 0$), а электрон-электронное рассеяние (βT^2) проявляется при уровнях легирования выше 18 масс.% RuO_2 (за порогом протекания) и растет с ростом уровня легирования;

3) образцы, содержащие легкие ионы-структурообразователи Al (образцы 1 – 3, 7 - 9), показывают рассеяние носителей либо на фононах ($\alpha \neq 0$, образцы 1 – 3), либо на ионах ($\gamma \neq 0$, образцы 7 – 9), причем электрон-электронное рассеяние может не проявляться при высоких уровнях легирования (образцы 1 и 2).

Таблица 1

Составы и условия легирования стекол, для которых наблюдается зависимость (4), и коэффициенты этой зависимости

№	Состав стекла, масс. %					C _m , масс. %	Условия легирования		Коэффициенты полинома (4)		
	SiO ₂	PbO	BaO	MgO	Al ₂ O ₃		T _г , К	τ, мин	ρ(0), Ом	α, 1/К	β, 1/К ²
1	33	67	-	-	-	30	1123	10	7.011·10 ³	3.69·10 ⁻³	-
2	32	63	-	-	5	20	1123	10	2.493·10 ³	4.26·10 ⁻⁴	-
3	32	63	-	-	5	18	1123	10	8.342·10 ³	3.79·10 ⁻⁴	1.64·10 ⁻⁷
4	27	67	4	2	-	16	1123	10	18.48·10 ³	2.60 ₄ ·10 ⁻⁴	-
5	27	67	4	2	-	20	1073	10	20.46	1.84·10 ⁻⁴	1.146·10 ⁻⁷
6	27	67	4	2	-	50	1123	10	6.295	1.22·10 ⁻⁴	8.051·10 ⁻⁷

Поскольку температура минимума T_m сдвигается вверх при повышении удельного сопротивления ρ легированного стекла, то в образцах с высоким ρ минимум ρ(T) может оказаться близко к области структурных переходов в нанокристаллах силикатов [1] или перекрываться с нею. В первом случае сужается область температур, где наблюдаются зависимости (4) или (5), и ухудшается возможность определения коэффициентов в этих выражениях. Во втором случае зависимости (4) или (5) не проявляются, будучи замаскированы на несколько порядков большими изменениями ρ(T), обусловленными этими структурными переходами.

Таблица 2

Составы и условия легирования стекол, для которых наблюдается зависимость (5), и коэффициенты этой зависимости

№	Состав стекла, масс. %					C _m , масс. %	Условия легирования		Коэффициенты полинома (5)		
	SiO ₂	PbO	BaO	MgO	Al ₂ O ₃		T _г , К	τ, мин	ρ(0), кОм	γ, 1/К ^{3/2}	β, 1/К ²
7	32	63	-	-	5	16	1123	10	14.73	0.5410	2.032·10 ⁻⁷
8	32	63	-	-	5	16,5	1123	10	35.32	0.2016	2.072·10 ⁻⁷
9	32	63	-	-	5	16,5	1123	40	17.85	0.0632	3.007·10 ⁻⁷

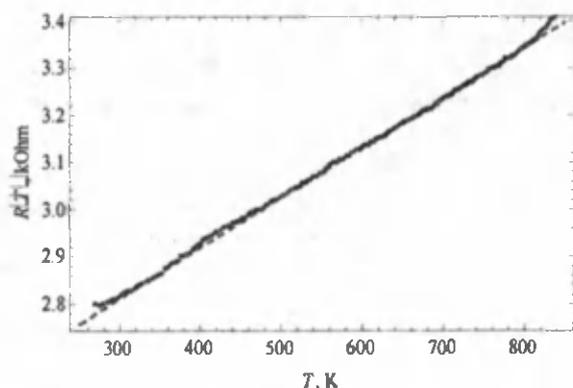


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления образца стекла 2 (табл.). Пунктирная прямая – зависимость (4), β = 0

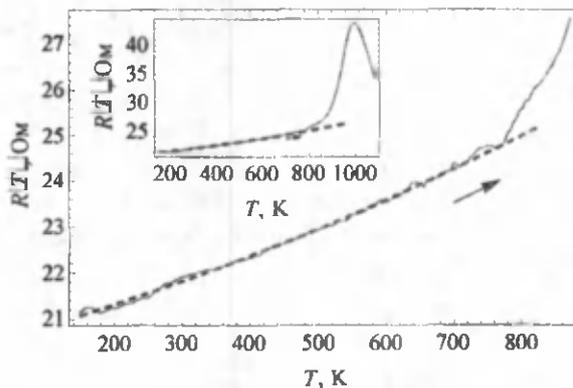


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления образца 5 (табл. 1). Во вставке – эта же – зависимость в широком диапазоне температур. Пунктирная линия – зависимость (4)

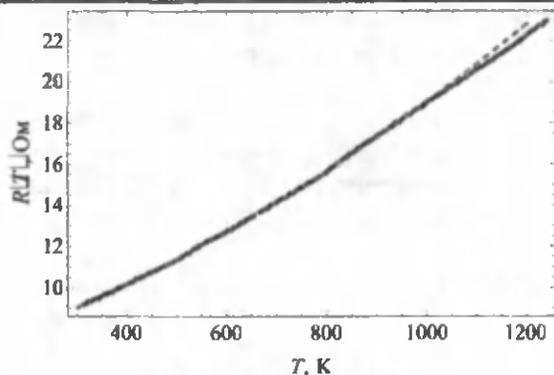


Рис. 4. Температурная зависимость сопротивления образца стекла 6 (табл. 1). Пунктирная линия – зависимость (4).

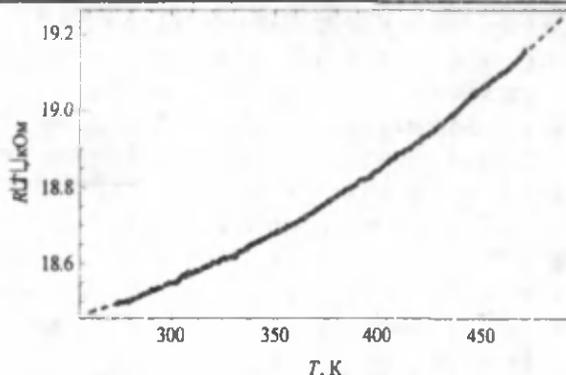


Рис. 5. Температурная зависимость сопротивления образца стекла 9 (табл. 2). Пунктирная линия – зависимость (5).

Литература

1. Г. Абдурахманов, УФЖ 14 (2012) №1, 23-29
2. H. Y. Fan, Phys. Rev. 78 (1950) 808.
3. H. Y. Fan, Phys. Rev. 82 (1951) 900.
4. T. Muto and S. Oyama, Progr. Theor. Phys. 5 (1950) 833.
5. R. Pässler, Solid-State Electronics 39 (1996) 1311.
6. K. P. O'Donnell and X. Chen, Appl. Phys. Lett. 58 (25) (1991) 2924.
7. А. А. Абрикосов. Введение в теорию нормальных металлов. - М., Наука, 1972. – 288 с.
8. К. Зеегер, Физика полупроводников. Пер. с англ. М., Мир, 1977. – 616 с.

FABRICATION OF AGCL MODIFIED TiO₂ PASTE FOR DYE-SENSITIZED SOLAR CELLS.

Amir Abidov¹, Bunyod Allabergenov¹, Oybek Tursunkulov¹, Christian Gomez Solis², Isaiás Juárez Ramírez², Jung-Ho Ahn³ and Sungjin Kim¹

¹Department of Advanced Materials Science and Engineering, Kumoh National Institute of Technology, Yangho-dong, Gumi, South Korea, 730-701.

²Departamento de Ecomateriales y Energía, Instituto de Ingeniería Civil-FIC, Universidad Autónoma de Nuevo León, Pedro de Alba S/n, Ciudad Universitaria, 66450 San Nicolás de los Garza, Nuevo Leon, Mexico,

³School of Material Engineering, Andong National University, Andong, South Korea

ABSTRACT

AgCl modified titanium dioxide (TiO₂) powders were prepared by impregnation method using Ag powder and TiO₂ powders. Paste for photoanode was fabricated using modified AgCl/TiO₂ powder and Ethylene Glycol (EG) by mixing. Resultant paste was spread on Fluorine doped Indium Tin Oxide (ITO) coated glass substrate. TiO₂ film was synthesized using Ru based N713 dye. AgCl/TiO₂ based DSSC showed cell efficiency at 5% against 3% of reference TiO₂ film.

Keywords: Dye Sensitized Solar Cell, AgCl, TiO₂, visible light reactive, Ag/Cl modified TiO₂

Introduction

TiO₂ is reactive only under UV light due to large bandgap (3.2eV) [1]. To overcome this problem visible light reactive AgCl was introduced to TiO₂. It can harvest additional photons from visible region significantly increasing efficiency of Dye-Sensitized Solar Cell. When photocatalytic particles are allowed to carry AgCl particles and Ag particles, electrons are drawn from TiO₂ into Ag/AgCl [2]. This inhibits the recombination of electrons and positive holes, thereby ensuring the stable formation for charge carriers more effectively than bare TiO₂

Experimental procedure

TiO₂ powder (Degussa p-25) was mixed with Ag powder (-325 mesh Alfa Aesar) thoroughly for 24 hours. Ethylene Glycol was used as an organic binder for paste. Ag/TiO₂ powder and Ethylene glycol (60°C) were mixed using magnetic stirrer. TiCl₄ ethanol solution (5%) was added slowly to mixture during stirring. Polymerization was obtained after 8 hours. Ethanol from mixture was evaporated in rotary evaporator until reaching favorable viscosity. Paste was spread on FTO glass using “Doctor blade” method [3]. Organic binder was removed during annealing at 450°C in air atmosphere for 3 hours. Formed TiO₂ film was dye-

sensitized by soaking in Ru-based N713 dye for 12 hours. Pt (Solaronix Pt paste) was used as a counter electrode. Iodine (Iodolite R-150) based electrolyte was introduced to obtained solar cell.

Results and discussion

X-Ray diffractogram of obtained film is shown in fig 1. It can be seen that TiO₂ has well developed anatase structure which is very important for photocatalytic efficiency. AgCl also presents in this film. All peaks are sharp and in well compliance with PDF 98-000-081 Anatase and PDF 98-000-0158 Chloragryrite respectively. There is no sign of Brokrite. Small Rutile peak is observed. This is due to source TiO₂ contains 25% rutile [4].

Electron Dispersive Spectroscopy confirms presence of AgCl on the surface of TiO₂. Elemental composition is summarized in table 1. O to Ti ratio is 40 to 9 this is due to presence of AgCl. Ag content is at 0.42 at%.

Field Emission Electron Microscopy (FESEM) was used to obtain microstructure of obtained film. FeSEM micrographs are shown in fig 3. It can be seen that film thickness is about 1.5 micrometers. Surface is rough with small cracks on it.

Cell performance was tested on solar simulator [5] equipped with Hg lamp adjusted to 1.5 AM at 100mW/cm² light output. Results are shown in fig. 4. It is clearly seen that AgCl/TiO₂ based DSSC [6] showed better characteristics. $I_{sc} = 1.039E-03$ A $J_{sc} = 6.494E+01$ A/m² $E_{oc} = 0.6763$ V $E(P_{max}) = 0.5233$ V $P_{max} = 4.750E-04$ W for bare TiO₂ and $I_{sc} = 1.875E-03$ A $J_{sc} = 1.172E+02$ A/m² $E_{oc} = 0.6945$ V $E(P_{max}) = 0.5139$ V $P_{max} = 8.072E-04$ W for AgCl/TiO₂ based DSSC respectively.

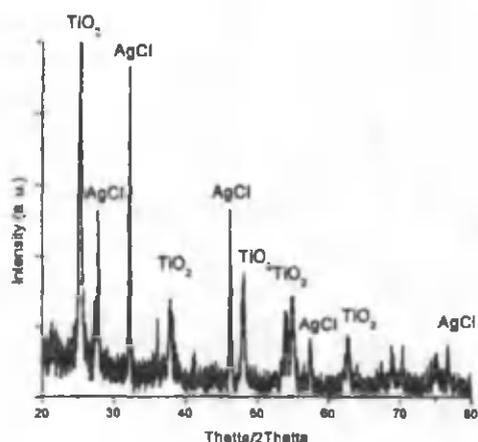


Fig 1. XRD diffractogram of AgCl/TiO₂ film

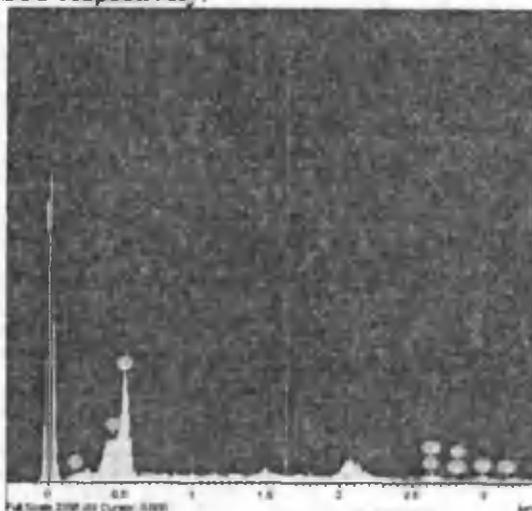


Fig 2. EDS spectra of obtained AgCl/TiO₂ film

Table 1

Elemental composition of AgCl/TiO₂ films by EDS

Element	App Conc.	Intensity Corm.	Weight%	Weight% Sigma	Atomic%
O K	16.54	0.5826	57.01	1.05	80.22
Cl K	0.28	0.8962	0.64	0.17	0.41
Ti K	17.45	0.8692	40.33	1.00	18.96
Ag L	0.84	0.8339	2.02	0.42	0.42
Totals			100.00		



Fig 3. FeSEM micrographs of AgCl/TiO₂ films: cross sectional view (left) and top view (right)

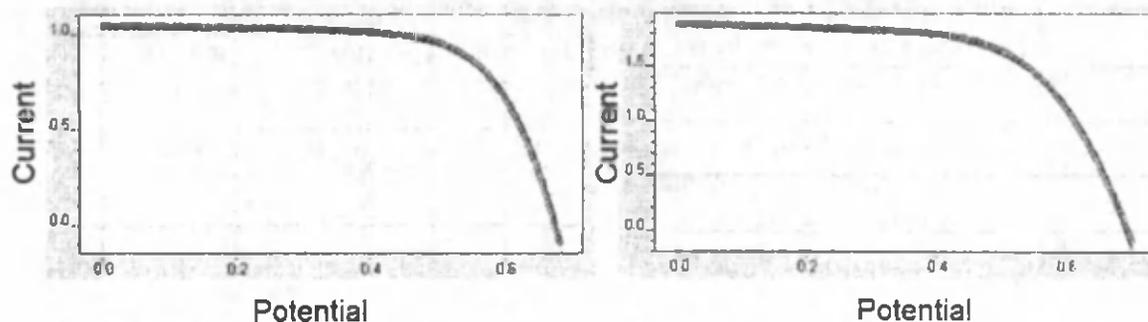


Fig 4. IV curves of bare TiO₂ based DSSC (left side) and AgCl/TiO₂ based DSSC (right side)

Conclusion

AgCl/TiO₂ paste was fabricated by modified sol-gel method [7]. DSSC efficiency increased from 2.9% to 5% due to formation of AgCl photoactive layer on the surface of TiO₂ and reduced recombination. Film thickness was around 1.5 micrometers. EDS and XRD confirmed formation of AgCl in TiO₂ film [8]. TiO₂ presents in TiO₂ film in the form of anatase. Used chemicals are easily recyclable and can be used for full scale fabrication. Paste fabrication process should be improved in order to increase efficiency.

References:

1. Abidov, A. and Allebergenov, B. and Tursunkulov, O. and Lee, J. and Sangyup, K. and Lee, E. and He, L. and Kim, S., (2013). "The evaluation of photocatalytic properties of iron doped titania photocatalyst by degradation of methylene blue using fluorescent light source", *Advanced Materials Research*, vol. 652-654, pp. 1700-1703
2. Kamalov, S. and Abidov, A. and Allaberganov, B. and Jo, S.J. and Lee, E.Y. and Lee, J.H. and Kim, I. and Park, N.-J. and Lee, J.H. and Kim, S., (2012). "Fabrication and characterization of ordered micro-sized tubular TiO₂ films by using various anodizing conditions", *Research on Chemical Intermediates*, vol. 38, no. 3-5, pp. 1007-1013
3. Jo, S.J. and Ban, T. and Abidov, A. and Lee, J.H. and Lee, D. and Park, N.-J. and Jeong, S.W. and Ahn, J. and Kim, S., (2011). "The properties of ZnO nanorods for organic-inorganic solar cell fabricated by wet chemical method", *Materials Science Forum*, vol. 695, pp. 81-84
4. Kim MS, Chun DM, Choi JO, Lee JC, Kim YH, Kim KS, Lee CS, Ahn SH. Dry-spray deposition of TiO₂ for a flexible dye-sensitized solar cell (DSSC) using a nanoparticle deposition system (NPDS). *J Nanosci Nanotechnol*. 2012 Apr;12(4):3384-8.
5. Liang Chen et al. Enhanced photovoltaic performance of a dye-sensitized solar cell using graphene-TiO₂ photoanode prepared by a novel in situ simultaneous reduction-hydrolysis technique, *Nanoscale*, 2013,5, 3481-3485
6. Pouilleau J, Devilliers D and Goult H, 1997, (*For J. Mater. Sci.*) 32 5645
7. Jose A. Navio, Gerardo Colon, Manuel Macias, Concepcion Real, Marta I. Litter, 1999, Iron-doped titania semiconductor powders prepared by a sol-gel method. Part I: synthesis and characterization. (*For Applied Catalysis A: General* 177), 111-120
8. Y. F. Chan, C. C. Wang, C. Y. Chen, Electrospun TiO₂-MWCNTs nanofibers as photoanode in dye-sensitized solar cell (DSSC), *Journal of Materials Science* August 2013, Volume 48, Issue 15, pp 5261-5272
9. Visible light photocatalytic properties of novel molybdenum treated carbon nanotube/titania composites FENG-JUN ZHANG† and WON-CHUN OH *Bull. Mater. Sci.*, Vol. 34, No. 3, June 2011, pp. 543-549.
10. Wen-Hsiang Ye et al., Flexible working TiO₂ electrode for DSSC, *Chinese chem. soc.* 2010, 57, 1162-1166

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ АМОРФНЫХ ПЛЕНОК ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛОБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ВЫЗВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЕМ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА

Р.И.Алекберов, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.А.Исаева

Институт Физики им. Г.М.Абдуллаева НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр.Г.Джавида 33, Rahim-14@mail.ru

Халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП), как перспективные материалы для электроники и оптоэлектроники являются объектом многочисленных исследований.

Настоящая работа посвящена исследованию структурных особенностей ХСП материалов As₂Se₃, As₄₀Se₃₀S₃₀, As₄₀Se₃₀Te₃₀, As-Se-S и As-Se-Te с применением рентген дифрактометрического метода. Синтез ХСП материалов As₂Se₃, As₄₀Se₃₀S₃₀, As₄₀Se₃₀Te₃₀, As-Se-S и As-Se-Te осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества в соответствующих атомных процентах наполнялись в кварцевые ампулы и после откачивания воздуха до давления 10⁻⁴ мм. рт. ст.

в течении 3-х часов нагревались до температуры 900-950°C и придерживались около 12 часов при этой температуре. Исследования агрегатного состояния и структуры синтезированных веществ и осажденных пленок проведены рентгеноструктурным анализом на порошковом дифрактометре D8 ADVANCE.

На рисунке показаны кривые интенсивности дифракции рентгеновских лучей в термически напыленных пленках исследованных материалов.

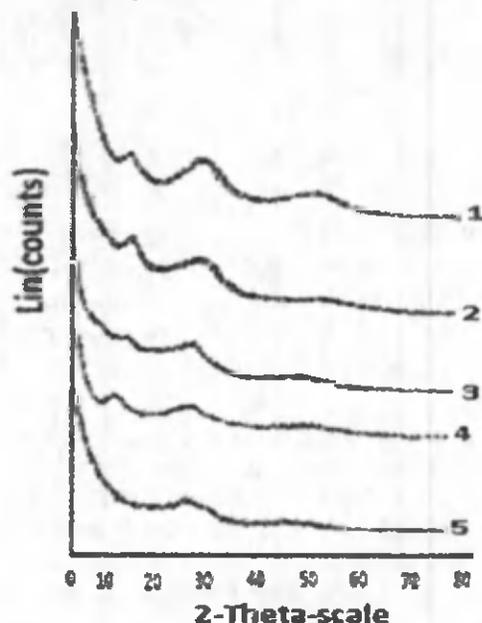


Рис. Кривые интенсивности дифракции рентгеновских лучей в термически напыленных пленках (1- As_2Se_3 ; 2- $As_{40}Se_{30}S_{30}$; 3- $As_{40}Se_{30}Te_{30}$; 4- $As-Se-S$; 5- $As-Se-Te$).

Наблюдение широких максимумов в дифракционной картине показывает на их аморфность.

Как видно из картины, соответствующей распределению интенсивности дифракции рентгеновских лучей исследуемых ХСП, как и в большинстве других стекол [4], наблюдается узкий максимум, так называемый первый резкий дифракционный максимум (first sharp diffraction peak - FSDP). В таблице показаны характеристики FSDP, относящиеся к пленкам исследованных материалов. Используя данные, приведенные в таблице вычислены величины R и L, результаты которых представлены в этой же таблице.

Parameters	Area	amplituda	$2\theta^\circ$	β° (FWHM)	L(A°)	d/A°	L/d
As_2Se_3	7.12	23.6	15.95	2.051	39.05	5.55	7.04
$As_{40}Se_{30}S_{30}$	11.06	27.7	15.715	1.98	40.50	5.63	7.19
$As-Se-S$	11.17	23.7	16.732	2.367	33.92	5.29	6.41
$As_{40}Se_{30}Te_{30}$	29.43	19.5	29.168	4.014	20.45	3.06	6.68
$As-Se-Te$	26.35	15.7	28.483	5.118	16.01	3.13	5.11

где:

R – «квазипериод» структуры или флуктуации плотности атомов, повторяемость которой в некоторой области корреляции может обуславливать появление FSDP;

L-длина корреляции, т. е. размер области в которой поддерживается периодичность флуктуации атомов.

Значения указанных параметров вычислены формулой Шерера [7]

$$L = \left\{ \frac{K\lambda}{\beta(FWHM) \cos \theta(FSDP)} \right\} \cdot \left\{ \frac{360}{2\pi} \right\},$$

K = 0.9 постоянная Дебая-Шерера, λ – длины волны рентгеновских лучей.

$$R = \lambda / 2 \sin \theta(FSDP)$$

$\beta(FWHM)$ – ширина, соответствующая половине максимума (FWHM).

Как видно из рисунка и таблицы формы кривых интенсивности дифракции рентгеновских лучей, а также численные значения параметров, характеризующих структуры ХСП зависят от

химического состава. Численные значения параметра R и длины корреляции L для As_2Se_3 составляют 5,55 и 39,05 Å, а коэффициент упаковки структурных единиц, определяемое отношением $L/R = 7,04$. Для $As_{40}Se_{30}S_{30}$ значения указанных величин слегка больше, а для нестехиометрического состава $As-Se-S$ заметно меньше чем для As_2Se_3 . Из таблицы также видно, что ширина, соответствующая половине максимума (FWHM) для $As_{40}Se_{30}S_{30}$ слегка меньше, а для $As-Se-S$ заметно больше чем для As_2Se_3 . Из этих данных можно делать заключение, что при замена в As_2Se_3 половины атомов селена серой ($As_{40}Se_{30}S_{30}$) степень упорядоченности увеличивается, что, по-видимому, связано химической активностью серы. Присутствие атомов мышьяка в ХСП системе $As-Se-S$ приводит к тому, что разрушается часть кольцевых молекул и преобразуются в цепные макромолекулы, и при этом атомы мышьяка играют роль мостиков между структурными единицами. Таким образом образуются связи между цепями, состоящими из атомов селена и серы, т.е. уменьшается количество цепных и кольцевых макромолекул, устанавливается сеточно-цепочечная структура. Однако концентрация мышьяка недостаточна, чтобы образовали совершенная сеточно-цепочечная структура и в материалах присутствуют в значительном количестве также кольцевые и цепные молекулы. Кроме этого в указанном материале могут существовать дефекты в виде молекулярных фрагментов $As_4S(Se)_4$, $S(Se)$, и в виде пор, пустот и оборванных связей. Указанные особенности структуры приводят к росту степени неупорядоченности, вызванной нарушением стехиометрии, что подтверждается данными, приведенными в таблице.

Из таблицы также видно, что структурные параметры $As_{40}Se_{30}Te_{30}$ и $As-Se-Te$ сильно отличаются от таковых для As_2Se_3 , $As_{40}Se_{30}S_{30}$ и $As-Se-S$. Большие значения ширины соответствующей половине максимума (FWHM), и низкое значение R , L и L/R свидетельствуют о высокой степени неупорядоченности структуры $As_{40}Se_{30}Te_{30}$ и $As-Se-Te$ по сравнению с As_2Se_3 , $As_{40}Se_{30}S_{30}$ и $As-Se-S$. При добавлении теллура в аморфный селен атомы теллура вхождением в селеновые цепи облегчают их разрывы, т.е. способствуют уменьшению размеров цепных молекул. Введением мышьяка в аморфные системы $Se-Te$ образуются связи между цепями, состоящими из атомов селена и теллура, т.е. уменьшается количество цепных и кольцевых макромолекул. Однако, из-за низкой концентрации мышьяка, а также способности теллура приводящего к разрыву цепных молекул, устанавливается несовершенная сеточно-цепочечная структура. В $As_{40}Se_{30}Te_{30}$ и особенно в $As-Se-Te$ по сравнению с As_2Se_3 , $As_{40}Se_{30}S_{30}$ и $As-Se-S$ макромолекулы обладают малым размером и существуют много различных микровключений, состоящие из молекулярных фрагментов $As_4Te(Se)_4$, $Te(Se)$ и т.д. а также дефекты в виде оборванных связей и пустоты. Указанные особенности $As_{40}Se_{30}Te_{30}$ и $As-Se-Te$ приводят к существенному изменению параметров структуры на уровне среднего и ближнего порядков (см. таблицы).

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического центра (грант №5596)

Литература

1. A.I. Isayev, S.I. Mekhtieva, N.Z. Jalilov, R.I. Alekperov, Solid State Communications, 149, iss 1-2, 45 (2009)
2. О. А. Голикова, ФТП, 35, 1370, (2001)
3. Zha Congji, Wang Rongping, et all., J. Sci: Mater. Electron, 18: S389-S392, (2007)
4. К.Д. Цендия, Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках, Санкт – Петербург, (1996)
5. J. L. Wang, J. C. Tsai, C. T. Liu, J. Appl. Phys., 88, 2533 (2000)

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ AS-SE-TE, ЛЕГИРОВАННЫХ САМАРИЕМ

Р.И.Алекберов, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.А.Исаева, Н.Т. Гасанов

Институт Физики им. Г.М.Абдуллаева НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр.Г.Джавида 33, Rahim-14@mail.ru

Халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП), как перспективные материалы, широко применяемые в ИК технике, волоконной и интегральной оптике, а также в запоминающих и индикаторных устройствах (*display*) с высокой разрешающей способностью привлекают внимание исследователей [1-8].

Как известно, эффективным методом исследования микроструктуры некристаллических веществ является метод комбинационного рассеяния света. Преимуществом указанного метода является то, что не влияя на состояние объекта можно получить полезную информацию об изменениях в химической связи и в молекулярной структуре материалов. Это прежде всего связано с

тем что, в отличие от кристаллических веществ, где из-за выполнения правила отбора малое число колебательных движений создают дискретные линии, в аморфных телах вследствие нарушения правила отбора, связанного с неупорядоченностью материала, все типы колебаний становятся оптически активными [9]. Настоящая работа посвящена исследованию комбинационного рассеяния света в трехкомпонентных ХСП материалах As-Se-Te, легированных самарием.

Синтез ХСП материалов As-Se-Te с примесью самария (0,1; 0,5; 1; 2; 2,5; 5 ат%) осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества в одинаковых атомных процентах наполнялись в кварцевые ампулы и после откачивания воздуха до давления 10^{-4} мм. рт. ст. в течении 3-х часов нагревались до температуры 900-950°C и придерживались около 12 часов при этой температуре. С целью обеспечения однородности образцов синтез проведен во вращающейся печи, а охлаждение - в режиме выключенной печи. Примеси самария вводились в процессе синтеза. Пленки толщиной 10 мкм, используемые в исследованиях, получены термическим испарением со скоростью $0,4 \pm 0,5$ мкм/сек на стеклянные подложки в вакууме при давлении 10^{-4} мм. рт. ст.. Спектры комбинационного рассеяния света исследовались на трехмерном конфокальном лазерном микроспектрографе (Тубитак, Турция). Возбуждение осуществлялось He-Ne лазером мощностью излучения 25 мВ и длиной волны $\lambda = 632,8$ нм. Радиус сечения падающего на пленку лазерного луча был ~1 мкм. Приемником излучения служила Система Spektrograf Princeton Instruments Spec-10:400В цифровой CCD системы 7386-0001 с термоэлектрическим охладителем. Детектор - Фотодиод Avalanche CCD камеры CCD 1340x400 пикселей, 20x20 микрон пикселей (26,8 мм x 8,0 мм). Время экспозиции составляло 30-120 сек.

Спектры КРС исследованных образцов As-Se-Te и As-Se-Te, легированных самарием (1, 5 ат%) представлены на рисунке.

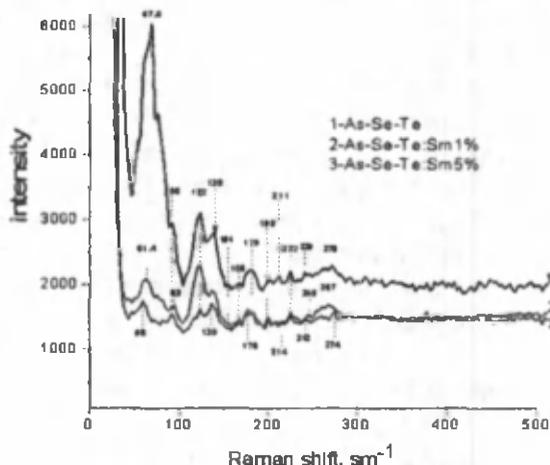


Рис. Спектры КРС образцов As-Se-Te, легированных самарием

Как видно из рисунка во всех случаях в низкочастотной области ($10 - 100$ см^{-1}) наблюдается широкий пик с максимумом при $58 - 60$ см^{-1} , который связан с рассеянием света на колебательных возбуждениях, подчиняющихся статистике Бозе. Из-за этого указанный пик называется «бозонный» и несет косвенную информацию о структуре материала на масштабах среднего порядка [10-11]. Как видно из рис.1 спектры КРС слоев As-Se-Te проявляют хорошо выраженные полосы, охватывающие $100 - 150$ см^{-1} ; $166 - 190$ см^{-1} и $240 - 290$ см^{-1} , а также максимумы при $90, 122, 138, 150, 166, 179, 198, 210, 223, 242, 270$ см^{-1} . Пик наблюдаемый при 90 см^{-1} свидетельствует о наличии в материалах структурных элементов, в которых участвуют химические связи As - As[2].

Как видно из рисунка легирование самарием в малых концентрациях (1ат%) в основном, уменьшает интенсивность максимума, проявляющегося в спектре КРС. С увеличением содержания самария (до 5 ат%) появляются новые максимумы. Такое поведение спектральной зависимости обусловлено изменением относительной доли существующих структурных элементов, а также появлением новых элементов с участием атомов самария. Уменьшение интенсивности при $90, 138, 154$ свидетельствует об уменьшении доли структурных элементов в которых участвуют связи As - As, Te - Te, а также хаотично расположенные цепочки Se_n. Если учесть, что атомы самария являясь химически активными будут вступать в химическую связь с атомами As, Te и Se и часть указанных структурных элементов заменится структурными элементами в которых участвуют As - Sm - As, Te - Sm - Te, Se - Sm - Se, то можно объяснить изменения, происходящие в спектрах КРС.

Предполагается, что пики при 93 и 135 см^{-1} соответствуют колебательным модам связи As – Sm – As, Se – Sm– Se. Уменьшение интенсивности максимума при 154 см^{-1} свидетельствует об уменьшении относительной доли цепи, состоящей из ковалентно связывающих атомов Te. Появление нового пика при 176 см^{-1} на фоне широкого максимума при 179 см^{-1} , по – видимому, свидетельствует о том, что наряду со структурными элементами AsTe_3 образуются также структурные элементы SmTe_3 . Исчезновение максимума при 239 см^{-1} и появление нового максимума при 245 см^{-1} объясняется тем, что часть пирамидальных структурных элементов $\text{AsSe}_{3/2}$ заменяется $\text{SmSe}_{3/2}$. Наблюдение широкой полосы, охватывающей интервал частот 250 – 280 см^{-1} можно объяснить тем, что в структурных элементах As_4Se_4 и As_4Se_3 и т.д. некоторая доля атомов As замещается атомами Sm.

Авторы выражают благодарность профессору К.Р. Аллаhverдиеву за возможность проведения экспериментов, обсуждение и ценные советы.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического центра (грант №5596)

Литература

1. A. Madan, M.P. Show, The Physics and Application of Amorphous Semiconductors, Academic Press, Inc., Boston-San Diego, (1988)
2. V. Kovanda, Mir Vicek, H. Jain, Structure of As–Se and As–P–Se glasses studied by Raman spectroscopy. J. Non-Cryst. Solids, 326-327, (2003)88-92
3. J. S. Sanghera, I. D. Aggarwal, L. B. Shaw, C. M. Florea, P. Pureza, V. G. Nguyen, F. Kung,
4. Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers, J. Optoelectronics and Advanced materials v 8, (2006) 2148-2155
5. I. Aggarwal and J. Sanghera, Development and applications of chalcogenide glass optical fibers at NRL. J. Optoelectron. Adv. Mater. 4, (2002)665-678
6. T. S. Kavetsky, O.I. Shpotyuk, V. T. Boyko. Void-species nanostructure of chalcogenide glasses studied with FSDP-related XRD, J. Phys. and Chem. of Solids 68, (2007), 712-715
7. T. S. Kavetsky, O. I. Shpotyuk, M. Popescu, A., Lorinczi, F. Sava, FSDP-related correlations in chalcogenide glasses. J. Optoelectron. Adv. Mater., 9-10, (2007), 3079-3081
8. Hu Juejun, Sun Xiaochen, et. al., Studies on structural, electrical, and optical properties of Cu doped As–Se–Te chalcogenide glasses, J. of Appl. Phys. 101, (2007).063520
9. Л. П. Гинзбург, Влияние заряженных дефектов на обнаружение электронного парамагнитного резонанса в стеклообразных халькогенидных полупроводниках, ФТП, 37, (2003)83-92
10. M.S. Iovu, E.I. Kamitsos, C.P.E. Varsamis, p. Boolchand, M. Popescu, Raman spectra of $\text{As}_x\text{Se}_{100-x}$ and $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$ glasses doped with metals, Chalcogenide Letters, 2, (2005)21-25
11. V. K. Malinovsky, V. N. Novikov, P. P. Parshin, A. P. Sokolov, M. G. Zemlyanov, The nature of the boson peak in Raman scattering of glasses, Europhys. Lett., 11, (1990)43-47
12. J. R. Graebner, B. Golding, Phonon localization in aggregates, Phys. Rev., B34, 5788, (1986).

РАЗРАБОТКА И ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ С ВЕРТИКАЛЬНЫМИ *p-n*-СТРУКТУРАМИ

Р.Алиев

Андижанский государственный университет,
+998902167260, e-mail: alievuz@yahoo.com

Солнечные элементы с вертикальным *p-n*-переходом характеризуются большим значением фотонапряжения, из-за чего они называются фотоэлектрическими генераторами (ФГ). Часто такие ФГ состоят из микрофотоэлементов, скоммутированных последовательно. В работах [1, 2] описаны различные конструкции солнечных генераторов с вертикальными *p-n*-переходами, показаны их преимущества по сравнению планарным СЭ и выполнен анализ их фотоэлектрических характеристик. Данная работа посвящена описанию новых конструкций солнечного модуля и генератора с вертикальными *p-n*-переходами и зеркальными отражателями.

Кремниевые многопереходные СЭ с вертикальными *p-n*-переходами представляют собой освещаемый с торца элемента, выполненный в виде стопки отдельных последовательно соединенных элементов с *p-n*-структурой, в которых плоскости *p-n*-переходов перпендикулярны рабочей поверхности СЭ [3]. Такие СЭ, в отличие от обычных элементов планарной конструкции, вследствие параллельного расположения *p-n*-переходов относительно падающего излучения обладают повышенной чувствительностью в красной части спектра и радиационной стойкостью. Кроме того, за счет последовательного соединения элементов генерируют высокое напряжение и малый ток при той же мощности, в них значительно снижены световые потери на площадь контактов. Однако КПД таких СЭ недостаточно высок вследствие существенных рекомбинационных потерь генерированных

светом носителей заряда. При этом недостаточно полно используется возможность вертикального *p-n*-перехода по эффективному собиранию носителей заряда, что приводит к высокому расходу дорогостоящего кремния на единицу площади при создании СЭ.

Энергетическая эффективность преобразователей солнечной энергии может быть значительно повышена за счет создания фотоэлектрических модулей (ФМ) с использованием концентрированного солнечного излучения (КСИ), что позволяет также улучшить и энерго-экономические показатели за счет уменьшения расхода дорогостоящего кремния [1, 2, 4].

Предложен ФМ, содержащий солнечный ФГ, состоящий из кремниевых СЭ, и отражающую оптическую систему. Отражатели выполнены в виде плоских зеркал, наклоненных к плоскости расположения ФГ. ФГ имеет рабочую поверхность по трем сторонам, одна из которых является лицевой, воспринимающей непосредственно часть потока падающего солнечного излучения, а другие боковые воспринимает часть потока падающего излучения, отраженную посредством оптической системы. ФГ представляет собой многопереходный СЭ с вертикальными *p-n*-переходами, выполненный в виде прямоугольного параллелепипеда. ФГ выполнен в виде прямоугольного параллелепипеда с трехсторонней рабочей поверхностью по верхней грани, и двум боковым граням, перпендикулярным плоскости *p-n*-переходов.

ФМ содержит основание в виде лотка, имеющего по внутренней поверхности поперечное сечение трапециевидной формы. ФГ установлен на днище лотка по продольной центральной линии. Боковые стенки лотка снабжены по внутренней поверхности отражающим слоем с образованием плоских зеркал, вплотную примыкающих к боковым граням ФГ. Угол наклона зеркал к плоскости установки ФГ составляет 45° , ширина a зеркала и высота h ФГ связаны соотношением

$$a = h / \cos 45^\circ \quad (1)$$

ФГ может быть изготовлен из обычных СЭ в виде кремниевых пластин с *p-n*-структурой, в которых *p*- и *n*-стороны покрывают сплошным контактном слоем, облуживают, составляют стопку из большого количества пластин и производят пайку среднеплавким припоем в печи, далее проводят резку алмазным диском на прямоугольные блоки по нормали к плоскостям *p-n*-перехода. Наружный слой с нарушенной в результате резки кристаллической структурой удаляют последовательной шлифовкой, механической полировкой и кислотным травлением, затем на лицевую и боковые грани блоков наносят просветляющее покрытие. Подключение ФГ к электрической схеме осуществляют посредством присоединения торцевых контактных слоев к проводникам навесного монтажа или элементам печатного монтажа на основании.

ФМ работает следующим образом. Модуль облучают солнечным излучением $h\nu$ под прямым углом к плоскости лицевой верхней грани ФГ, т.е. параллельно плоскости *p-n*-переходов. Часть потока солнечного излучения падает на зеркала, отражается от них и попадает на боковые грани ФГ также под прямым углом, соответствующим наибольшего поглощения. ФГ преобразует солнечное излучение в электрический ток, при этом электрическая мощность, снимаемая с ФМ $N_{\text{мод}}$, определяется суммой электрической мощности от преобразования солнечной энергии, падающей на лицевую грань $N_{\text{фр}}$ и две боковые грани $N_{\text{бок}}$ ФГ:

$$N_{\text{блока}} = N_{\text{фр}} + 2N_{\text{бок}} \quad (2)$$

В таблице 1 приведены характеристики кремниевого образца ФМ [5]. Модуль содержит ФГ с размерами $10 \times 1 \times 1 \text{ мм}^3$, состоящий из 26 СЭ из монокристаллического кремния типа КДВ-10 с вертикальными *p-n*-переходами, сформированными диффузией фосфора при температуре 1000°C . ФГ установлен на основании из поливинилхлорида с размерами $10 \times 3 \times 2 \text{ мм}^3$.

Таблица 1

Размер обр., мм ³	Размеры блока микро-ФП, мм ³	Колич. микро-ФП в блоке	Фотото к к.з., $J_{\text{кз}}$, мкА/см ²	Напряже ние х.х. $U_{\text{хх}}$, В	Выход. мощн. мВт/см ²	Отн. расход Si, кг/Вт
10×3×2	10×1×1	26	232	13,5	2,2	1,9
10×3×2	10×1×1	26	79,5	13,5	0,8	14,9

Измерение фотоэлектрических параметров модуля осуществлялось при облучении белым светом от имитатора солнечного излучения с плотностью 100 мВт/см^2 . В строке 2 таблицы приведены для сравнения параметры многопереходного СЭ с вертикальными *p-n*-переходами, выполненного с

односторонней рабочей поверхностью по лицевой грани. Как видно из таблицы, значения фотоэлектрических параметров образца предлагаемого ФМ существенно выше, чем у аналога с односторонней рабочей поверхностью, при значительном снижении расхода кремния на единицу площади или выходной мощности.

Литература

1. М.С.Саидов, Р.Алиев, А.С.Шакаримов –Кремниевые высоковольтные СЭ для концентрирующих систем. // Гелиотехника, 1993, №4, С. 15-18.
2. Алиев Р., Э.Мухтаров. Высоковольтные солнечные элементы на основе поликристаллического кремния. // Гелиотехника. 2009 й. №4. С. 36-43.
3. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: Теория и эксперимент. -М.: Энергоатом- издат, 1987, с.182-183.
4. Pozner, R., Segev, G., Sarfaty, R., Kribus, A. and Rosenwaks, Y. (2012), Vertical junction Si cells for concentrating photovoltaic's. Prog. Photovolt: Res. Appl., 20: 197–208. doi: 10.1002/pip.1118
5. Р.Алиев, Э.Мухтаров, С.Алиев. Фотоэлектрический модуль. Заявка на Патент РУз № IAP 20100193 от 06.05.2010 (Опубликован на Бюлл.ГПВ РУз 2010, №10).

СТРУКТУРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{Cu}_2\text{Te}_{0,75}\text{Se}_{0,25}$

Н.А. Алиева, Ю.И. Алыев, Г.Г. Гусейнов, А.Б. Магеррамов

Институт Физики НАН Азербайджана, Баку,

пр. Г.Джавида, 33, Az-1143, Тел.: (+99455)7104491, E-mail: yusifali@pochta.ru

Известно, что развитие электронной техники, энергетики и радиоэлектроники предъявляет большие требования перспективным полупроводниковым материалам. В этом отношении термомагнитные и термоэлектрические материалы с малой решеточной теплопроводностью и высокой подвижностью носителей заряда имеют широкую область применения в качестве термоэлектрических преобразователей [1-4]. К их числу относятся суперионные халькогениды Ag, Cu и различные твердые растворы на их основе. Очевидно, что для эффективного использования этих материалов необходимо наличие экспериментальных данных о влиянии внешних факторов на структуру и структурные изменения. Отметим, что для вышеуказанных халькогенидов одним из характерных свойств является наличие полиморфных превращений с увеличением температуры. В настоящей работе излагаются результаты экспериментальных исследований по синтезу, структурно-фазовых переходом и электрофизическим свойствам (α , σ , R) твердого раствора $\text{Cu}_2\text{Te}_{0,75}\text{Se}_{0,25}$ отметим, что все рентгенодифракционные эксперименты проводились на порошковом дифрактометре "D8 ADVANCE" в режиме: 40 кВ, 40 мА, $05^\circ \leq 2\theta \leq 80^\circ$, CuK_α –излучение, $\lambda=1.5406 \text{ \AA}$, в вакууме ~ 1.3 торр.

Образцы твердого раствора $\text{Cu}_2\text{Te}_{0,75}\text{Se}_{0,25}$ синтезировали сплавлением исходных элементов Cu, Te, Se с чистотой не менее 99,998, в вакуумированной $\sim 10^{-2}$ Па в кварцевой ампуле в однозонной печи. Ампулу длиной 20 см с веществом (5 гр) постепенно погружали в печь, температура 1200 К была установлена заранее. После полного погружения ампулы закрывали печь и выдерживали при этой температуре в течении одного часа. Затем температуру в печи медленно повышали до 1300 К. После часовой выдержки температуру в печи медленно снижали до 750 К и ампулу с веществом выдерживали в течении 5 суток для гомогенизации.

Для установления возможных структурных превращений в образце $\text{Cu}_2\text{Te}_{0,75}\text{Se}_{0,25}$ прежде всего надо было определить кристаллографические параметры низкотемпературной фазы. Для этой цели приготовили мелкие порошки из исследуемого образца и сняли дифрактограмм (рис. 1, а). На основе расчетного анализа полученных дифракционных данных по программе "TOPAS" было определено, что синтезированный образец кристаллизуется в гексагональную решетку с параметрами $a=7,731 \text{ \AA}$, $c=42,642 \text{ \AA}$ (при 300К), пр.гр. $R3m1$, $V=2208 \text{ \AA}^3$, $Z=20$. Структура упорядоченная, слоистая и является шестипакетным политипом на базе структуры β - Cu_2Te [5].

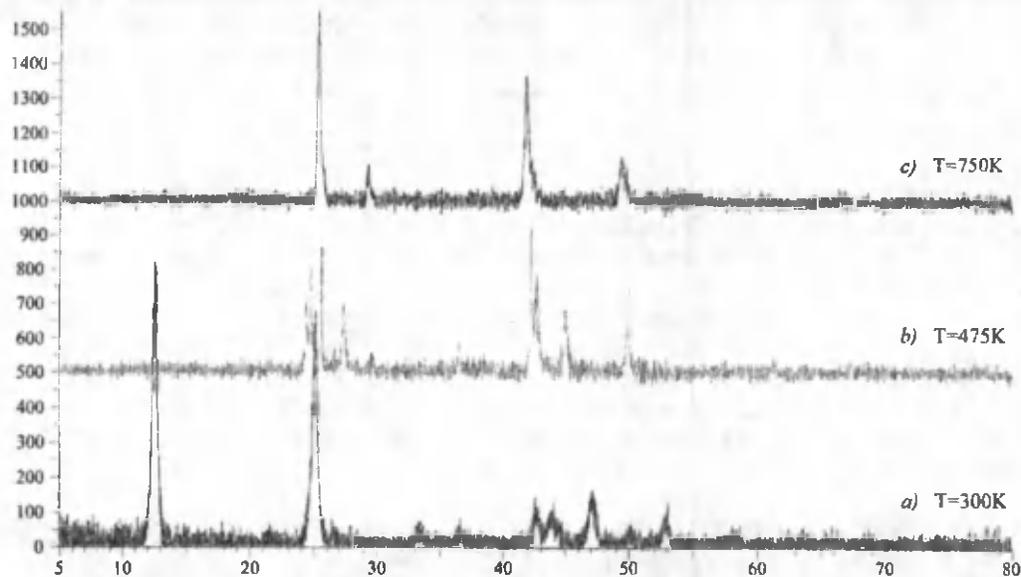


Рис.1. Дифракционная картина $\text{Cu}_2\text{Te}_{0.75}\text{Se}_{0.25}$ при а) $T=300\text{K}$; б) $T=475\text{K}$; в) $T=750\text{K}$

Высокотемпературным рентгенодифракционным методом проведены исследования по определению процесса структурно-фазовых превращений $\text{Cu}_2\text{Te}_{0.75}\text{Se}_{0.25}$ в температурном интервале 300-1175K. Установлено, что низкотемпературная гексагональная фаза при 650 K начинает частично переходить в новую фазу и процесс в этом положении до $T=750\text{K}$ остается двухфазным (рис. 1, б). При температуре 750K образец полностью переходит в высокотемпературную структуру, т.е. все дифракционные отражения низкотемпературной гексагональной фазы исчезают, и остается всего четыре отражения новой фазы (рис. 1, в). Обработка дифракционных данных этой фазы программой "TOPAS" установила, что данная фаза является кубической с параметрами $a=6,1330\text{ \AA}$ (при 800K), $V=230,68\text{ \AA}^3$, пр.гр. Fm-3m, $Z=4$. Структура типа антифлуорита CaF_2 . Отметим, что процесс обратимый, что указывает о наличии жесткой ориентационной связи между $\alpha \leftrightarrow \beta$ модификациями. Кубическая фаза стабильно существует до температуры плавления $\text{Cu}_2\text{Te}_{0.75}\text{Se}_{0.25}$.

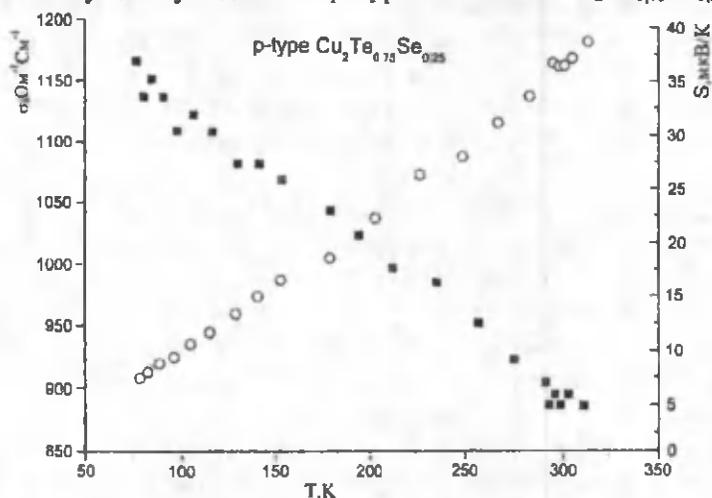


Рис.2 Температурные зависимости электропроводности (σ) и термоэдс (α) для $\text{Cu}_2\text{Te}_{0.75}\text{Se}_{0.25}$.

Проведено исследование электропроводности и термоэдс $\text{Cu}_2\text{Te}_{0.75}\text{Se}_{0.25}$ p- типа. Установлено, что температурные зависимости термоэдс и электропроводности в широкой области температур 80-320K имеют металлический ход (рис.2).

Рассчитанная концентрация носителей заряда, по данным коэффициента Холла, соответствовала $\rho=5 \cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$ (при 80K) и $\rho=5 \cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$ (при 300K).

Литература

1. Балапанов М.Х., Якшибаев Р.А., Мухаммедьянов У.Х. // ФТТ, 2003, т.45, в.4, с.604-608.
2. Алиев С.А., Алев Ф.Ф., // ФТП, 2003, т.42, №4, с.404-408.
3. Perro P., Cleande Y. // Rev. Chem. Miner., 1971, v.8, №1, p.87-97.

4. Савицкий В.Г., Применения: наземные преобразователи солнечной энергии // Львов. Гос. Университет, 1986 г., 89 с.
5. Novotny V.H. // Z. Metallkunde, 1946, v.37, p.40-42.

STUDY OF OPTICAL PROPERTIES IN CU-DOPED ZNO THIN FILMS FABRICATED BY DC MAGNETRON SPUTTERING

Bunyod Allabergenov, Oybek Tursunkulov, Amir I. Abidov, Jeong Soon Wook and Sungjin Kim*

Kumoh National Institute of Technology (KIT),

61 Daehak-ro, Gumi 730-701, South Korea Corresponding author e-mail: sjghim@nate.com

ABSTRACT

Cu-doped ZnO nanoparticles with blue and green emission photoluminescence (PL), was carried out on amorphous SiO_x substrate by DC-magnetron sputtering. The affect of annealing temperature on the crystallization behavior and optical properties of the Cu-doped ZnO thin film have been explored in this work. The results indicated that ZnO thin films showed a stronger preferred orientation toward the c-axis and a more uniform grain size after Cu-doping. As for Cu-doped ZnO thin films the full width at half maxima (FWHM) of (002) diffraction peaks decreased by increasing of annealing temperature, accordingly the compressive stress of Cu-doped ZnO decreased gradually. The crystal structures, surface morphology and optical properties of the thin film was systematically investigated by X-ray diffraction (XRD), field emission scanning electron microscopy (FE-SEM), UV-NIR spectrometer and spectrofluorometer, respectively.

In recent years, ZnO based thin films have attractive attention for light emitting diode (LED), organic light-emitting devices (OLEDs), flat-panel displays (FPDs) such as liquid crystal displays (LCDs) and electroluminescent (EL) applications because, it has a wide direct band-gap (3.37 eV) and a large exciton binding energy (60 meV), low toxicity, high chemical stability and high transparency in the visible wavelength. It is necessary to develop and optimize of thin film impurity doping process for controlling above mentioned properties and improving the efficiencies of optoelectronic devices on the base of ZnO films. Because, controlling the addition of impurities to a wide band gap semiconductor lead to dramatic change of electrical, optical and magnetic properties. There are several reports on doping ZnO thin films with indium, gallium, titanium, magnesium, nickel and aluminum oxide [1-7]. Among them the copper should be one of the most appropriate doping elements to optimize and affect to ZnO film optical properties. The theoretical investigation shows that Cu doping can reduce band gap of ZnO leading to shift of the luminescence [8]. The low and high annealing temperature emissions of Cu-doped ZnO were usually reported with three distinct peaks: narrow UV peaks, broad green peaks and week red peaks. The origins of UV peaks had been confirmed, but the origins of green emissions are still ambiguous [9-10]. In present work we describe the effect of copper doping on structural and optical properties of ZnO thin film synthesized by direct current magnetron sputtering method. A precise study of microstructure of doped film at different temperature treatments for obtaining strong and stable blue and green emission in ZnO thin film was carried out. Related PL emission shift were confirmed by XRD, UV-NIR spectrometer and spectrofluorometer measurement.

Experimental details

Ultrasonically cleaned SiO₂/Si substrates were used throughout all experiments. Cu doped ZnO (denoted as ZnO/Cu) thin films were prepared by direct current magnetron sputtering technique. Cu doped ZnO thin film was obtained by sequential sputter deposition of 300 nm thick ZnO and 30 nm Cu, and then annealed at various temperatures to induce oxidation and Cu diffusion. ZnO thin film was deposited by using pure Zn disk target of 3 inch in diameter (purity 99.999%) and the distance between target and substrate was 25 cm. The base pressure in the deposition chamber was 1.2×10^{-5} Torr. During deposition, the reactant pressure and sputtering power were maintained at about 3×10^{-3} Torr and 4 W/cm^2 . As prepared samples were annealed for 90 minute at 500 °C, 700 °C and 850 °C degrees under oxygen (O₂ gas flow rate 100 ml/min) atmosphere by using box furnace. Microstructural and optical properties of the samples were measured with a powder X-ray diffractometer (XRD; Philips X'Pert APD), field emission scanning electron microscopy (FE-SEM; JSM-6701F), photoluminescence by photospectrfluorometer (Jasco FP-6500) respectively.

Result and Discussion

Figure 1 shows XRD pattern of the Cu-doped ZnO (CZO) thin films before and after annealing at different temperature. After the annealing, diffraction peaks which related to the ZnO:Cu thin film appeared at 31.8, 34.4, 36.2 and others which are corresponding to the (100), (002), (101) and (102) planes of CZO films, respectively. The (002) peak indicated the c-axis oriented ZnO films are grown with hexagonal

wurtzite structure. The FWHM of (002) decreased with increasing the annealing temperature. Especially for the sample annealed at 850 °C FWHM had minimal value. We supposed that Cu dopant atoms incorporate within ZnO unit cell, expanding it through a, b lattice, which consequently lead to decrease of c lattice. It is possibly because Cu²⁺ has slightly smaller ionic radius (0.072nm) than does Zn²⁺ (0.074nm). That is why it was assigned that Cu ions penetrate to the ZnO lattice and substituted for Zn ions. Detailed calculated values of the c-lattice, D-crystallite size, and σ -stress are summarized in the table 1.

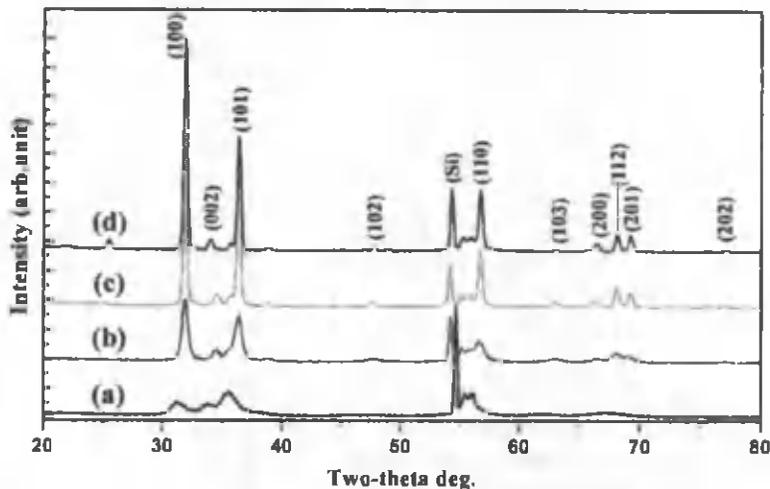


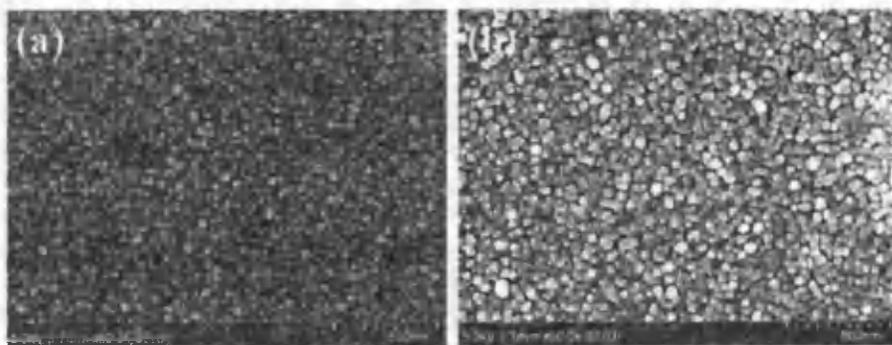
Figure 1. X-ray diffraction patterns of CZO thin films: (a) as-deposited and after annealing at (b) 500, (c) 700 and (d) 850 °C temperatures.

Table 1

Parameters of the (002) diffraction peak of CZO thin films at 500, 700 and 850 °C.

Sample ID	ann. temp. (°C)	h,k,l	2 θ (°)	FWHM (°)	d (Å)	D (nm)	c-lattice (nm)	s (nm)
CZO thin film	500	002	34.5548	0.6333	2.6001	13.13704	0.5200	0.3223
	700		34.5717	0.4422	2.5989	18.81518	0.5198	0.4028
	850		34.0388	0.3833	2.6384	21.73768	0.5277	-3.1782

In order to further characterize the Cu doping and post heat treatment effects on microstructural properties of film, FE-SEM analysis was carried out as shown in Figure 2: (a) as-deposited, (b) 500 °C, (c) 700 °C and (d) 850 °C. It is found that the Cu doping and subsequent heat treatment have great influence on the surface structure of the film. The grain size of the CZO thin film is linearly increased with the post heat treatment temperature and estimated to be 150-250 nm Figure 2 (d). However, grain size of the CZO thin film did not changed much by increasing the annealing temperature. Figure 3 shows reflectance spectra of the Cu doped ZnO thin films at different annealing temperatures. From the Figure 3(a) it is seen that reflectance peak is shifted in doped films. To further analyze the possible bandgap shift caused by Cu doping Tauc relationship was applied to determine the bandgap of the films at each annealing temperature and shown in Fig.3 (b).



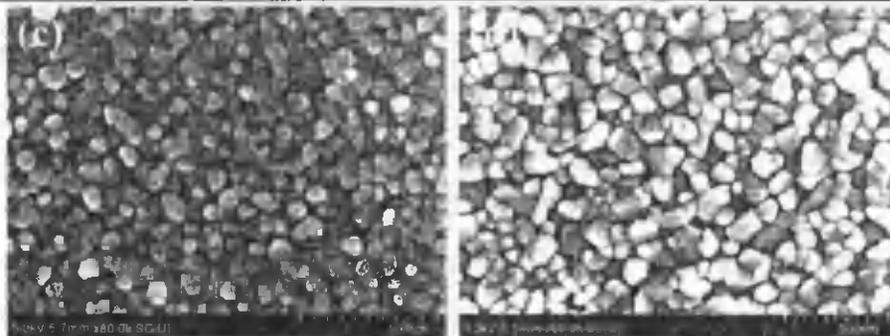


Figure 2. FE-SEM images CZO thin films thin films as-deposited and after annealing at 500, 700 and 850 °C temperatures.

It is well known that the Tauc plot is a method that is widely used for the determination of band gap. The procedure for determining the band gap from a cross line is shown in figure 3 (b). The intercept of the abscissa axis with the full line of the $(\alpha h\nu)^{1/2}$ vs $h\nu$ plot allows the determination of optical band gap.

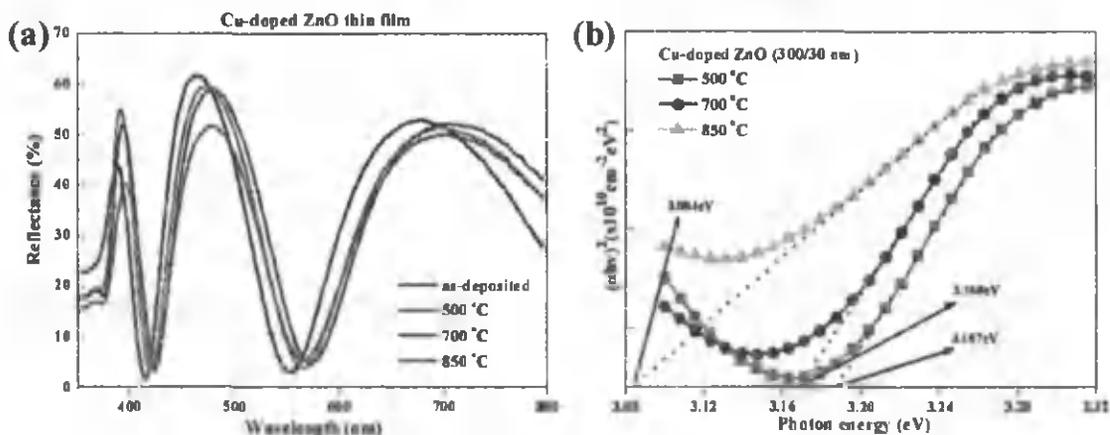


Figure 3. Reflectance and calculated photon energy of CZO thin films

Figure 3 shows PL spectra of the Cu-doped ZnO thin films where shows similar behavior depending on annealing temperature, i. e. near band emission peak has decreased at 700 °C and increased at 850 °C. However, both near band emission and deep level emission peaks centers have shifted, namely near band emission redshifted from 380 to 412 nm, and deep level emission blueshifted from 525 nm to 518 nm. This means that at high temperature annealing, oxygen defects amount increases and suppress the Cu impurity level emission. From our results we can conclude that deposition technique and doping mechanism are significant factors determining the luminescence properties of the ZnO thin film, i. e., to obtain single emission peak resulting from process of doping defect levels in ZnO thin films.

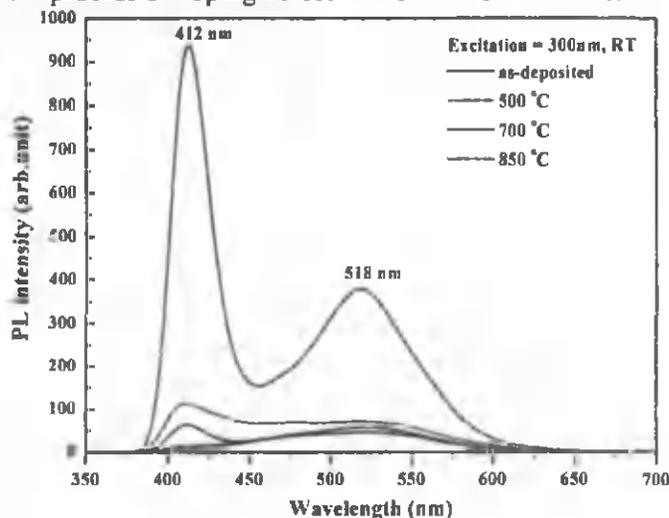


Fig. 4. Photoluminescence properties of undoped and Cu-doped ZnO thin films: (a) pure ZnO thin films before and after annealing at 500, 700 and 850 °C; (b) CZO thin films before and after annealing at 500, 700 and 850 °C;

Conclusion

As a conclusion, single near band edge emission peak centered at 412 nm from the Cu-doped ZnO thin film prepared by DC-magnetron sputtering method was demonstrated. XRD measurements indicated that the grain orientation of the films was promoted by appropriate annealing temperatures. And with annealing temperature increased, the compressive stress of the Cu-doped ZnO films increased, reaching a maximum at 850 C. Emission of single PL peak was ascribed to the defect level in ZnO film by homogeneous Cu-doping. In particular 850 C annealing temperature of the magnitude of the near band edge emission peak decreased and deep level emission peak increased, showing linear increase with annealing temperature, which is typical behavior of undoped ZnO caused by oxygen vacancy defects. Our results suggest that by controlling the doping method and subsequent heat treatment process it is possible to achieve single emission resulting from only doping defect levels in ZnO thin films. The appearance of the blue peak is important for the development and Cu-doped ZnO has strong potential as a cost effective phosphor for use in down converting LED, including white LED and UV-LED.

References

1. P. M. R. Kumar et al, *Semicond. Sci. Technol.* 20 (2005) 120-126
2. Z-Z. Li et al. / *Vacuum* 86 (2012) 1448-1451
3. H. Chen et al. / *Superlattices and Microstructures* 49 (2011) 176-182
4. D. Bera, L. Qian and P. Holloway, *Appl. Phys.* 41 (2008) 182002 (4pp)
5. P. Bhattacharaya et al. / *Thin Solid Films* 447-448 (2004) 564-567
6. A. A. M. Farag et al. / *Journal of Alloys and Compounds* 509 (2011) 7900-7908
7. J. H. Kim et al. *Appl. Phys.* 5 (2012)
8. W.-J. Qin et al. / *Materials Chemistry and Physics* 130 (2011) 425-430
9. L. Ma et al. / *Applied Surface Science* 257 (2011) 10036-10041
10. Y. M. Tao et al. / *Vacuum* 85 (2011) 744-748

ДИНАМИКА МОДУЛИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

И. М. Аллаяров, Э. Н. Цой

Физико-технический институт НПО "Физика - Солнце" АН РУз

Известно, что дифракция приводит к расплыванию оптических пучков, а нелинейность к сжатию из-за самомодуляции фазы. При определенных параметрах начального пучка и при балансе дифракции и нелинейности образуются локализованные оптические пучки – солитоны [1]. В данной работе исследуется возможность формирования солитонов при распространении оптических пучков с модуляцией амплитуды таких, как пучки Эйри [2].

Динамика пучков описывается нелинейным уравнением Шредингера [1]:

$$i\varphi_t + \frac{\beta}{2}\varphi_{xx} + \gamma|\varphi|^2\varphi = 0, \quad (1)$$

где $\varphi(t, x)$ - огибающая электрического (магнитного) поля, β и γ - коэффициенты дифракции и нелинейности, соответственно.

Для оптических пучков малой интенсивности ($\gamma = 0$) уравнение (1) сводится к обычному квантово-механическому уравнению Шредингера. В работе [2] было получено решение (1) с $\gamma = 0$ и $\beta = 1$ в виде функции Эйри, описывающее волну инвариантную при распространении:

$$\varphi(t, x) = Ai(x - (t/2)^2)e^{i(\frac{x^2}{2} - \frac{t^3}{24})}, \quad (2)$$

Таким образом, в работе [2] показано, что оптический пучок в форме (2) распространяется в линейной среде ($\gamma = 0$), не дифрагируя. Данные недифрагирующие оптические волны впервые наблюдались экспериментально в статье [3].

В настоящей работе рассматривается эволюция оптического пучка Эйри в нелинейной среде ($\gamma > 0$, в уравнении (1)). Начальный пучок в виде (2) является нефизическим, так как он имеет бесконечную энергию [2,3]. Мы рассматриваем модифицированную форму начального пучка, который имеет конечную энергию [3]:

$$\varphi(0, x) = a_0 Ai(x)e^{i\alpha x}, \quad (3)$$

Показано, что при определенных значениях амплитуды a_0 и ширины пучка $1/w_0$ образуются устойчивые солитоны. Для определения параметров солитонов используется метод обратной задачи рассеяния [4]. Для этого решается численно одномерная прямая задача рассеяния Захарова-Шабата [4]. При этом из значений полюсов коэффициента прохождения определяются число, амплитуды и скорости солитонов.

Теоретически найдено, что число солитонов зависит от энергии, амплитуды и ширины начального пучка. Численное моделирование уравнения (1) с начальным условием (3) действительно показывает существование стоячих солитонов (пучки параллельные оси z), солитонов, движущихся в противоположные стороны (пучки под углом к оси z), и ускоренно движущиеся линейные волны (Рис.1). На Рис.2 показано зависимость амплитуд солитонов от начальной амплитуды пучка. Видно, что имеется пороговое значение для энергии начального пучка, когда образуются солитоны. Численно найденное пороговое значение начального пучка для стоячих солитонов, которое согласуется с результатами работы [5]. Показано, что для максимальной амплитуды солитона имеет место следующее неравенство: $2A_{\max} < E_0$, где E_0 – начальная энергия пучка. Данный результат полезен в численных расчетах для ограничения области существования солитонов.

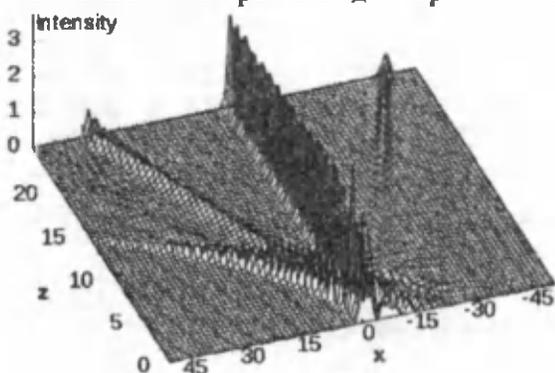


Рис. 1. Эволюция модулированного пучка Эйри (3) для $w_0 = 0.1$ и $a_0 = 4.0$.

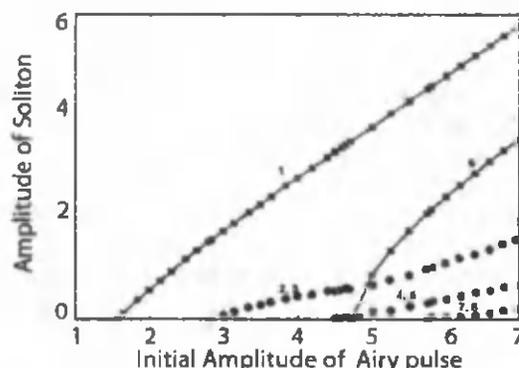


Рис. 2. Зависимость амплитуд солитонов от начальной амплитуды модулированного пучка Эйри при $w_0 = 0.1$ (Линии с точками (1, 6) – для стоячих солитонов, точки (2-5, 7-8) – для движущихся солитонов).

Для фиксированной ширины пучка $1/w_0$, новые солитоны появляются, когда начальная амплитуда a_0 превышает пороговые значения. Нами построена зависимость пороговых значений начальной амплитуды от ширины пучка. Когда начальный пучок очень широкий, образуется достаточно много движущихся солитонов. С уменьшением w_0 пороговые значения начальной амплитуды для движущихся солитонов стремятся к одному и тому же значению. Предполагается, что для «чистого» Эйри, при $w_0 = 0$, все движущиеся солитоны появляются при одинаковой амплитуде начального пучка. Если $w_0 \gg 1$, начальный пучок становится одногорбым и согласно работе [6] не формируются движущиеся солитоны, а только стоячие.

Подобные численные расчеты проведены также с начальным пучком в виде:

$$\varphi(0, x) = a_0 \text{Ai}(x) \text{sech}(w_0 x), \quad (4)$$

В этом случае динамика и эволюция пучка качественно похожи, в случае (3), только имеются количественные отличия.

Таким образом, в работе найдены параметры солитонов, образующихся из модулированных пучков Эйри. Основным отличием динамики таких пучков от ранее изученных локализованных пучков (таких как прямоугольный [7], гауссовый, sech [8] образных пучков) является формирование движущихся солитонов с большой скоростью. Это связано с мелкомасштабной модуляцией амплитуды начального импульса. Солитоны с большой скоростью помогут расширить спектр резонансных излучений линейных волн.

Литература:

1. Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал, Оптические солитоны, (М. Физматлит, 2005).
2. M.V. Berry and N. L. Balazs, Am. J. Phys. 47, 264 (1979).
3. G. A. Siviloglou, et al, Phys. Rev. Lett. 99, 213901 (2007).
4. Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов: Метод обратной задачи (М., Наука, 1980).

5. M. Klaus and J. K. Shaw, On the eigenvalues of Zakharov–Shabat systems, SIAM J. Math. Anal. 34, No. 4, 759–773 (2003).
6. M. Klaus and J. K. Shaw, Purely imaginary eigenvalues of Zakharov-Shabat systems, Phys. Rev. E., 65 (2002).
7. E. N. Tsoy and F. Kh. Abdullaev, Interaction of pulses in the nonlinear Schrodinger model, Phys. Rev. E., 67 (2003).
9. J. Satsuma and N. Yajima, Suppl. Prog. Theor. Phys. 55, 284 (1974).

ВЛИЯНИЕ ГАММА-ОБЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТРАЛЬНУЮ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ $pSi-n(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ СТРУКТУР

Амонов К.А. Курмантаев А.Н.

Физико-Технический институт НПО “Физика-Солнце” АН РУз. г.

Ташкент Email: kvant.ph@mail.ru

В данной работе представлены экспериментальные результаты влияние гамма-облучения на спектральную фоточувствительность $pSi-n(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ структур.

Поскольку периоды кристаллических решеток Si (5,43 Å) и ZnSe (5,66 Å) отличаются, выращивание ZnSe на кремниевых подложках без буферного или без варизонного $(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ слоя, по-видимому, будет сложным. Поэтому для сглаживания параметров решетки и плавного перехода от Si подложки к эпитаксиальному слою $(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ мы использовали буферный слой, состоящий из компонентов Si₂, SiGe, Ge₂ и ZnSe. Компоненты буферного слоя между собой изовалентны, сумма ковалентных радиусов атомов кремния $r_{Si} + r_{Si} = 2,34 \text{ Å}$, германия $r_{Ge} + r_{Ge} = 2,44 \text{ Å}$

и селенида цинка – $r_{Zn} + r_{Se} = 2,45 \text{ Å}$ близки и их взаимное замещение не сильно деформирует кристаллическую решетку. Эти компоненты, образуя твердый раствор замещения в виде $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ снимает механическое напряжение, возникающие между подложкой и эпитаксиальной пленкой с большим содержанием селенида цинка.

Слои $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ выращивались методом жидкофазной эпитаксии по технологии, описанной в работе [1]. Подложками служили кремниевые шайбы диаметром 20 мм и толщиной ~ 400 мкм, вырезанные из монокристаллического кремния *p*-типа проводимости с ориентацией (111) и с удельными сопротивлениями 10 Ом·см, соответственно. Для выращивания слоев нами был использован кварцевый реактор вертикального типа с горизонтально расположенными подложками. Рост эпитаксиального слоя осуществлялся из малого объема оловянного раствора-расплава, ограниченного двумя подложками в атмосфере очищенного палладием водорода. Состав раствора-расплава был получен на основе предварительных исследований системы Sn–Si–Ge–ZnSe и литературных данных [2-4]. В начальный момент роста из раствора-расплава происходит кристаллизация Si, поскольку при выбранной температуре эпитаксии раствор является насыщенным по отношению к Si. При более низких температурах создается условие для выращивания твердого раствора $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$, так как при этих температурах раствор-расплав становится пересыщенным как кремнием, так и германием и селенидом цинка. При выращивании эпитаксиального слоя варьировалось расстояние между верхними и нижними подложками, начало температуры кристаллизации и скорость охлаждения оловянного раствора-расплава. Эпитаксиальные слои с наилучшими параметрами получались при расстоянии между верхними и нижними подложками равном 1,5 мм, температуре начала кристаллизации оловянного раствора-расплава – 950 °С и скорости охлаждения подложки – 1 град/мин. Выращенные пленки имели *n*-тип проводимости с удельным сопротивлением ~ 5,6 Ом·см и толщину 10–15 мкм.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости фотоувствительности изготовленных структур до и после гамма-облучения. Облучение производилось гамма-лучами ⁶⁰Co с энергией ~ 1,25 МэВ и мощностью 0,9 рад/с дозой 10³ и 10⁴ рад. Из рис.1. видно, что максимум фотоувствительности для необлученных структур наблюдается при энергии фотонов $E_{ph} \approx 1,47 \text{ эВ}$. После облучение дозой 10³ и 10⁴ рад спектральная область чувствительности структуры расширяется в длинноволновую сторону и наблюдается сдвиг максимума чувствительности, соответственно до энергиях фотонов $E_{ph} \approx 1,42 \text{ эВ}$ (10³ рад) и $E_{ph} \approx 1,39 \text{ эВ}$ (10⁴ рад).

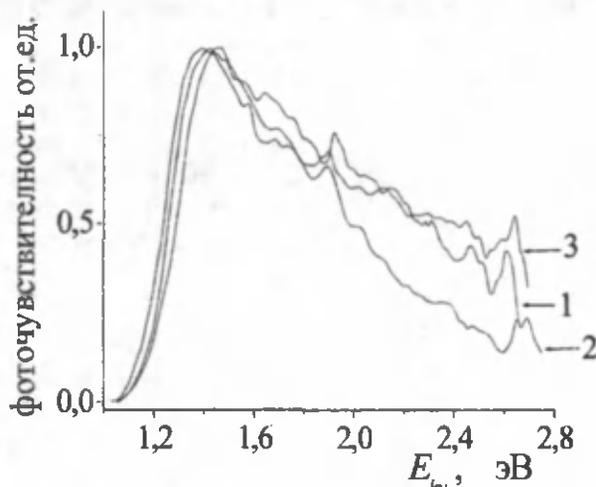


Рис. 1. Спектральные фотоувеличенности $pSi-n(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ структур до (1) и после 10^3 (2), 10^4 (3) рад γ -облучения.

В область энергии фотонов от 2,58 до 2,7 эВ и 1,9 эВ наблюдаются небольшие пики в спектре чувствительности, как для необлученных, так и для облученных структур. Спектральный пик, при энергиях фотонов 2,7 эВ, по-видимому, обусловлен ионизацией связи Zn–Se, энергетический уровень которых расположен в валентной зоне твердого раствора. Однако, когда молекула Ge_2 и $ZnSe$ замещает двух атомов кремния в тетраэдрической решетке кремния, связь Zn–Se ослабываются под влиянием окружающих ее атомов кремния и германия. Спектральная фотоувеличенность исследованных структур начинается с энергией фотонов 0,95 эВ, что обусловлен узкозонным компонентом Ge_2 твердого раствора $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$.

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 «Вольтаические, излучательные свойства, нанодфекты новых твердых растворов и гетероструктур на основе Si, Ge, GaSb, InSb, GaP, GaAs, ZnSe, ZnS, SiC, алмаза» ФИ Комитета КРН и Т РУз.

Литературы

1. Saidov A.S., Razzakov A.Sh., Risaeva V.A., Koschanov E.A. Materials chemistry and physics. 68, 1 (2001).
2. В.М. Андреев, Л.М. Долгинов, Д.Н. Третьяков. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов (М., Сов. Радио, 1975).
3. М. Хансен, К. Андерко. Структуры двойных сплавов. (М., Metallurgizdat, 1962) т. II. Пер. с англ.: М. Hansen, К. 4. Anderko. Constitution of binary alloys, (Toronto-London-N.Y., 1958) v. II.
5. А.С. Саидов, М.С. Саидов, Э.А. Кошчанов. Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев Арсенида Галлия и твердых растворов на его основе. (Ташкент, «Фан», 1986).

СТРУКТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$, ВЫРАЩЕННОГО НА Si ПОДЛОЖКЕ

Амонов К.А.¹, Каланов М.², Ниязов Ш.³

¹ Физико-Технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, ² Институт Ядерной Физики АН РУз,

³ Гулистанский Государственный Университет, г. Гулистан.

E-mail: kalanov@inp.uz, kvant.ph@mail.ru

В данной работе приведены результаты рентгеноструктурного исследования эпитаксиальных слоев твердого раствора $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$. Эпитаксиальные слои выращивались на Si подложках с кристаллографической ориентацией (111), удельным сопротивлением 10 Ом·см и толщиной ~ 350 мкм, p -типа проводимости методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава (Si–Ge–Zn–Se–Sn) в атмосфере очищенного палладием водорода по технологии, описанной в работе [1]. Специально нелегированные слои твердого раствора $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ имели электронный тип проводимости с толщиной ~20 мкм. В работе [2] приведены предварительные результаты экспериментального исследования спектральной зависимости фотоувеличенности $pSi-n(Si_2)_{1-x-y}(Ge)_x(ZnSe)_y$ структур и обнаружены пики чувствительности при энергиях фотонов 1,92 эВ; 2,46 эВ и 2,62 эВ. Пики при энергиях фотонов 1,92 эВ; 2,46 эВ связывались ионизацией ковалентные связи Zn–Se, находящиеся в окружении кремния и германия, а пик при 2,62 эВ, по-видимому, свидетельствует об образовании кристаллитов ZnSe в решетке твердого раствора.

Структурные исследования со стороны подложки и пленки были выполнены при 300 К на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М (CuK_α -излучения, $\lambda=0,15418$ нм) по схеме ω - 2θ с монохроматором из совершенного кристалла Si (отражение (111), FWHM=6,2") в ИЯФ АНРУз.

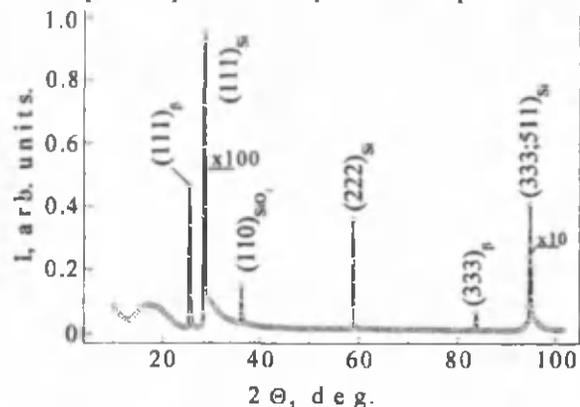


Рис.1. Дифрактограмма Si подложки.

На рис. 1. представлена рентгенограмма Si подложки твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$. Видно, что в дифракционной картине подложки присутствуют несколько селективных структурных рефлексов с различной по величине интенсивностью (рис.1). Анализ показал, что поверхность подложки соответствует кристаллографической плоскости (111). Об этом свидетельствуют присутствия на рентгенограмме из серии селективных рефлексов $\{n\text{H}\}$ (где $\text{H}=1,2,3,..$) с большой интенсивностью, структурные линии $(111)_{\text{Si}}$, $(222)_{\text{Si}}$ и $(333)_{\text{Si}}$. Их β составляющие видны при углах рассеяния $2\theta = 25,75^\circ$, $2\theta = 59^\circ$ и $2\theta = 83,7^\circ$, соответственно. Большая интенсивность основного рефлекса

$(111)_{\text{Si}}$ и сравнительно узкая ширина, свидетельствуют о совершенстве кристаллической решетки подложки. Экспериментальное значение параметра решетки подложки составляло $a_{\text{Si}} = 5,4595$ Å, что почти совпадает с табличным значением $a_{\text{Si}} = 5,4$ Å [2]. Она содержит примесную фазу SiO_2 с ориентациями кристаллитов (110). Характерный размер структурных фрагментов этой фазы составляет 47 нм.

На рис.2. представлена рентгенограмма эпитаксиальной пленки твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$. В рентгенограмме пленки интенсивность диффузного отражения выросла на 38 % и оно приобрело дублетную форму; интенсивность основного рефлекса (111) уменьшилась на 6 % и его ширина увеличилась на 18 %, а интенсивность его второго порядка (222) снизилась в 2.5 раза, также снизилась интенсивность рефлекса (110) от примесной фазы SiO_2 на 29 % и уровень неупругого фона также уменьшилась в среднем на 33 %; Сравнительно узкая ширина и большая интенсивность основного рефлекса $(111)_{\text{SiGe}}$, а также присутствие на рентгенограмме высоких порядков этого отражения свидетельствует о высокой степени совершенства кристаллической решетки пленки, то есть выращенная пленка является монокристаллической с ориентацией (111). Размер субкристаллитов (блоков) пленки, оцененный по ширине данного пика, составляет около 47 нм. Анализ показал, что новые селективные рефлексы $(111)_{\text{ZnSe}}$ и $(220)_{\text{ZnSe}}$ обусловлены от нанокристаллов ZnSe с размерами 64 и 32 нм по направлениям [111] и [220], соответственно. Экспериментально определенное значение параметра решетки селенида цинка составляло $a_{\text{ZnSe}} = 5.6815$ Å, что близко к табличному значению равно $a_{\text{ZnSe}} = 5.661$ Å [3]. Другие новые узкие структурные линии $(111)_{\text{Ge}}$ и $(200)_{\text{Ge}}$ вызваны от нанокристаллов Ge с характерными размерами 44 и 32 нм по направлениям [111] и [200], соответственно. Значение параметра решетки нанокристаллов Ge определенное из рентгенограммы составило $a_{\text{Ge}} = 5.6489$ Å, что также близко к табличному значению равно $a_{\text{Ge}} = 5.6576$ Å [3]. Наблюдаемые в дифракционном спектре пленки дополнительные еще четыре острые дифракционные максимумы $(200)_{\text{Sn}}$, $(400,231)_{\text{Sn}}$, $(501,431)_{\text{Sn}}$ и $(332)_{\text{Sn}}$ вызваны от нанокристаллов Sn. Характерные размеры нанокристаллов Sn составляли 67 и 22 нм по направлениям [200] и [501], соответственно.

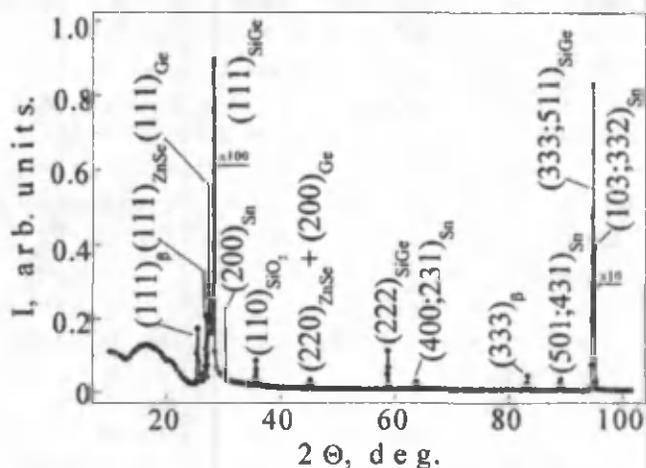


Рис.2. Дифрактограмма гетероструктур $(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$.

Таким образом, результаты структурных исследований показывают, что выращенные эпитаксиальные пленки SiGe-ZnSe-Sn являются монокристаллическими с ориентацией (111), соответствующей ориентации подложки; молекулы ZnSe частично заменяют молекулы SiGe в дефектоспособных областях матричной решетки – на границах и приграничных областях фаз и

раздела с последующей сегрегацией ионов германия с образованием нанокристаллов в этих местах, а ионов кремния и кислорода диффузией выходят на поверхность через этих границ; ионы олова также сегрегируются в дефектоспособных областях пленки.

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 фундаментальных исследований Комитета КРН и Т РУз.

Литература

1. Saidov A.S., Razzakov A.Sh., Risaeva V.A., Koschanov E.A. Materials chemistry and physics. 2001, Vol. 68, p.1-6.
2. Амонов. К.А., Умрзоков А. фотоэлектрические и теплофизические основы преобразования солнечной энергии. Материалы республиканской научно-технической конференции. Фаргана. 2011 г. Ст.17-18.
3. С. С. Горелик, Л. Н. Росторгуев, Ю. А. Скаков. Рентгенографический и электронографический анализ. Приложение. –М.: Металлургия, 1970. –366 с.

ВИБРОННО-СТИМУЛИРОВАННЫЕ РЕАКЦИИ В ТВЕРДОЙ ФАЗЕ

Аскарлов Б., Оксенгендлер Б.Л.,¹Тураева Н.Н., Рашидова С.Ш.

Институт химии и физики полимеров АН РУз, ¹Отдел биологии Вебстерского Университета, США
dr.asqarov@mail.ru

Введение. В физике дефектных кристаллов на основе множества экспериментальных данных и их теоретической трактовки в настоящее время выявлен широкий класс атомных перестроек, зависящих от характера зацепления движения существенно неравновесных электронных и атомных подсистем. Вибронная концепция электронно-колебательного взаимодействия открыло новое направление в области исследований химических реакций и лежит в основе базовых теорий квазихимических реакций в конденсированных средах. Например, реакция замещения при криогенных температурах в полупроводниковых материалах обнаруженная Дж.Воткинсом открыла новое направление в физике твердого тела. В последние годы это направление также стало актуальным в области физики и химии полимеров, в частности это связано с тем, что исследования реакционной способности хитозана и его производных представляют большой интерес в биофизике и медицине. В настоящей работе развивается модель реакции замещения (вытеснения атомных групп) в твердой фазе. Унифицированный подход апробируется на радиационной криогенной реакции Воткинса и физико-химических процессов катализа связанных с взаимодействием мономерного звена хитозана с наночастицей металла в полимерной конденсированной среде.

1. Метод вибронного анализа стимулированных реакций. Методом МОЛКАО в приближении Хюккеля найдены одноэлектронные энергии валентных электронов квазимолекулы. В случае полимера с пиранозным кольцом, атом кислорода в шестиугольном кольце мономера учитывался в виде малого возмущения гомоатомного углеродного скелета, т.е. бензольного кольца, путём учета его гетероатомности в виде разности кулоновского интеграла для атомов углерода и кислорода. Наличие аминной группы учитывается в рамках теории поля лигандов и полужемпирическим выбором резонансных интегралов второго углерода производится вычисление энергетической щели, между энергетическими уровнями соответствующих, верхней занятой молекулярной орбитали (ВЗМО) и нижней свободной молекулярной орбитали (НСМО). В рамках этих допущений одноэлектронный спектр имеет шесть энергетических уровня, которым соответствует следующие одноэлектронные орбитали $|1g\rangle, |2u\rangle, |3g\rangle, |4u\rangle, |5g\rangle, |6u\rangle$. В основном состоянии шесть электрона связи находятся на первых трех орбиталях. Следовательно, (ВЗМО) имеет нечетную симметрию – u , (НСМО) – четную- g , следовательно, основное состояние шести атомной молекулы плоской кольцевой формы имеет симметрию $uu=g$, а возбужденное состояние симметрию $ug=u$. Согласно теории Яна-Теллера [1], эти состояния перемешиваются и приводят к неустойчивости симметричной структуры многоатомной молекулы. Поэтому Q_u - колебание атома азота в аминной группе пиранозного кольца приводит к лабилизации устойчивой конформации пиранозного кольца в виде «кресла». Энергетический барьер конформационного перехода из плоской формы в форму «кресло» в этом случае зависит от величины $\Delta Z=Z_p-Z_a$, где Z_p - эффективный заряд C-2 углерода пиранозного кольца и Z_a - эффективный заряд аминной группы мономерного звена. Для определения условий снижения энергетического барьера конформационного перехода вдоль Q_u - координаты атомных перестроек нанокластера используем вибронный подход [2]. В рамках этого подхода зависимость ϵ - электронной энергии от Q_u - координаты реакции и ΔZ - разности эффективных зарядов атома нанокластера и атома азота мономерного звена хитозана для основного состояния можно записать как [3]

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_u + \varepsilon_g}{2} + \frac{1}{2}kQ_u^2 - \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta + w_g)^2 + 4|aQ_u + w_u|^2} \quad (1).$$

Здесь ε_g – энергия основного состояния мономерного звена; ε_u – энергия возбужденного состояния мономерного звена. Энергетическая щель Δ характеризует различие в электронных энергиях мономерного звена хитозана и поверхностных уровней Тамма катализатора, поэтому её значение будет пропорционально разности их потенциалов ионизации; $a = \langle g | \partial V / \partial Q_u | u \rangle$ – вибронная константа; k – силовая константа; w_g – четная и w_u – нечетная компоненты возмущения, зависящие от ΔZ .

2. Моделирование реакции замещения Воткинса. При облучении р-кремния, легированного алюминием, при $4,2^0$ К электронами с энергией 1,5 МэВ Воткинс обнаружил неконтролируемо быстрое появление сигналов ЭПР от вакансии V и межузельного алюминия – Al^{++} , причем сечение этого процесса оказалось близким к сечению образования первичных дефектов [4]. Тщательный анализ результатов привел Воткинса к заключению: после образования пары Френкеля междоузельного компонента практически атермически ($Q_m = 0,005$ эВ) перемещается по кристаллу на расстоянии порядка 1000 \AA^0 доходит до узельно расположенного акцептора и вытесняет его в междоузелие. Как известно, барьер реакции – 1 эВ и кроме того большая масса атомов кремния алюминия не оставляет никаких шансов для объяснения эффекта Воткинса обычным туннелированием даже с учетом экситонного стимулирования. Для вибронного анализа реакции замещения Воткинса рассмотрим пятиатомную квазимолекулу с симметрией T_d . Выбрав в качестве функций четыре пары (связывающих и разрыхляющих орбиталей) локализованных орбиталей построим восемь молекулярных орбиталей (МО), которые имеют симметрию A_1 и T_2 точечной группы T_d . Когда связывающие орбитали полностью заполнены, распределение электронов имеют сферическую симметрию и симметрия квазимолекулы сохраняется. Предположим, что междоузельный кремний Si_i^+ приближаясь к узловому алюминию Al_j , может захватить один электрон, при этом энергия нейтрализации E путем безызлучательного перехода превращается в колебательную энергию квазимолекулы (возможен также эффект типа Оже). После такой ионизации квазимолекула окажется Ян-Теллеровски активным и вследствие T_2 – симметрии основного состояния, которое эффективно взаимодействует с t_2 – колебаниями, деформирует вдоль одной из химических связей (точечная симметрия квазимолекулы C_{3v}), или же в направлении укорочения двух связей и удлинения двух оставшихся связей, симметрия системы при этом понизится до C_{2v} . При большой величине константы a – электронно – колебательного взаимодействия элементарный акт реакции вытеснения, может осуществляться в виде вибронной структурной неустойчивости. При этом образуется гантельная конформация и реакция замещения становится разрешенной по симметрии только в возбужденном состоянии, что указывает на большую энергию активации реакции замещения в основном состоянии. При этом ВЗМО и НСМО обладают A_1 и B_2 симметрией соответственно. Поэтому, может возникать неустойчивость смещения центра масс гантели имеющего симметрию B_2 . Таким образом, вибронный анализ показывает, что реакция вытеснения Воткинса моделируется неустойчивостью гантельной конформации собственного междоузельного иона с примесью замещения.

3. Моделирование атомных перестроек на поверхности нанокатализатора. Рассмотрим сферический нанокластер [5] и учтем новый момент – зависимость энергетического расположения уровня Тамма катализатора от R – радиуса нанокластера: $E_{\text{Тамм}}(R)$. Согласно вибронной теории, можно записать выражение для адиабатического потенциала вдоль четной координаты смещения:

смещения: $\varepsilon = \varepsilon_g + aQ_g + \frac{1}{2}k_g Q_g^2$. Потенциальный рельеф вдоль нечетной координаты смещения

имеет вид: $\varepsilon = \varepsilon_g + \frac{1}{2}(k_u - \frac{2a^2}{\Delta})Q_u^2 + \frac{a^4}{\Delta^3}Q_u^4$; k_g и k_u – силовые константы вдоль четной и нечетной

координат смещения атомов нанокластера. Энергетическим барьером процесса конформационного

перехода мономерного звена будет энергия стабилизации $E_u = \frac{\Delta}{4}(\frac{k_u \Delta}{2a^2} - 1)^2$ вдоль нечетной

координаты смещения его атомов; равновесное положение системы «мономерное звено +

нанокластер» вдоль координаты конформационного перехода имеет вид: $Q_0 = \sqrt{\frac{\Delta^3}{4a^4}(\frac{2a^2}{\Delta} - k_u)}$. Если

ввести энергию поверхностных уровней Тамма для изучаемой системы в следующем виде $w = AQ_u + GQ_g$; (A и G- параметры задачи), то для потенциального рельефа вдоль нечетной координаты смещения получим:

$$\varepsilon = \varepsilon_g + AQ_u + \frac{1}{2}(k_u - \frac{2a^2}{\Delta})Q_u^2 + \frac{a^4}{\Delta^3}Q_u^4; \quad \tilde{\Delta} = \Delta - GQ_g; \quad (2).$$

Отметим, что размер нанокластера R, влияя на расположение уровня Тамма нанокластера, определяет величину Δ , так что при уменьшении радиуса R, понижающего потенциал ионизации атома нанокластера I_{nc} , щель возрастает (когда потенциал ионизации мономерного звена I_{gr} расположен выше I_{nc}) и уменьшается (когда уровень I_{gr} расположен ниже I_{nc}).

Заключение. Полученные результаты показывают, что имеет место стимулирование атомных перестроек мономерного звена хитозановых препаратов под действием низкосимметричных возмущений пиранозного кольца на его аминную группу. Из формулы полученной для вычисления энергетической щели между ВЗМО и НСМО следует, что низкосимметричное возмущение усиливается для аминных центров с малой энергией возбуждения. Поэтому аминная группа хитозана при взаимодействии с липидной или белковой структурой биологического объекта перестраивает электронную структуру таким образом, что приводит к сужению энергетической щели между ВЗМО и НСМО мономерного звена хитозана.

Таким образом, вибранный анализ реакционной способности квазимолекул в конденсированных средах дает полезную информацию о реакционной способности точечных дефектов в полупроводниковых кристаллах и некоторые особенности нанокатализа в полимерных материалах.

Литература

1. Г.А. Ян, Э. Теллер, *Симметрия в твердом теле*, под ред. В.Л. Бонч-Бруевича, Наука, Москва, 1970, с. 207.
2. Берсукер И.Б. Эффект Яна – Теллера и вибранные взаимодействия в современной химии. М.: Наука, 1987. с. 344.
3. Б.Аскарлов, Б.Л. Оксенгендлер, Н.Н.Тураева, С.Ш. Рашидова, *Журнал структурной химии*, 2011, 52, №4, с.798-801.
4. Watkins G.D. A review of EPR studies in irradiated silicon. – In: *Effects des Rayonnements sur les Semiconducteurs*. Paris:Dunod.1964. p.97-111.
5. A.Z. Moshfegh, *J.Phys.D:Appl.Phys.*42 (2009) 233001.

ИК СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ПЛЕНОК ИТО В ОБЛАСТИ КОЛЕБАНИЙ РЕШЕТКИ

Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А. Закирова С.Б.

*Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" Академии наук Республики Узбекистан
e-mail: atvi@uzsci.net, mardonbek@uzsci.net*

Спектры поглощения оптического излучения в области колебаний решетки являются важной характеристикой материала. По пикам спектров при правильной их интерпретации можно определить энергии фононов кристаллической решетки. Интересно, что в идеальных кристаллах должно наблюдаться только многофононное поглощение (рождение двух и более фононов). Это связано с наличием импульса у фонона и малым, близким к нулю, импульсом кванта света. Вот почему по закону сохранения импульса должно быть не менее 2 фононов, что бы суммарный импульс образовавшихся фононов был близок к нулю. Однофононные процессы поглощения возможны только при наличии дефектов нарушающих трансляционную симметрию решетки [1].

В данной работе представлены результаты, полученные для структур пленка p-ИТО/стеклянная подложка выращенных CVD методом [2]. Толщина пленок была порядка 1÷3 мкм, толщина подложки 200÷300 мкм. Удельное сопротивление свыше 500 Ом см. При измерении на просвет вклад относительно толстой стеклянной подложки в оптическое поглощение является определяющим. Поэтому для таких структур обычно измеряют спектр отражения от поверхности пленки, а затем по специальной программе пересчитывают на спектр поглощения. Однако, в этом случае появляются эффекты связанные с интерференцией лучей отраженных от поверхности пленки, границы раздела пленка – подложка и от нижней границы подложки. Когда толщина пленки или подложки порядка

длины волны ИК излучения ($n \cdot \lambda / 2$), из-за интерференционных явлений спектр искажается: оптическая разность хода лучей при нечетном n приведет к гашению сигнала, а при четном n сигнал будет складываться. На рисунке 1 приведен Фурье-спектр в диапазоне $7800 \div 350 \text{ см}^{-1}$ для пленки ИТО, выращенной при 170°C . В диапазоне $1300 \div 1000 \text{ см}^{-1}$ (длина волны $13 \div 10 \text{ мкм}$) и $500 \div 350 \text{ см}^{-1}$ (длина волны около 30 мкм) наблюдаются интерференционные картины, связанная с влиянием стеклянной подложки, искажающая спектр.

В диапазоне $1500 \div 3000 \text{ см}^{-1}$ можно видеть интерференционную картину, связанную с исследуемой пленкой. Отчетливо видны максимумы различных порядков. Как известно, это явление используется также для определения толщины пленок. Толщина выращенных нами пленок составляла $1 \div 3 \text{ мкм}$.

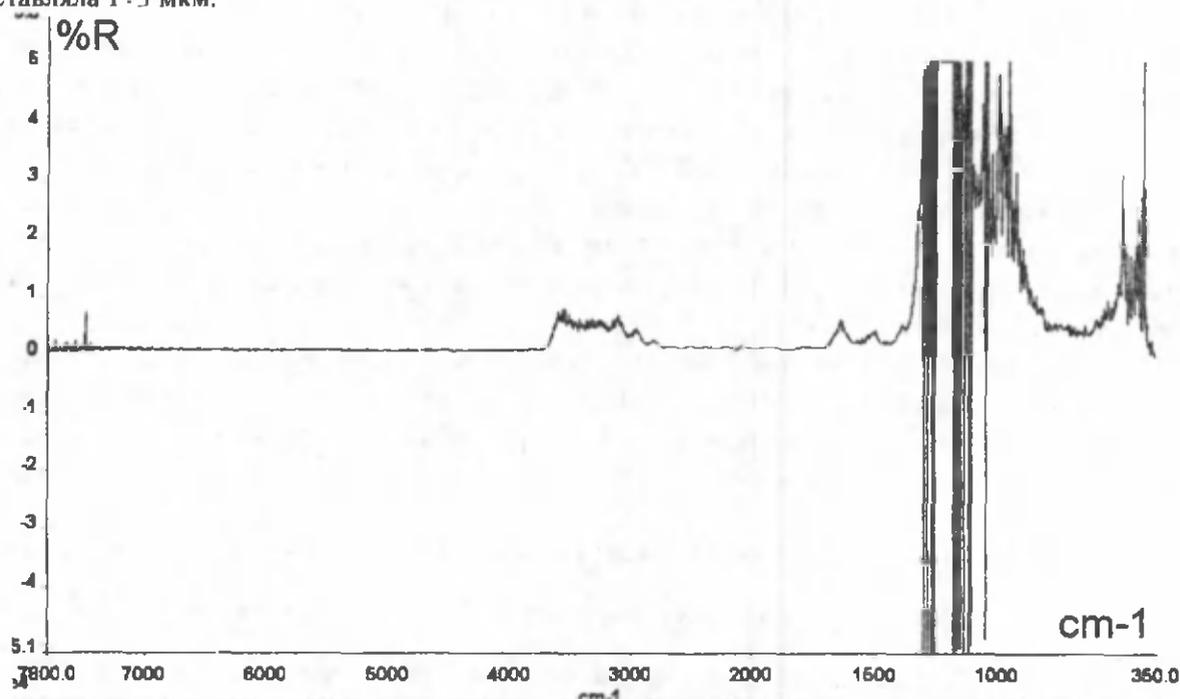


Рис. 1. Фурье-спектр в диапазоне $7800 \div 350 \text{ см}^{-1}$ для пленки ИТО, выращенной при 170°C .

Следующей особенностью измерений в области дальнего ИК излучения является влияние отражения, связанного со свободными носителями тока. Коэффициент отражения может быть оценен по соотношению Франка и др. [3].

$$R = (1 + 2 \epsilon_0 c_0 R_{sh})^2 \text{ где } \epsilon_0 c_0 = 1/376 \Omega^{-1}.$$

С ростом электропроводности пленок растет интегральное отражение как по амплитуде, так и наблюдается расширение диапазона волн в котором наблюдается отражение.

Следует отметить, что в литературе нам не удалось найти данные об интерпретации пиков решеточного поглощения и энергиях оптических и акустических фононов. Возможно, это связано с тем, что исследования ИТО сконцентрированы на образцах с высокой проводимостью. В нашем же случае исследованы высокоомные образцы пленок, это позволило нам впервые получить спектры в области колебаний решеток ИТО искаженные интерференционными эффектами.

На рисунке 2 представлены спектры поглощения ИТО пленок с различной толщиной, полученных CVD методом. Поскольку толщина пленок была различной области интерференции отраженных лучей перекрываются частично. Это позволяет нам наблюдать следующие пики: вероятно однофононный пик поглощения в области $500 \div 350 \text{ см}^{-1}$; многофононные пики около 1000 см^{-1} ; $1280 \div 1300 \text{ см}^{-1}$; $1380 \div 1400 \text{ см}^{-1}$; 1500 см^{-1} и 1640 см^{-1} .

Следует отметить, что на полосы решеточного фононного поглощения может также наложиться полоса поглощения двукратно ионизированного состояния кислородной вакансии (около 1100 см^{-1} , 140 мэВ). Как известно, энергия уровней вакансий кислорода 30 и 140 мэВ для однократно и двукратно ионизированного состояния [4].

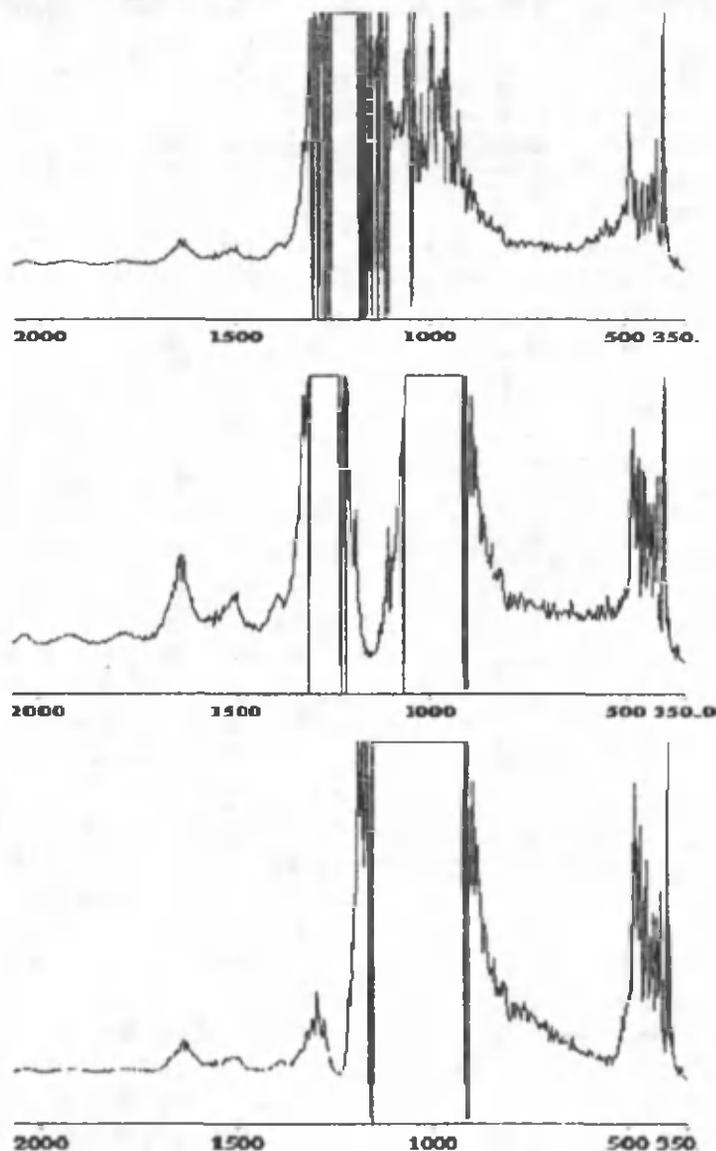


Рис.2. Спектры поглощения ITO пленок с различной толщиной, полученных CVD методом.

Таким образом, впервые получены данные о положении пиков поглощения ITO пленок в области колебаний решетки.

Литература

1. Марадудин А. Дефекты и колебательные спектры кристаллов- Мир, Москва, 1968, с.210
2. Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А. Выращивание пленок SnO₂ методом химической парогоазовой эпитаксии. ДАН, № 6, 2012. ст.15-18
3. G. Frank, E. Kauer, H. Kostlin, Thin Solid Films 77, 107 (1981).
4. Zhiwen Chen, J.K.L. Lai, C.H. Shek, and Hayden Chen. Synthesis and structural characterization of rutile SnO₂ nanocrystals. J. Mater. Res., Vol. 18, No. 6, Jun 2003 pp.1289-1292.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РОСТА НА УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ITO ПЛЕНОК ВЫРАЩЕННЫХ CVD МЕТОДОМ

Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А. Закирова С.Б.

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" Академии наук Республики Узбекистан

e-mail: atvi@uzsci.net, mardonbek@uzsci.net

ITO – пленки широко используются в технике в качестве прозрачных электропроводящих покрытий для солнечных элементов различного типа, сенсоров и других полупроводниковых приборов. Необходимо, с одной стороны, обеспечить структурное совершенство и высокую прозрачность материала, а с другой обеспечить высокую проводимость ($\sim 10^3$ Ом см). Это

противоречивое требование - так как в этих пленках проводимость обеспечивается структурными дефектами типа вакансий кислорода или другими кристаллическими дефектами, которые, в свою очередь, уменьшают прозрачность и нарушают кристаллическое совершенство пленок. Поскольку процесс выращивания ИТО происходит при температурах значительно ниже температуры плавления, в процессе роста пленок образуются различные дефекты структуры. Поэтому, наряду с применением специальных химических добавок, меняя температуру подложки можно управлять формированием электрически активных дефектов.

В отличие от обычного метода спрей - пиролиза, в котором раствор подается непосредственно на подложку, в нашем случае ИТО- пленки выращивались на лабораторной установке, в квазизамкнутом объеме с применением отдельного испарителя с температурой $80 \div 120^\circ\text{C}$ для создания парогазовой фазы. Это позволило с одной стороны, уменьшить расход реактантов, а с другой стороны увеличить скорость роста в $5 \div 10$ раз [1].

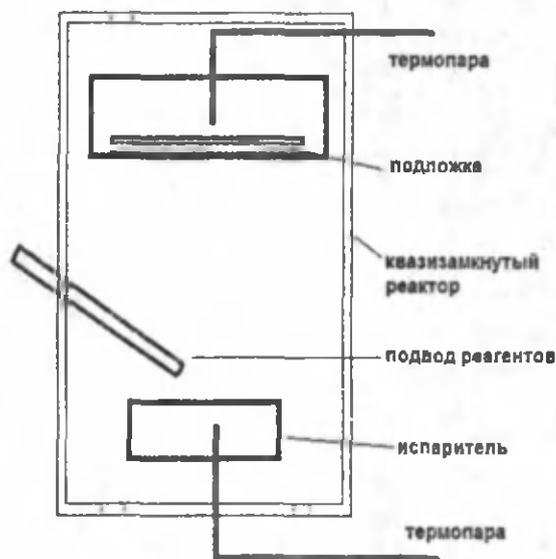


Рис 1. Блок схема установки для получения пленок в диапазоне температур $170 \div 500^\circ\text{C}$, при различных соотношениях между In_2O_3 , SnO_2 на стеклянных подложках.

Важным преимуществом метода является возможность управлять температурой подложки сохраняя неизменными остальные параметры технологического процесса (температура испарителя, поток раствора с реактантами и др.).

Получены образцы ИТО/стекло структур при температуре роста от 170 до 350°C . При температуре подложки свыше 300°C пленки росли островками, а при температурах ниже 300°C росли тонкие сплошные пленки п-типа (по данным измерений термоэ.д.с.) толщиной до 3 мкм. В [2] нами показано, что при высоких температурах подложки рост островков определяется диффузионной коалесценцией адсорбированных молекул.

В выращенных нами островковых пленках измерение удельной проводимости не проводилось, а измерения на образцах со сплошными пленками показали, что пленки

имеют п-тип проводимости и удельное сопротивление порядка 10^{-2} Ом см для температуры роста $240 \div 260^\circ\text{C}$; 2 кОм см для температуры роста 200°C , а при температуре подложки 170°C удельное сопротивление возросло до 20 кОм см. С ростом температуры подложки в исследованном диапазоне удельное сопротивление пленок ИТО/стекло падает.

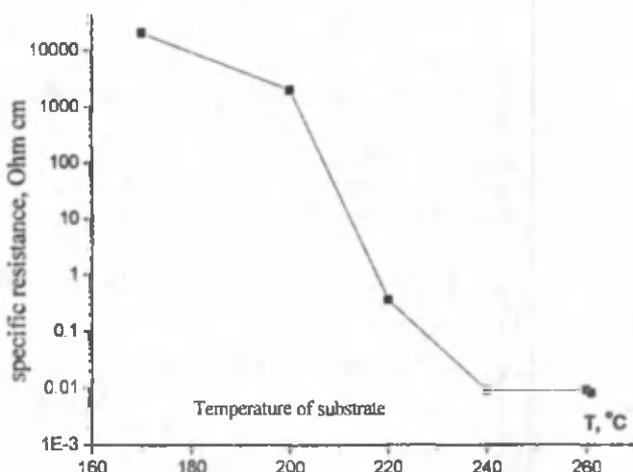


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления сплошных пленок ИТО/стекло от температуры подложки.

Следует отметить, что при низких температурах подложки $170+230\text{ }^{\circ}\text{C}$ проводимость пленки деградирует при комнатной температуре.

Как уже говорилось выше с ростом проводимости, определяемой дефектами структуры, уменьшается прозрачность пленок. Измерения оптического поглощения в диапазоне $7800+5000\text{ см}^{-1}$ ($1,3 - 2\text{ мкм}$) показали, что пленки, выращенные при 240°C имели поглощение менее 5%, а выращенные при 260°C имели поглощение около 25%, хотя электрическая проводимость была одного порядка.

Таким образом, методом CVD в квазизамкнутом объеме с применением отдельного испарителя получены структуры ИТО/стекло с высокой проводимостью и прозрачностью толщиной до 3 мкм.

Литература

1. Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А. Выращивание пленок SnO_2 методом химической парогоазовой эпитаксии. ДАН, № 6, 2012. ст.15-18
2. Марадудин А. Дефекты и колебательные спектры кристаллов- Мир, Москва, 1968, с.210

О ПОВЕДЕНИИ КИСЛОРОДА В ОБЪЕМЕ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА

Ш.Б.Атакулов, А.А.Собиров, К.К.Эсонов, А.А.Юлдашев

Ферганский государственный университет,
Узбекистан, 150100, Фергана, atakulovsh@mail.ru

Кислородосодержащая среда интенсивно взаимодействует практически со всеми материалами твердотельной электроники, вызывая изменение, а в большинстве случаев деградацию свойств. Особенно заметно это проявляется, если вещество представляет собой пленку или тонкий слой.

В качестве причин, вызывающих интерес к изучению взаимодействия пленок теллурида свинца с кислородом, можно назвать следующие. Первая связана с тем, что при изготовлении ИК фотоприемников на основе пленок PbTe , их необходимо активировать в среде с кислородом – это приводит также как и в случае слоев PbS к положительному эффекту - возрастанию фоточувствительности. Вторая причина – это поиск методов устранения отрицательного действия кислорода, например на пленочные термоэлементы, которые в большинстве случаев эксплуатируются на воздухе при температурах до 400K и подвержены активному воздействию атмосферного кислорода.

Процесс взаимодействия пленок PbTe с кислородом начинается с его адсорбции на поверхность, граничащую со средой. В дальнейшем он интенсивно диффундирует в объем пленок вдоль границ зерен и также адсорбируется на них. В настоящее время известно, что кислород на поверхности PbTe создает глубокий акцепторный уровень в нижней части запрещенной зоны, поэтому он наиболее сильно изменяет свойства $n\text{-PbTe}$.

Адсорбированный на поверхность кислород становится источником его диффузии в объем пленок (зерен), где он также образует акцепторные состояния. Поведение различных примесей в объеме PbTe достаточно подробно описано, но данных о поведении кислорода практически нет. Это, по-видимому, связано с тем, что уже при достаточно невысоких температурах кислород вступает в химическую реакцию как с соединением PbTe , так и с его компонентами. Поэтому вести речь о «чистом» диффузионном внедрении кислорода в объем не приходится. Кроме того, в случае пленок PbTe происходит преимущественное внедрение кислорода вдоль дефектов, особенно вдоль границ зерен. Возникающие при этом адсорбционные эффекты на поверхностях раздела гораздо сильнее тех, что связаны с легирующим действием кислорода в объеме. Для выявления вклада объемной диффузии кислорода в изменение свойств материала, необходимо применить метод легирования, исключая преимущественное заполнение кислородом участков пленки, где коэффициент диффузии выше. По нашему мнению, единственным методом, позволяющим это сделать, является метод ионного легирования.

Внедря определенную дозу кислорода в приповерхностный слой пленки, можно создать равномерно распределенный вдоль поверхности источник диффузии. Затем, подвергая пленки термоотжигу в вакууме, стимулировать обычную термодиффузию в остальной объем пленки.

Имплантация ионов кислорода в приповерхностный слой пленок $n\text{-PbTe}$, имевших толщину $3,4 \pm 0,1$ мкм, проводилась на ионно-лучевом ускорителе при ускоряющем напряжении 100 кВ в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. Доза внедренного кислорода варьировалась в пределах $\Phi = 10^{12} - 10^{16}$ см⁻². Проективная длина ионов O^+ с энергией 100 кэВ, рассчитанная стандартным образом, была $\sim 0,3$ мкм. Стимулирование объемной диффузии проводилось термоотжигом образцов в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. при 200°C.

При отжиге пленок в вакууме после имплантации дозой $\Phi \leq 10^{14}$ см⁻² видимых изменений в параметрах пленок не наблюдалось. При этих дозах после размытия профиля внедренного кислорода по объему пленки его концентрация $N_0 \leq 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³, что практически на два порядка ниже исходной концентрации электронов в пленках. При $\Phi \geq 10^{15}$ см⁻² отжиг вызывает снижение электропроводности и холловской концентрации электронов. Изменение концентрации электронов n_n при $\Phi = 10^{15} - 10^{16}$ см⁻² после отжига составляет одну и ту же величину $\Delta n \approx 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, хотя содержание кислорода в объеме пленок после отжига меняется от $3 \cdot 10^{18}$ до $3 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

Нам видится следующая картина явления. Если бы кислород в решетке $PbTe$ замещал теллур, то являясь его аналогом, не оказывал легирующего действия. Значит, атом кислорода может занимать междоузлие в центре элементарной ячейки. Имея положительное сродство к электрону, он захватывает электрон, в нашем случае из зоны проводимости, становится ионом O и уже имеет отрицательное сродство к электрону [1], т.е. становится неспособным захватить второй электрон. Высокая статическая диэлектрическая проницаемость $PbTe$ приводит к тому, что боровский радиус, характеризующий локализацию электрона вблизи атома примеси, значительно превышает постоянную решетки. Ион O - «водородоподобный», так как находится в однозарядовом состоянии. Уже при не высоких для $PbTe$ концентрациях примеси ($N > 10^{15}$ см⁻³) это вызывает расщепление примесных уровней. Если предположить, что с ростом N энергия незаполненного уровня быстро растет, то при определенных N незаполненный уровень пересекает зону проводимости и может стать выше уровня Ферми, т.е. перестает заполняться. По-видимому, этому и соответствует эксперимент.

Литература

1. M.J.Sienko, R.A.Plane, R.E.Hester. Inorganic chemistry. W.A.Benjamin, N.-Y.-Amsterdam, 1965.

ВЛИЯНИЕ γ ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА ВИСМУТА И МЕХАНИЗМЫ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В НИХ

Ш.Б.Атакулов, М.Б.Набиев, М.Ф.Ахмаджонов, К.К.Эсонов, И.И.Юлчиев

Ферганский государственный университет,
Фергана, 150100, Узбекистан, atakulovsh@mail.ru

Электронные приборы применяются в ядерной и космической технике и подвержены воздействию излучений. Например, термогенераторы с ядерными источниками энергии используются в космических полетах [1,2]. При создании приборов встает проблема их радиационной стойкости. Мы изучили влияние γ облучения на $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3 < Te, Pb >$, полученный сплавлением компонентов при одновременном легировании теллуром и свинцом, дроблением, холодным и горячим прессованием и термоотжигом. Метод синтеза подробно описан в [3].

Источником γ квантов был Co^{60} , интенсивность в канале 10^3 Р/с, интервал доз облучения $10^5 - 10^8$ Р/с. Исследовалось влияние облучения на электропроводность (σ), коэффициент термоэдс (α) и холловскую концентрацию электронов (p). Облучались нелегированные ($\sigma = 500$ Ом⁻¹ см⁻¹, $\alpha = 200$ мкВ/К, $p = 10^{19}$ см⁻³) и легированные ($\sigma = 1600$ Ом⁻¹ см⁻¹, $\alpha = 160$ мкВ/К, $p = 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³) образцы.

На рис.1 показано относительное изменение параметров материалов при облучении. Видно, что поликристаллы, полученные легированием основы свинцом, меняют параметры при облучении в меньшей степени, нежели нелегированные. Изменение α коррелирует с изменением p (α увеличивается за счет уменьшения p). Рост σ при уменьшении концентрации носителей заряда наталкивает на мысль, что изменение дефектной структуры поликристаллов снижает эффективность рассеяния дырок, что вызывает увеличение их подвижности. Здесь заметим, что одновременное возрастание и σ и α при γ - облучении наблюдается в образцах $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ (в образцах n - типа

увеличение σ сопровождается уменьшением α) [4]. Увеличение p может быть связано только с возрастанием числа акцепторов. Акцепторным действием в Bi_2Te_3 и твердых растворах на их основе обладают: 1) междоузельный атом Te ; 2) вакансии Te и 3) антиструктурные атомы Bi и Sb , расположенные в вакансиях Te . Свинец, располагаясь при легировании на месте Bi или Sb , проявляет себя как акцептор, поставляя в валентную зону одну дырку. В качестве доноров проявляют себя междоузельный $Bi(Sb)_2$, вакансии $Bi(Sb)$, и антиструктурный Te [4].

Считается, что радиационные эффекты при γ -облучении связаны с распадом комплексов, образовавшихся из нескольких междоузельных атомов Te , находящихся между квинтетами, из которых построена структура соединений типа Bi_2Te_3 [4]. Модель объясняет эксперименты, обсуждаемые в [4], в частности, увеличение концентрации дырок в p -материале и уменьшение концентрации электронов в n -материале, но она противоречит нашим данным. Как видно из рис.1, в материале p -типа концентрация дырок уменьшается, а это в рамках приведенного механизма не объясняется.

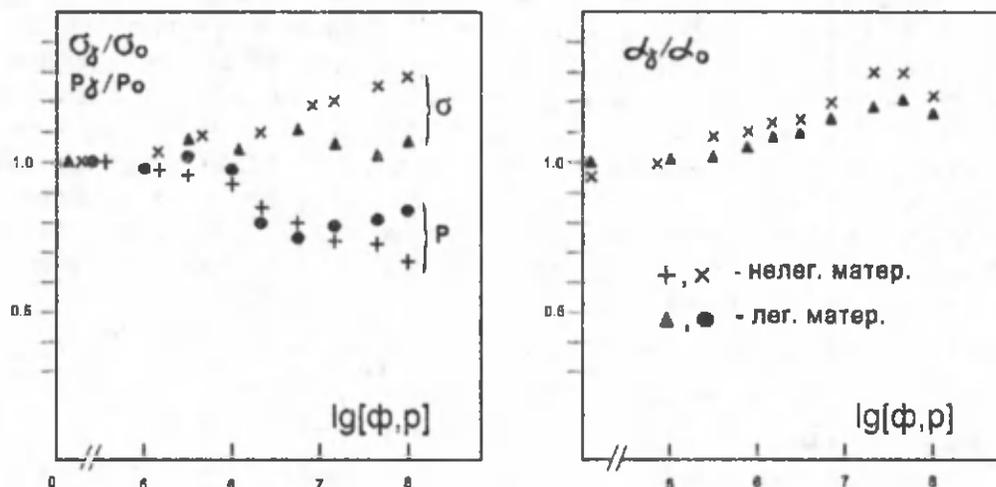


Рис. 1 Зависимость относительного изменения параметров нелегированных поликристаллов $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ и легированных Te и Bi .

Для изучения дефектообразования в материалах на основе Bi_2Te_3 , полезно привести данные об их кристаллографическом строении. Для простоты, не теряя общности, будем обсуждать соединение Bi_2Te_3 , подразумевая, что в твердых растворах места Te , могут занимать атомы Se , а $Bi - Sb$.

Структура Bi_2Te_3 ромбоэдрическая с пространственной группой $D_{3d}^5(R\bar{3}m)$. Для описания структуры Bi_2Te_3 часто бывает удобно использовать не ромбоэдрическую, а гексагональную элементарную ячейку. Тогда параметры решетки - сторону ромба и угол между сторонами можно через переводные формулы заменить на параметры a и c гексагональной решетки. Это открывает возможность представить структуру Bi_2Te_3 в виде набора сложных слоев - квинтетов, перпендикулярных оси симметрии третьего порядка - оси c в гексагональной решетке. В гексагональной решетке таких квинтетов три. Каждый квинтет состоит из пяти простых слоев (рис. 2,а). Атомы отдельного слоя одинаковы и образуют плоскую гексагональную решетку, при этом атомы каждого последующего слоя располагаются над центрами треугольников, образованных атомами предыдущего слоя (плотная гексагональная упаковка). Из-за наличия неэквивалентных слоев структуры Bi_2Te_3 , легко скалывается по плоскостям (0001) [4,5].

В решетке соединения имеется два существенно различных места для атомов теллура. Атомы $Te^{(2)}$ имеют в качестве ближайших соседей шесть атомов Bi . $Te^{(1)}$ с одной стороны связан с тремя атомами Bi , а с другой - с тремя атомами $Te^{(1)}$. Bi имеет три соседа $Te^{(2)}$ и три $Te^{(1)}$. Длины связей и углы между ними приведены на рис. 2,б [5].

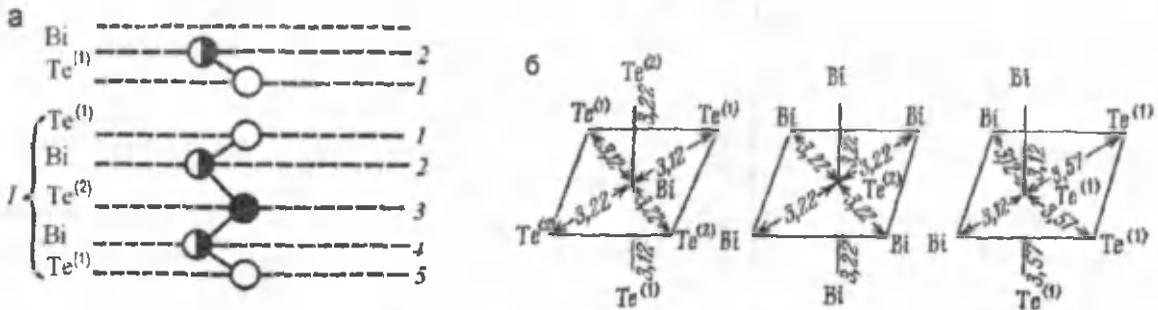


Рис. 2. Расположение атомов в квинтете решетки Bi_2Te_3 (а) и координационные многогранники в структуре Bi_2Te_3 для Bi , $Te^{(1)}$ и $Te^{(2)}$ (б) [4].

В Bi_2Te_3 и твердых растворах на их основе наиболее подвижными являются антиструктурные атомы Bi или Sb . Энергия образования для них - 0,4 эВ, что почти в три раза меньше, чем образование вакансии Te [4]. Перескок антиструктурных Bi и Sb в междоузелие образует вакансию Te и междоузельный атом Bi (Sb). Вместо $3/5$ акцептора (антиструктурный Bi или Sb) появляются $2/3$ акцептора (вакансия Te) и 1 донор (междоузельный Bi или Sb). При этом заряд перестроенного квинтета из $(-3/5)e$ становится $(+1/3)e$, т.е. заряд квинтета меняется на $(+14/15)e$, за счет уменьшения свободных дырок в валентной зоне, что и означает снижение концентрации дырок (e -абсолютный заряд электрона). Предлагаемый механизм схематически отображен на рис.3. Свинец в процессе не участвует, так как он находится в регулярном положении Bi или Sb . Этот механизм объясняет и рост концентрации электронов в образцах n -типа.

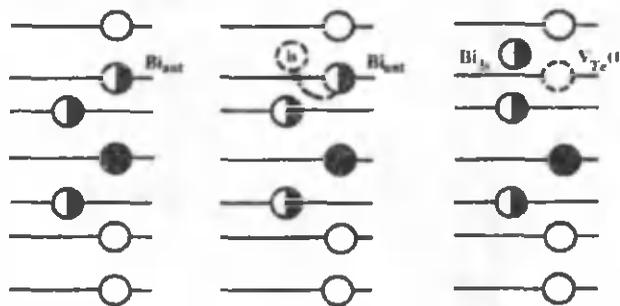


Рис.3. Образование вакансии теллура вместо антиструктурного атома висмута.

Отталкиваясь от особенностей структуры Bi_2Te_3 , можно сделать вывод, что замещение $Te^{(2)}$ атомом Bi практически невозможно. Антиструктурные атомы Bi с большей вероятностью могут располагаться в местах $Te^{(1)}$. На рис.3 отображены возможные структурные изменения в квинтете Te с лишним антиструктурным атомом Bi . Антиструктурные атомы могут образоваться на месте атомов Bi в любом из двух возможных его положений в квинтете Te .

Этот же механизм, по-видимому, лежит и в основе другого явления. Известно, что, зачастую, при синтезе термоэлектрической основы из Bi_2Te_3 и его твердых растворов наблюдается образование фазы избыточного теллура, который может выпадать как в объеме монокристаллических фрагментов, так и на границах зерен. На рис.4 дано схематическое изображение процесса. Bi через вакансию теллура переходит из регулярного положения в междоузельное пространство в плоскости $Te^{(1)} - Te^{(1)}$. Теллур (либо избыточный атом, либо регулярный атом) через свою вакансию занимает вакансию Bi , а вакансию $Te^{(1)}$ заполняет другой атом Te .

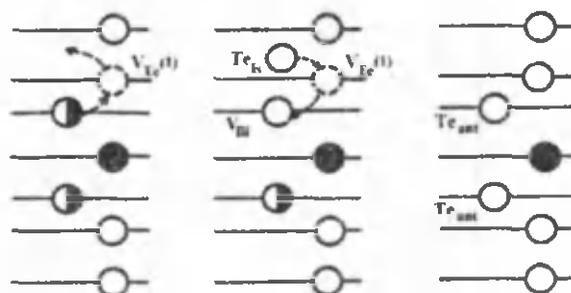


Рис. 4. Образование фазы избыточного теллура.

Процессы, схематически отображенные на рис. 3 и 4, могут иметь место не только в радиационных полях, но и проявляться при различных термических воздействиях, например, при получении пленок соединений на основе Bi_2Te_3 термовакуумным способом.

Работа выполнена в рамках государственного гранта ИТД-12-56.

Литература

- [1]. Ranken W.A., Koenig D.R. Proc 14th Intercos. Energy Conv. Eng. Cont. – 1979. V.2, p. 1425-1431.
- [2]. Аморфные и поликристаллические полупроводники // Под ред. В.Хейванга. - М.: Мир, 1987. – 160 с.
- [3]. Абдуллаев Э.Т., Атакулов Ш.Б. и др. Гелиотехника. 2008, № 1, с. 76-82.
- [4] Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . – М.: Наука, 1972. – 320 с.
- [5]. Кузнецов В.Г. Сб. Химическая связь в полупроводниках и твердых телах. – Минск: Наука и техника, 1965, с. 311.

СПЕКТРЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТОНКИХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК $CdTe:In$

Ахмадалиев Б.Ж., Маматов О.М., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х.

Ферганский политехнический институт, Фергана, Узбекистан.
uzferfizika@mail.ru.

Одним из наиболее чувствительных оптических методов диагностики полупроводниковых пленочных структур является анализ их спектров низкотемпературной фотолюминесценции (НТФЛ). К сегодняшнему дню достаточно исследованы спектры НТФЛ кристаллов и предложены методы прогнозирования и контролируемого изменения электрофизических свойств полупроводниковых структур [1, 2]. Однако до сих пор формирование спектров НТФЛ тонких мелкозернистых ($d_{cr} \leq 1 \mu\text{м}$) полупроводниковых образцов, у которых межзеренные границы оказывают значительное влияние на их свойства, практически не исследовались. В данном сообщении приводятся результаты изучения оптических спектров НТФЛ тонких поликристаллических пленок $CdTe$, $CdTe:In$ с фотовольтаическим свойством с целью усовершенствования технологии получения пленочных структур с необходимыми рабочими параметрами для полупроводниковой оптоэлектроники.

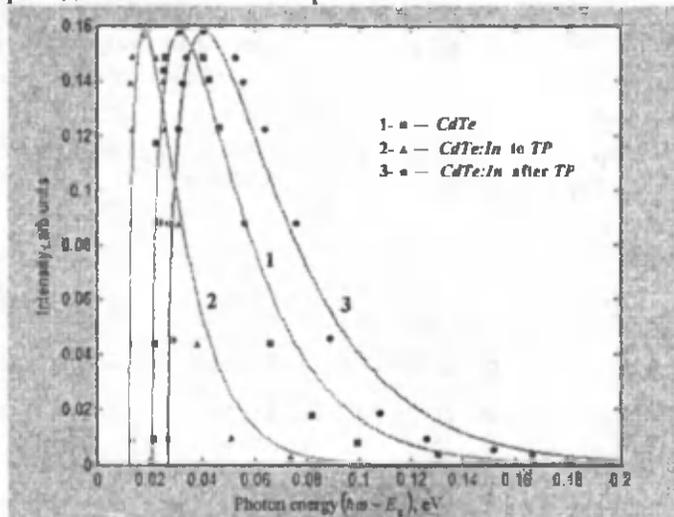


Рис. 1. Сравнение теоретических (сплошные кривые, рассчитанные по формуле (1)) и экспериментальных (точки) спектров фундаментальной полосы НТФЛ мелкозернистых АФВ пленок $CdTe$ при $T = 4.2 \text{ К}$ (пояснение в тексте).

Оказалось, что спектр НТФЛ нелегированной пленки $CdTe$ с аномально фотовольтаическим (АФВ) свойством в окрестности фундаментальной полосы поглощения качественно отличается от аналогичного спектра монокристалла $CdTe$. Основной вклад в НТФЛ пленки дают излучательная рекомбинация $e - h$ свободных носителей (А-линия с полушириной $14.2 \pm 0.1 \text{ мэВ}$, рис.1, кривая 1) и краевая люминесценция с относительно широкой дублетной структурой (В- и С – линии

излучения с полуширинами $18.5 \pm 0.1 \text{ мэВ}$ и $32.2 \pm 0.1 \text{ мэВ}$). Резкая длинноволновая граница $\hbar\omega = 1.627 \text{ эВ}$ собственной полосы излучения говорит о том, что отдельные зерна обладают совершенной кристаллической структурой. Хвосты плотности состояний, обусловленные сильными нарушениями кристаллической решетки, в спектрах *НТФЛ* не обнаруживается. Заметим, что красная граница *A* - линии смещена в сторону коротких волн на энергии 0.021 эВ по сравнению с нижней границей зоны проводимости монокристалла *CdTe* при $T = 4.2 \text{ К}$ ($E_g = 1.606 \text{ эВ}$).

Спектр *НТФЛ* свежеприготовленной пленки *CdTe:In* с объемной концентрацией $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ примесью индия, сильно деформируется (рис.1, кривая 2). Во-первых, существенно сужается полуширина *A* - линии (падает до 6 мэВ), что и коррелируется падением почти на порядок максимального значения V_{APV} пленки *CdTe:In* без *ТО* по сравнению с нелегированной пленкой *CdTe*; во-вторых, полоса краевой люминесценции (*B* - и *C* - линии) исчезает; в-третьих, резкая красная граница собственного излучения сдвигается в длинноволновую сторону на энергии $\approx 3 - 5 \text{ мэВ}$ и отстает от верхней границы запрещенной зоны монокристалла на энергии $16 - 18 \text{ мэВ}$. При этом полуширина *A*-линии излучения уменьшается, электропроводность пленки *CdTe:In* увеличивается, чем и определяется ухудшение её *АФВ* свойства.

После оптимальной термической обработки (*ТО*) пленки *CdTe:In* спектр *НТФЛ* качественно не претерпевает сильного изменения (рис.1, кривая 3). Однако сразу же заметим, что *ТО* приводит к уширению линии *A* почти в три раза (полуширина достигает значения $\sim 17 \text{ мэВ}$ в соответствии с ростом значения V_{APV} на порядок, т.е. до $3 \cdot 10^3 \text{ В}$) и к смещению красной границы *A*-линии на $\sim 11 \text{ мэВ}$ в коротковолновую сторону по сравнению с неоттоженной пленкой *CdTe:In*, что также является на первый взгляд трудно объяснимой задачей. Следует отметить, что процесс *ТО* в результате самокомпенсации донорных и акцепторных пар [5] как в объеме, так и на поверхности зерен стимулирует наряду с *АФВ* свойством легированной пленки, также и её собственной полосы *НТФЛ*.

Таким образом, мы видим четкую корреляцию между *АФВ* свойством и формой обнаруженной полосы собственной люминесценции косопапыленных пленок *CdTe*: при легировании пленки, а также после её *ТО* форма *A*-линии сильно трансформируется в соответствии с изменением *АФВ* свойства пленки.

Строго говоря, *НТФЛ* поликристаллической пленки формируется из разных её глубин и микрообластей на основе различных механизмов излучательных рекомбинаций. Точный аналитический расчет спектра *НТФЛ* представляет значительные трудности. Однако предварительный количественный анализ спектров *A*-линии излучения показывает, что в первом приближении её можно описать следующей формулой:

$$L(\omega) = A \sqrt{\hbar\omega - (E_g + \Delta E_r)} \cdot \exp\left(-\frac{\hbar\omega - (E_g + \Delta E_r)}{kT_{eh}}\right), \quad (1)$$

где $L(\omega)$ -спектральная интенсивность люминесценции, A - постоянная, зависящая от типа пленки и условия ее фотовозбуждения, E_g - ширина запрещенной зоны монокристалла *CdTe*, k -постоянная Больцмана, T_{eh} - средняя характерная температура фотоносителей, сильно отличающаяся от температуры решетки T , $\Delta E_r = \hbar\omega_r - E_g$ - разность между красной границей *A*-линии и E_g . Естественно, второй и третий множители в правой части (1) обусловлены плотностями состояний в простых зонах и квазиравновесными функциями распределений фотоносителей.

На рис.1 представлено сравнение теоретических и экспериментальных спектров фундаментальной полосы *НТФЛ* мелкозернистых *АФВ* пленок *CdTe*, *CdTe:In*. Значения параметров $\Delta E_r \approx kT_{eh}$ выбраны по коротковолновым смещениям красной границы *A*-линии из экспериментальных спектров: $\Delta E_r = 21 \text{ мэВ}$ (кривая 1 для нелегированной пленки *CdTe*), 17 мэВ (кривая 2, *CdTe:In* без *ТО*), 29 мэВ (кривая 3, *CdTe:In* после *ТО*). Видно, что грубо рассчитанные спектральные линии 1-3 неплохо согласуются с результатами эксперимента. Однако по коротковолновому краю спектров имеются существенные расхождения. Эксперимент показывает

более сильную термализацию горячих фотоносителей с характерной температурой $T_{eh} < \Delta E_r / k$, что говорит о дополнительных каналах рассеяния высокоэнергичных неравновесных свободных носителей.

Физический смысл величины ΔE_r можно объяснить следующим образом. Поскольку лазерное возбуждение полупроводника осуществляется на достаточно большой частоте $\hbar\omega = 2.60$ эВ по сравнению с $E_g = 1.606$ эВ при $T = 4.2$ К, то высокоэнергичные фотоэлектроны и фотодырки релаксируя по энергии приближаются к соответствующим границам зон с некоторой остаточной температурой T_e и T_h полностью не охладившись до температуры кристаллической решетки. Этому также способствуют внутренние электростатические поля *ООЗ* («встроенные» поля \bar{E}_i), пространственно разделяющие генерируемых электронно-дырочных пар и ускоряющие фотоносителей. В последнем случае электроны дополнительно нагреваются на энергии равной по порядку величины высоте приповерхностного потенциального барьера φ_{0i} . Тогда считая, что энергия горячих электронов относительно дна зоны проводимости равна $\Delta E_e \approx \varphi_{0i} + kT_e$, а для дырок - $\Delta E_h \approx \varphi_{0i} + kT_h$, получим

$$\Delta E_r = \Delta E_e + \Delta E_h \approx 2\varphi_{0i} + kT_{eh}, \quad \text{где } T_{eh} = T_e + T_h. \quad (2)$$

Значит величина ΔE_r , согласно (2) определяется кинетической энергией горячих фотоносителей и высотой приповерхностного потенциального барьера φ_{0i} . Здесь мы имеем дело с эффектом смещения края собственной полосы *НТФЛ* при интенсивном лазерном возбуждении горячих носителей в мелкозернистых поликристаллах прямозонных полупроводников в зависимости от структурных дефектов, определяющих параметры приграничных потенциальных барьеров монокристаллических зерен.

Из формулы (1) формально можно грубо определить спектральную полуширину *A*-линии

$$\Delta_A = kT_{eh} \cdot (x_2 - x_1) \approx 0.67kT_{eh}. \quad (3)$$

Отсюда заключаем, что спектральная полуширина *A*-линии Δ_A прямо пропорционально температуре фотоносителей, обуславливающей коротковолновому смещению её красной границы ΔE_r . Это качественно соответствует изменениям спектральных характеристик *A*-линии на рис.1. Поскольку легирование пленки *CdTe* примесью *In* приводит к уменьшению φ_{0i} и kT_{eh} , тем самым, мы видим сокращение ΔE_r на 3–5 мэВ, а Δ_A - почти в три раза (до 6 мэВ). Последующая оптимальная *ТО* в результате процессов самокомпенсации [5] переводит пленку в высокоомное состояние за счет увеличения φ_{0i} и расширения *ООЗ* (I_{sh} уменьшается, а V_{APV} растет почти на порядок). Из кривой 3 на рис. 1 соответственно получим, что Δ_A увеличивается до 17 мэВ, а ΔE_r - до 29 мэВ, т.е. формула оценки (3) выполняется с относительной ошибкой 8 %, если считать справедливым условие $\Delta E_r \approx kT_{eh}$.

Таким образом, можно сделать вывод, что коротковолновое смещение красной границы ΔE_r и спектральная полуширина Δ_A *A*-линии *НТФЛ* косонапыленных пленок *CdTe* и *CdTe: In* зависят от значения приповерхностных потенциальных барьеров φ_{0i} и, тем самым, коррелированы их *АФВ* параметром V_{APV} .

В заключение отметим, что предложенный здесь оптический метод анализа спектров *НТФЛ* совместно с фотоэлектрическими свойствами мелкозернистых поликристаллических пленок *CdTe* может быть использован для изучения микроскопических свойств и других полупроводниковых пленочных структур с целью модернизации технологии разработки эффективных пленочных фотопреобразователей.

Литература

1. А.В. Квит, Ю.В. Клевков, С.А. Медведов, В.С. Багаев, А. Пересторонин, А.Ф. Плотников. ФТП, 34(1), 19 (2000).
2. В.С. Багаев, Ю.В. Клевков, С.А. Колосов, В.С. Кривобок, А.А. Шепель. ФТТ, 52(1), 37 (2010).

3. М.А. Каримов, Н.Х. Юлдашев. Физич. инж. поверх. 3(3-4), 228 (2005).
4. Б.Ж. Ахмадалиев, М.А. Каримов, Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев. Физич. инж. поверх. 8(4), 358(2010).
5. О.А. Матвеев, А.И. Терентьев. ФТП, 32(2), 159 (1998).

ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДЛИННЫХ СУБЛИНЕЙНЫХ УЧАСТКОВ ОБРАТНЫХ ВАХ ПЛЕНОЧНЫХ CdTe-СТРУКТУР С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Ачилов А.С., Мирсагатов Ш.А., Заверюхин Б.Н.

Физико-технический институт, НПО «Физика-Солнце»

Академии наук Узбекистана, Ташкент, Узбекистан, E-mail: alimardon.uzb@mail.ru

В литературе имеются сведения о пленочных детекторах на основе GaAs, SiC и p-p-CdTe-структур. Однако они имеют недостатки – малые толщины чувствительной области w (≤ 40 мкм) и рабочие напряжения смещения $V_b \leq 10$ В. Поэтому имеется актуальная задача создания новых типов детекторов с повышенными значениями w и, самое главное, V_b , что можно достичь при использовании новых физических принципов в детекторостроении. На наш взгляд за основу нового физического принципа можно взять эффект «инжекционного обеднения базы полупроводниковых структур» [1]. В основу такого эффекта заложено возникновение дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей направленных на встречу друг другу. Эти потоки взаимно компенсируются, что приводит к уменьшению проводимости базы структуры в определенном диапазоне напряжения смещения. Однако этот эффект наблюдался в p-i-p-структурах при двойной инжекции, в результате чего появлялся сублинейный участок зависимости прямого тока от напряжения (ВАХ) при больших величинах тока и протяженность этого участка составляла лишь 3-5V. Целью данной работы является создание новых детекторных структур на основе крупноблочных пленок CdTe с протяженными сублинейными участками на обратных ВАХ и объяснение их появления. Пленочные структуры с барьером Шоттки были созданы путем напыления алюминия в вакууме ($\sim 10^{-5}$) на поверхность крупноблочных CdTe-пленок p-типа проводимости. Фронтальный Al-контакт имел толщину 50Å и площадь $S \approx 1$ см². Тыловой контакт изготовлялся из молибдена. Пленки p-CdTe имели толщину 120μm и удельное сопротивление $\rho \approx (2-3)10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ и время жизни неосновных носителей $\sim 10^{-6}$ с. Пленки обладали столбчатой структурой зерен в направлении роста и представляли собой практически монокристалл. Размеры зерен в поперечном сечении составляли от 150 до 200μm. Исследование рентгеноструктурного фазового анализа Al - pCdTe - Mo – структуры позволил установить ее реальное строение, которое имеет следующий вид Al- Al₂O₃- pCdTe- {MoO₃ или твердый раствор (CdTe)_{1-x-y}Mo_x(MoO₃)_y}-Mo. Эту структуру можно представить как транзисторную структуру, у которой протяженная база (pCdTe) с двух сторон имеет металлические контакты, разделенные тонкими окисными прослойками. С одной стороны барьер Шоттки образован алюминием, разделенный окисью алюминия, а с другой стороны барьер с MoO₃ или твердым раствором (CdTe)_{1-x-y}Mo_x(MoO₃)_y, которые имеют контакт с молибденом. Окись MoO₃, как другие окисные соединения является высокоомным широкозонным полупроводником n-типа. Такая транзисторная структура в окончательном виде представляется как p⁺-p-p⁺-структура, база которой с двух сторон контактируется с высокоомными широкозонными тонкими окисными слоями Al₂O₃ и MoO₃ имеющим полупроводниковые свойства.

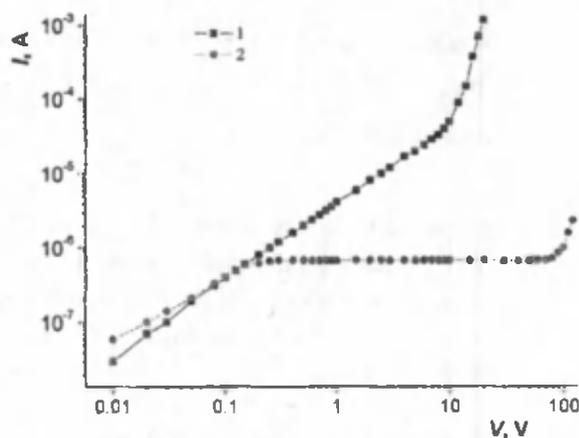


Рис.1. Прямая (1) и обратная (2) вольтамперные характеристики пленочной детекторной структуры № 06 при $T = 300\text{K}$

Отметим, что вместо MoO_3 может находиться твердый раствор $(\text{CdTe})_{1-x-y}\text{Mo}_x(\text{MoO}_3)_y$. На рисунке 1 представлены в двойном логарифмическом масштабе типичные обратная и прямая ветви вольтамперной характеристики одной из созданных Al - pCdTe - Mo - структур. Прямым направлением тока в структуре считается, когда к Al контакту прикладывается «-» потенциал, а обратным - «+» потенциал.

Анализ ВАХ показывает, что структура обладает выпрямляющими свойствами и ее коэффициент выпрямления «К» $\approx 10^4$. Как видно, обратная ВАХ имеет довольно протяженный сублинейный участок, в области напряжений 0,3-70V, в котором ток не превышает $(6-7) \cdot 10^{-7} \text{A/cm}^2$. Обратная ВАХ состоит в основном из трех участков: 1. $I \sim V^\alpha$, где $\alpha_1 \approx 0,83$; 2. $I \sim V^\alpha$ где $\alpha_2 \approx 0,003$; 3. $I \sim V^\alpha$ где $\alpha_3 \approx 2$ (рис.1). Известно [2], что для структур с развитой аккумуляцией при $v_a > 0$ (где v_a - скорость биполярного дрейфа) характерны встречные направления диффузии и дрейфа в условиях обогащения. При этом возникает взаимная компенсация дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей, когда рекомбинационно - генерационные процессы играют незначительную роль, чем процессы диффузионной и дрейфовой релаксаций. Известно также, что для наблюдения сублинейного участка ВАХ в структуре один из переходов должен быть идеальным, а другой не идеальным. В нашей n^+p-n^+ -структуре идеальным переходом является n^+p -гетеропереход и неидеальным $p-n$ -гетеропереход. При включении структуры в обратном направлении тока вблизи Al-pCdTe - контакта аккумулируются электроны, и также (в силу электронейтральности) дырки, если этот гетеропереход имеет большой потенциальный барьер для электронов. Анализ первого участка ВАХ и вольт-фарадной характеристики показали, что действительно для электронов имеется высокий потенциальный барьер $U_b \approx 0,97 \text{eV}$. Это приводит к накоплению неосновных неравновесных носителей заряда возле этого барьера и появлению положительного градиента $dn/dx > 0$. При этом реализуется условие, когда диффузия и дрейф направлены навстречу друг другу и, следовательно, в каком-то интервале токов они будут не усиливаться как, обычно, а подавлять друг друга и, следовательно, происходит рост сопротивления базы. В исследуемой структуре сублинейный участок ВАХ начинается с напряжения смещения $V_b \approx 0,3 \text{V}$, продлевается до $V_b \approx 70 \text{V}$ и сопротивление базы при этом возрастает примерно в 250 раз. Повышение электрического поля в базе из-за возрастания её сопротивления приводит к увеличению времени диэлектрической релаксации примерно также в двести пятьдесят раз. Скорость же биполярного дрейфа остается почти постоянной на сублинейном участке ВАХ, когда она определяется исключительно модуляцией глубоких примесных уровней. Повышение величины поля сильно влияют на время пролета неравновесных инжектированных электронов, которое равно $\sim 2 \cdot 10^{-8} \text{s}$, исходя из расчета экспериментальных данных, для конца сублинейного участка. Это значение времени пролета неравновесных электронов в $2,5 \cdot 10^2$ раз меньше, чем его значение в начале сублинейного участка. Из проведенного анализа становится очевидным, что в конце сублинейного участка в релаксационных процессах доминирующую роль играет время пролета неравновесных носителей тока, следовательно, определяющим током в структуре является дрейфовый ток.

Заключение: проделанная работа показала возможность создания новых конструкций детекторных транзисторных n^+p-n^+ -структур вида Al-Al₂O₃-pCdTe-{MoO₃ или твердый раствор(CdTe)_{1-x-y}Mo_x(MoO₃)_y}-Mo. Их база p-CdTe имеет с двух сторон МОП- структуры. Для таких детекторных структур диффузионная длина электронов $L_n \approx 30 \mu\text{m}$, толщина высокоомной базы (чувствительной области) и, соответственно, V_b намного больше, чем для аналогов. В этих структурах происходит возникновение дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей направленных навстречу друг другу. Эти потоки взаимно компенсируются, что приводит к уменьшению проводимости базы структуры и появлению протяженных сублинейных участков ВАХ в определенном диапазоне напряжения смещения.

Литература

1. П.М.Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю.Лейдерман // Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокой примеси. Ташкент, Р. 200 (1981)
2. И.М.Викулин, В.И. Стафеев. Физика полупроводниковых приборов. Москва, «Советское радио», 1980, 296 с.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ И НАНОТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Х.Б.Ашуров, Б.М.Абдурахманов, С.Е.Максимов, Б.Л.Оксенгендлер

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз;
maksimov_s@yahoo.com

Термоэлектричество является важным аспектом в решении энергетической и экологической проблем (эффективно решаемых в связи с солнечным излучением), входящих в перечень 10 глобальных проблем цивилизации [1]. Со времени А.Ф.Иоффе [2], который получил выражение для к.п.д. термоэлемента

$$\bar{\eta} = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max}} * \frac{Z \frac{T_{\max} + T_{\min}}{2}}{4} \quad (1)$$

где первая дробь – обычное выражение Карно для обратимых процессов, идет поиск материалов с максимальным

$$Z \frac{T_{\max} + T_{\min}}{2} = Z\bar{T} \quad (2)$$

где Z – число Иоффе (добротность) [2]:

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi} \quad (3)$$

α – коэффициент Зеебека [2], характеризующий термоэлектрическую способность материалов, σ – проводимость данного материала, χ – его теплопроводность. Обычно $ZT < 1$ [3,4], и современные исследования состоят в использовании структурированных объектов, включая наноструктурированные, где для лучших образцов $ZT \geq 1$ [3]. Стратегия увеличения к.п.д., согласно (1) и (2), состоит в нахождении сред с максимальным $Z\bar{T}$. Здесь, однако, возникает принципиальный вопрос, всегда ли для характеристики термоэлементов справедливы формулы (1) и (2). Этот вопрос следует переформулировать более фундаментально: формулы (1) и (2) выведены в представлении справедливости закона Ома $j_e = \sigma \frac{d(-\phi)}{dx}$ и закона Фурье $j_{heat} = -\chi \frac{d(T)}{dx}$, т.е. в приближении слабонерновесной термодинамики Онзагера [5]. Однако не очевидной является справедливость термодинамики Онзагера для нанообъектов, представляющих собой отнюдь не вакуумные щели, случай которых адекватно описывается баллистическими режимами барьера Ландауэра [6-9], а материальные объекты.

Следуя стандартной схеме модели Ландауэра [8], на Рис.1 изображены два резервуара – левый L и правый R, характеризующиеся температурами T_L и T_R и химическими потенциалами μ_L и μ_R , между которыми находится материальный нанообъект с характерным размером h , называемый обычно туннельным контактом (ТК). Запишем ток квазичастиц между резервуарами ($\mu_L \neq \mu_R$ и $T_L \neq T_R$) [8]. Тогда для электронного тока имеем выражение:

$$j_e = 2 \int_{v_x > 0} (q_0 v_x) D(\epsilon_x) \left[f_0 \left(\frac{\epsilon - \mu}{k_B T} \right) - f_0 \left(\frac{\epsilon - (\mu + q_0 \Delta V)}{k_B (T + \Delta T)} \right) \right] \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \quad (4)$$

Здесь $\mu_L - \mu_R = q_0 \Delta V$, $T_L - T_R = \Delta T$, $f_0(\dots)$ – функция распределения Ферми, $D(\epsilon_x)$ – вероятность туннелирования электрона. Дальнейшее рассуждение всегда состоит в том [7,9], что $q_0 \Delta V \ll k_B T$ и $\Delta T \ll T$ ввиду наноразмеров контакта. Используя это выражение, член в квадратных скобках (4) упрощается, и выражение заменяется на:

$$j_e = q_0 \frac{4\pi m k_B T}{(2\pi \hbar)^3} \int_0^\infty D(\epsilon_x) d\epsilon_x \int_{\epsilon^*} d\epsilon^* \left(\frac{\partial f_0(\epsilon^* - \mu^*)}{\partial \epsilon^*} \right) [q_0 \Delta V + (\epsilon^* - \mu^*) k_B \Delta T] \quad (5)$$

Здесь $\epsilon^* = \epsilon / (k_B T)$ и $\mu^* = \mu / (k_B T)$, q_0 – заряд туннелирующей частицы, ΔV – переход потенциала на левом и правом контакте вакуумной щели.

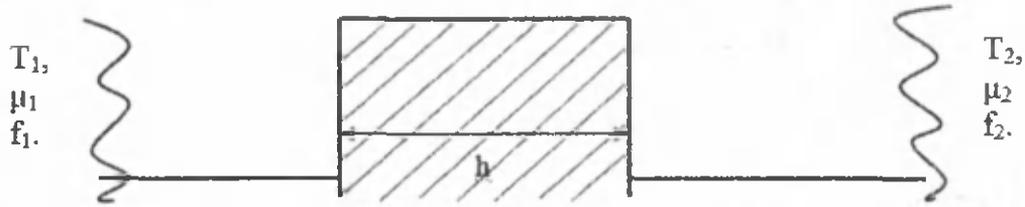


Рис. 1. Нанобарьер с характеристиками: теплопроводность T , химический потенциал μ , и функция заполнения Ферми f .

После открытия последней скобки в (5) следует для первого уравнения Онзагера [5,7]:

$$j_e = L_{ee} \frac{\bar{E}}{T} + L_{eq} \nabla \frac{1}{T}, \quad (6)$$

где L_{ij} – феноменологические коэффициенты Онзагера. Аналогично получается выражение и для потока тепла [5,7]. Отметим, что во всех случаях, описываемых уравнениями (4), (5) и (6), в качестве наноконтакта имеется в виду вакуумная щель.

Таким образом, основой линейного приближения Онзагера для туннельного контакта Ландауэра являются условия $q_0 \Delta V \ll k_B T$ и $\Delta T \ll T$, но для материального наноконтакта положение существенно сложнее. Действительно, наномасштабность материального туннельного контакта, являющегося подсистемой большой системы – термостата, указывает на неизбежность в нём больших флуктуаций. Так, если контакт является замкнутой системой [5], то в нём должны наблюдаться флуктуации температуры; из термодинамической теории флуктуаций имеем:

$$\overline{\Delta T^2} = k_B T / C_V, \quad (7)$$

где T – температура термостата, $C_V = \bar{C}_V d h^3$ – теплоёмкость термостата, d – плотность вещества термостата (отметим, что квантовость приведёт к некоторым смещениям C_V из-за дискретизации спектра, однако при высоких T эта поправка незначительна). Тогда при

$$\sqrt{\overline{\Delta T^2}} = \sqrt{\frac{k_B}{\bar{C}_V d h^3} T} \geq T_R - T_L < \frac{T_R + T_L}{2} \equiv \bar{T} \quad (8)$$

температурные флуктуации перекрывают перепад температур на наночастице, и условие применимости приближения Онзагера разрушается. Из неравенства $\sqrt{\frac{k_B}{\bar{C}_V d h^3} T} \geq \bar{T}$, справедливого по порядку величины и очевидного при большом перепаде температур, т.е. в условиях сильной неравновесности, легко получаем условие, ограничивающее h сверху:

$$h \leq h^* = \left(k_B / (\bar{C}_V d) \right)^{\frac{1}{3}} \quad (9)$$

Оценка h^* , например, для стёкол, а значит, и для материалов типа гранулированного кремния [10], даёт $h^* \approx 30 \text{ \AA}$ (отметим, что из-за термодинамического подхода в анализе h^* результат (9), на наш взгляд, имеет и более общую область применения).

Теперь возникла другая проблема: для того, чтобы указанная флуктуация температуры успевала влиять на электронные процессы, необходимо, чтобы длительность флуктуации $\sqrt{\overline{\Delta T^2}}$ превышала характерное время электрон-фононного взаимодействия: $\tau_{fl} > \tau_{e-ph}$. Время τ_{fl} ограничено проникновением избытка фононных волн в нанобъект и из него сквозь границу с термостатом. Вводя скорость фононов в веществе нанобъекта и термостата (c_n и c_{th}), а также их плотности ($d \approx d_n$ и d_{th}), получим оценку [11] для τ_{fl} :

$$\tau_{fl} = \frac{\tau_0}{1 - \left(\frac{d_{th} c_{th} - d_n c_n}{d_{th} c_{th} + d_n c_n} \right)^2} \quad (10)$$

Здесь $\tau_0 = h/c_n$ – время прохождения фононом наночастицы. Таким образом, условия модификации возникновения термоэлектрического тока в наноконтакте за счёт флуктуаций температуры имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} h \leq h^* = (k_B / (\tilde{C}_V d))^{1/3} \\ \frac{h/c_n}{1 - \left(\frac{d_{th} c_{th} - d_n c_n}{d_{th} c_{th} + d_n c_n} \right)^2} > \tau_{e-ph} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Уравнения (11) определяют диапазон эффективной модификации нанотермоэлектричества.:

$$\tau_{e-ph} c_n \left[1 - \left(\frac{d_{th} c_{th} - d_n c_n}{d_{th} c_{th} + d_n c_n} \right)^2 \right] < h < \left(\frac{k_B}{\tilde{C}_V d} \right)^{1/3} \quad (12)$$

Этот анализ позволяет сделать весьма любопытные общие выводы. Недавно в экспериментах были обнаружены эффекты возникновения э.д.с. на противоположных гранях сильнодефектных полупроводников при их нагревании без наличия градиента температур [10,12]. Эксперименты вызвали неоднозначное мнение, вплоть до того, что эти результаты – неучёт экспериментальных ошибок. Отметим, что с точки зрения обычных представлений, основанных на слабонеравновесной термодинамике Онзагера, такие сомнения вполне обоснованы: «нет термодинамической силы – нет потоков». Более того, указанные эксперименты не согласуются с очень важным принципом Кюри-Пригожина [5], согласно которому «симметрия причин явлений не может быть симметричнее симметрии эффекта». В применении к термоэлектричеству это означает, что отсутствие градиента температур (высокая симметрия причины) не может вызвать появления потоков (низкая симметрия). Отметим, однако, что этот принцип справедлив лишь для слабонеравновесных процессов (типа термодинамики Онзагера), для сильнонеравновесных же процессов (типа Пригожина) принцип Пригожина-Кюри не справедлив, и речь может идти лишь о спонтанном образовании структур из квазичастиц (электронов и фононов). Такие процессы спонтанного появления структур – прерогатива науки синергетики. Поэтому проблема ставится так: в предположении справедливости эффектов типа [10,12] надо сказать, что они должны трактоваться в рамках синергетики, что и было сделано ранее авторами [13,14]. Таким образом, возвращаясь к формулам (1) и (2), добавим, что их справедливость в случае синергетики не очевидна, и этот вопрос требует проработки для нанобъектов.

Литература

1. M.Gretzel. Chem.Letters. 2005. V.34. №1. P.8-13.
2. А.И.Иоффе. Полупроводниковые термоэлементы. (М.-Л.: Изд.-во АН СССР, 1960).
3. А.В.Дмитриев, И.П.Звягин. УФН. 2010.Т.180. №8. С.821-838.
4. Г.Абдурахманов, Р.А.Захидов, С.А.Маматкулова. Гелиотехника. 2012. №1. С.12-16.
5. И.Пригожин, Д.Кондепуди. Современная термодинамика. М.: Мир, 2009. 461 с.
6. M.Dragoman, D.Dragoman. Nanoelectronics. Principles and Devices. Oxford Univ.Press. 2009.
7. C.D.Guttman, E.Ben-Jacob, D.J.Bergman. Phys.Rev.B. 1995. V.51. P.17758-17766.
8. R.Landauer. J.Phys.C. 1989. V.1. P.8099.
9. Л.П.Булат, Д.А.Пшеный-Северин. ФТТ. 2010.Т.52. №3. С.452-458.
10. Б.М.Абдурахманов, М.М.Адилов и др. Гелиотехника. 2012. №2. С.17-23.
11. Б.М.Яворский, А.А.Пинский. Основы физики. Т.2. М: Наука, 1981. 486 с.
12. А.С.Саидов. Препринт Р-9-681. Ташкент: Институт ядерной физики АН РУз, 2007. 8 с.
13. A.S.Saidov. Internat. Scient. Journ. for Alternative Energy and Ecology. 2010. №5(97) P.27-33.
14. Б.Л. Оксенгендлер, Б.М. Абдурахманов ДАН РУз. 2011 г. №1. с 26-29.

О ПРОЦЕССАХ ТРАНСПОРТА НОСИТЕЛЕЙ В КВАНТОВОМ КЛИНЕ

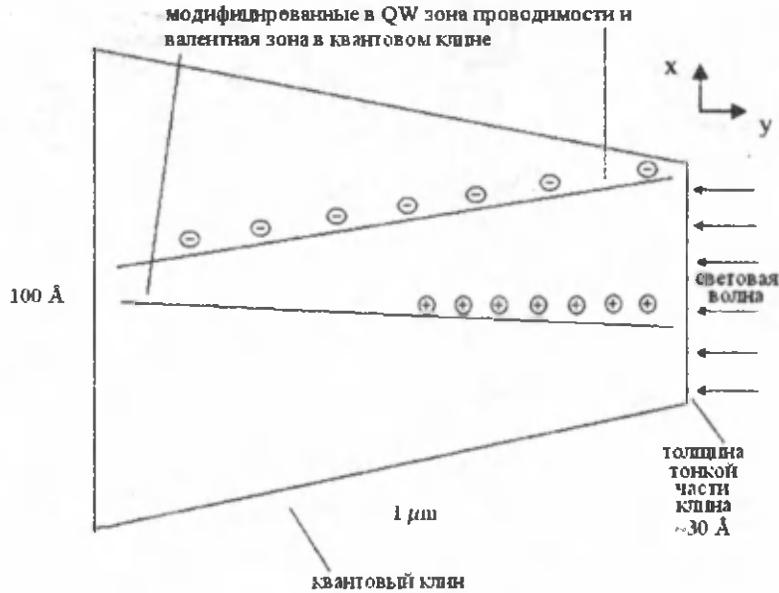
Аюханов Р.А.

Физико-технический институт Научно-производственного объединения "Физика - Солнце" Академии Наук Республики Узбекистан,
E:mail: alia@uzsci.net

В работах [1, 2] было показано, что в варизонных квантовых сверхрешетках электроны и дырки смещаются к одному краю зоны квантовой ямы (QW). Между тем такую же варизонность можно создать и на квантовом клине, то есть квантовой пластинке, по одной координате которой меняется ее толщина. В такой системе, в направлении изменения толщины клина, будет происходить изменение ширины QW. Это приводит к изменению ширины запрещенной зоны и, благодаря этому, к возникновению наклонных потенциалов в модифицированной в QW в зоне проводимости и

валентной зоне материала клина вдоль направления изменения ширины QW, стимулированной изменением толщины клина. Очевидно, что свободные электроны и дырки, введенные в такую систему (например светом) будут вести себя различно. Рассмотрим эти процессы более подробно.

Пусть вдоль направления x слева направо клин становится тоньше (то есть его толщина по оси y уменьшается). Соответственно, модифицированная в QW ширина запрещенной зоны кристалла становится больше, и поэтому появляются встроенные поля для зоны проводимости E_n и для валентной зоны E_p , связанные с изменением ширины QW (в направлении z клин считается бесконечным).



Если падающая на плоскость xz электромагнитная волна (ЭМВ) возбуждает электроны и дырки, то эти свободные носители будут под действием встроенных полей распространяться по координате x . При этом электроны начнут опережать дырки как в силу большей подвижности, так и благодаря большей величине встроенного поля. Вследствие взаимодействия возникающих таким образом объемных зарядов электронов и дырок система электронов и дырок будет в конечном счете распространяться как единое целое с одной и той же скоростью. Эта скорость находится следующим образом.

Уравнение непрерывности для электронов и дырок в такой системе будет иметь следующий вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} j_p = -\frac{1}{e} \sigma_p \frac{\partial(E_p + E)}{\partial x} - \frac{1}{e} E_p \frac{\partial \sigma_p}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n = \frac{1}{e} \sigma_n \frac{\partial(E_n + E)}{\partial x} + \frac{1}{e} E_n \frac{\partial \sigma_n}{\partial x} \quad (2)$$

Здесь n и p - концентрации электронов и дырок, j_p , j_n - плотность электронного и дырочного тока, σ_p и σ_n - дырочная и электронная проводимость, E - напряженность электрического поля, возникающая при изменении плотностей электронов и дырок, которая может быть найдена из уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = e \frac{p - n}{\epsilon \epsilon_0} \quad (3)$$

Здесь ϵ - диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 - электрическая постоянная.

В общем случае уравнений (1)-(3) достаточно для определения n , p и E . Но для нахождения $\frac{\partial n}{\partial t}$ и $\frac{\partial p}{\partial t}$ достаточно (1) и (2) умножить соответственно на σ_p и σ_n , и исключить $\frac{\partial E}{\partial x}$, как это

обычно делается в, напр.[3,4], тогда (1) и (2) будут иметь следующий вид (при учете того, что $\frac{\partial E_n}{\partial x} = \frac{\partial E_p}{\partial x} = 0$).

$$\frac{\partial p}{\partial t} \sigma_n = -\frac{1}{e} \sigma_p \sigma_n \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{1}{e} E_p \frac{\partial \sigma_p}{\partial x} \sigma_n \quad (4)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} \sigma_p = \frac{1}{e} \sigma_n \sigma_p \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{1}{e} E_n \frac{\partial \sigma_n}{\partial x} \sigma_p \quad (5)$$

Складывая (4) и (5), получаем:

$$\frac{\partial p}{\partial t} \sigma_n + \frac{\partial n}{\partial t} \sigma_p = \frac{1}{e} E_n \frac{\partial \sigma_n}{\partial x} \sigma_p - \frac{1}{e} E_p \frac{\partial \sigma_p}{\partial x} \sigma_n \quad (6)$$

Учитывая, что $\sigma_n = e \mu_n n$, $\sigma_p = e \mu_p p$ (μ_n , μ_p - электронная и дырочная подвижности) и считая, что $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}$, $\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x}$ из (6) имеем:

$$\frac{\partial p}{\partial t} (\mu_n n + \mu_p p) = \frac{\partial p}{\partial x} \mu_n \mu_p (E_n p - E_p n) \quad , \quad (7)$$

то есть

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\mu_n \mu_p (E_p n - E_n p)}{\mu_n n - \mu_p p} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (8)$$

Отсюда следует, что скорость пакета электронов и дырок по аналогии с [4] имеет вид:

$$v = \frac{\mu_n \mu_p (E_p n - E_n p)}{\mu_n n - \mu_p p} \quad (9)$$

Анализ формулы (9) показывает, что в собственном полупроводнике, когда $n = p$ скорость пакета равна

$$v = \frac{\mu_n \mu_p (E_p - E_n)}{\mu_n - \mu_p} \quad (10)$$

То есть в отличие от объемного полупроводника пакет имеет ненулевую скорость. Оценка этой величины для клина длиной $1 \mu\text{m}$ (размер клина по оси x), с размерами толстой и тонкой части клина, соответственно 100 \AA и 30 \AA с соответствующими встроенными полями $E_n = 4.5 \cdot 10^2 \text{ V/cm}$, $E_p = 6 \cdot 10^2 \text{ V/cm}$ и подвижностями $\mu_n = 9 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p = 3 \cdot 10^2 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ дает $v \approx 2 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$

Если полупроводник имеет электронную проводимость ($n \gg p$), то (9) преобразуется в $v = \mu_p E_p$. В случае дырочной проводимости $v = -\mu_n E_n$, то есть для квантового клина соблюдается та же закономерность, как и в объемном кристалле – скорость пакета определяют неосновные носители, однако в роли электрического поля выступают встроенные поля, задаваемые уменьшением толщины QW. Здесь следует отметить, однако, что как показывают оценки, данный расчет в примесных полупроводниках для клина длиной $1 \mu\text{m}$ может быть справедлив лишь для областей концентраций примесей не больших 10^{13} cm^{-3} из-за экранирования встроенных полей стимулированным полем свободных носителей. Если же рассматривать клин меньшей длины – эта предельная концентрация может быть увеличена.

Таким образом, неравновесные носители в квантовом клине распространяются в одном направлении (в сторону более толстой части клина). Большая подвижность и большее встроенное поле электронов приводит к возникновению объемных зарядов, создающих поля, связывающие систему электронов и дырок в пакет. В случаях электронной и дырочной проводимостей этот пакет обладает теми же скоростями неравновесных носителей и движется в том же направлении, что и неосновные носители при соответствующей проводимости. Эти скорости определяются подвижностями и соответствующими встроенными полями. В случае собственного полупроводника, в отличие от объемного случая, когда пакет имеет нулевую скорость, электроны и дырки, составляющие пакет, движутся со скоростью, определяемой как встроенными полями, так и подвижностями электронов и дырок.

Литература

1. Аюханов Р.А., Шкердин Г.Н. Эффект увеличения фотоупругости в сверхрешетках вблизи междозонных резонансов, стимулированный локализацией носителей в квантовой яме. // ФТТ. 2001. Т. 43. № 3. С.508-510.
2. Аюханов Р.А., Шкердин Г.Н. Эффекты фотоупругости в сверхрешетках с наклонным дном ямы вблизи междозонных резонансов. // ФТТ. 2006. Т. 48. № 2. С.508-510.
3. Смит Р. Полупроводники. -М.: -Мир, 1982. -558 с.
4. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. -М.: -Наука, 1990. -685с.

ОБ ОДНОМЕРНОМ ПОЛЯРОНЕ

П.Ж. Байматов

Наманганский Государственный университет,

Узбекистан, 716019, г. Наманган, ул. Уйчинская, д. №316. Тел.: (8-3692) 265501. e-mail:

baymatov@rambler.ru

В последние годы широко обсуждаются о существовании полярона в высокотемпературных сверхпроводниках [1,2], в цепочках ДНК [3,4], наноструктурах [5,6] и других системах [7].

Континуальная теория полярона при произвольной силе связи в представлении Шредингера разработана в работе [8] и была развита в [9]. Позднее, эта теория была применена для изучения перестройки спектра электрона в одном (1D) измерении [10]. Здесь кратко обсуждаются перестройки электронного спектра и некоторые специфики этой задачи в 1D.

Гамильтониан задачи имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \sum_q [V_q b_q \exp(iqx) + V_q^* b_q^* \exp(-iqx)] + \sum_q \hbar \omega_b b_q^+ b_q \quad (1)$$

и диагонализуется по состоянию

$$\Psi = U \varphi, \quad U = \exp \left[\sum_q (F_q(x) b_q^+ - F_q^*(x) b_q) \right], \quad U^* U = 1, \quad \langle 0|0 \rangle = 1 \quad (2)$$

где

$$V_q^{1d} = -i \hbar \omega_b \left[\frac{p \ell_0}{L} \delta \right]^{1/2}, \quad \ell_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m^* \omega_b}}, \quad \sum_q \dots = \frac{L}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dq \dots \quad (3)$$

В результате получается функционал

$$J = \frac{\hbar^2}{2m^*} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \sum_q \int_{-\infty}^{\infty} dx \varphi^2 \left[\frac{\hbar^2}{2m^*} \left| \frac{\partial F_q}{\partial x} \right|^2 + \hbar \omega_b |F_q|^2 + V_q F_q \exp(iqx) + V_q^* F_q^* \exp(-iqx) \right] \quad (4)$$

Следуя Гроссу [9], введя обозначение $F_q = V_q^* \Psi_q / \varphi$, варьируя (4) по Ψ_q получаем неоднородное дифференциальное уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi_q}{\partial x^2} + \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{1}{\varphi} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \Psi_q + \hbar \omega_b \Psi_q + \varphi \exp(-iqx) = 0 \quad (5)$$

Экстремальное значение функционала (4) теперь будет

$$J = \frac{\hbar^2}{2m^*} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \sum_q |V_q|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx \varphi \Phi_q \exp(iqx) \quad (6)$$

Для определенных классов пробных функций $\varphi(x)$ уравнению (5) можно решать методом функции Грина (ФГ) [9,10]. В случае, когда $\varphi(x) \sim \text{sh}(dx)$ состояния электрона оказались локализованным при $b > b_{cr} = 1.837$, детали расчета см. [10]. В наших обозначениях форм-фактор V_q в (3) отличается от [10] на $\pi/2$, так что, $b_{cr} = 1.17$. Как отмечал Гросс [9], что энергия полярона очень чувствительна к выбору $\varphi(x)$. Однако, при произвольном выборе $\varphi(x)$, решение (5) затружено.

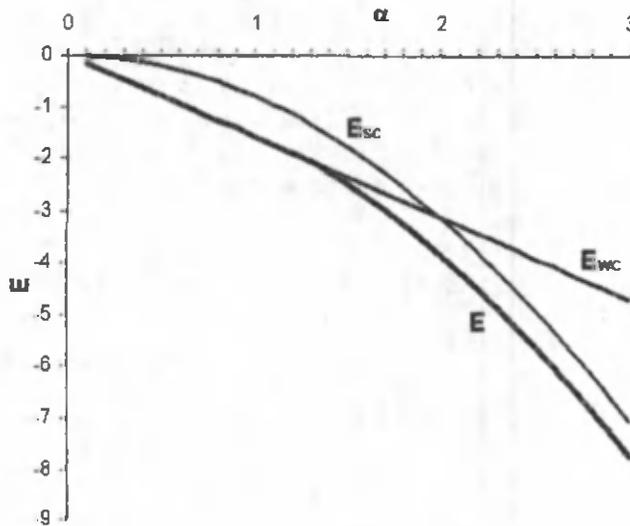
Мы испробовали функцию $\varphi(x) \sim \exp(-d^2 x^2)$. ФГ в данном случае можно найти спектральным разложением и воспользовавшись формулой Мелера [11]. Найденная форма ФГ имеет вид

$$G(x, x') = \frac{\hbar \psi_0 \exp(-d^2(x^2 + x'^2))}{\sqrt{2p}(\hbar^2 d/m^2)} \int_0^\infty dt \frac{\exp(-t/(4l_0^2 d^2))}{\sqrt{1-e^{-2t}}} \exp\left(-2d^2 \frac{2xx'e^{-t} - (x^2 + x'^2)e^{-2t}}{1-e^{-2t}}\right)$$

Подставляя его в (6), интегрируя по q, x, x' имеем

$$J = M^2 - \frac{\sqrt{p}b}{4m} \int_0^\infty dt \frac{\exp(-t/4M^2)}{\sqrt{1-e^{-t}}} = M^2 - \sqrt{p}bM \int_0^\infty dt \frac{\exp(-t)}{\sqrt{1-e^{-4M^2 t}}}, \quad M = dl_0 \quad (7)$$

Минимизированная энергия в пределе сильной связи $\alpha \rightarrow \infty, \mu \rightarrow \infty$, равна $E_{sc} \approx -p b^2/4$, а в пределе слабой связи $\alpha \rightarrow 0, \mu \rightarrow 0, E_{wc} \approx -b p/2$.



Энергия при слабой связи совпадает с результатом полученной по теории возмущений 2-го порядка [12]. В промежуточной области (7) минимизировали численно, и зависимость $E(\alpha)$ представлена графически.

Локализованное состояние наступает когда $b > b_{cr} = 1.24$, что близко к значению [10]. Появление такой критической точки свойственна теории [8]. Вопрос о том, что существует ли такой $\varphi(x)$, что $b_{cr} \ll 1$, остается открытым.

Литература

1. Bussmann-Holder A., Keller H. de Leon J.M. Simon A., Bishop A.R., Muller K.A. J. Superconductivity & Novel Magnetism. 2010. V. 23. P. 295–299.
2. Lakhno V.D. Solid State Commun. 2012. V. 152. P. 621–623.
3. Slinker J.D., Muren N.B., Renfrew S.E., Barton J.K. Nature Chemistry. 2011. V.3. P.228–233.
4. Genereux C.G., Boal A.K., Barton J.K. J. Am. Chem. Soc. 2010. V. 132. P. 891–905.
5. Hohenadler M., Littlewood P.B. Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 155122.
6. Muljarov E.A., Zimmermann R. Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 237401.
7. Shen X.Y., Dong B., Lei X.L., Horing N.J.M. Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 115308.
8. В.М.Буймистров, С.И.Пекар. ЖЭТФ 32, 5, 1193 (1957).
9. E.P.Gross. Ann.Phys. (Leipzig) 8, 78 (1959).
10. A.P.Popov., A.A.Lavrentev. Phys. Stat. Sol. (b) 155, 185 (1989).
11. Бейтман Г. Высшие трансцендентные функции / Эрдейи А. // Москва. Наука. -1973. – Т. 1,2.
12. F. M. Peeters, and M. A. Smondyrev, Phys. Rev. B 43, 4920 (1991).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОСТРУКТУРЫ КЛАСТЕР АТОМОВ НИКЕЛЯ - КРЕМНИЙ

М.К. Бахадырханов, Б.А. Абдурахманов, Э.Б Сантов

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент

Полупроводники с кластерами примесных атомов представляют большой научный и практический интерес. Это прежде всего связано с возможностью целенаправленного управления фундаментальными параметрами полупроводниковых материалов, а также с обнаружением в таких материалах уникальных физических явлений, позволяющих на их основе создать ряд принципиально новых электронных приборов [1]. Если учесть, что кластеры в зависимости от природы примесных атомов и электронной структуры могут иметь металлические и полупроводниковые свойства, то можно получить структуры в виде захороненных барьеров Шоттки и гетеропереходов как на поверхности [2], так и в объеме кристалла с достаточно высокой плотностью ($N \sim 10^5 + 10^6 \text{ см}^{-2}$).

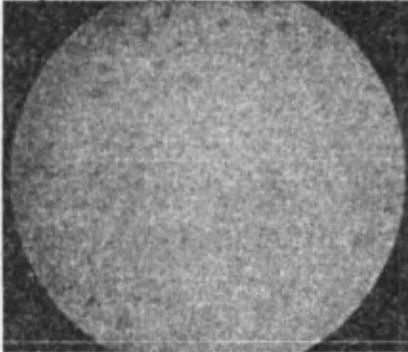


Рис. 1. Кремний с кластерами никеля

Целью данной работы являлось изучение особенности вольтамперной характеристики структур кластер атомов Ni - кремний. Формирование кластеров осуществлялось легированием кремния никелем по разработанной нами технологии, так называемой – низкотемпературной и поэтапной диффузии.

При этом в качестве исходного материала был использован промышленный монокристаллический кремний как n типа с концентрацией фосфора ($N_P = 5 \cdot 10^{13}, 4 \cdot 10^{14}, 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), так и p типа с концентрацией бора ($N_B = 2 \cdot 10^{15}, 1,5 \cdot 10^{16}, 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Состояние кластеров и их плотность в образцах исследовались с помощью инфракрасного микроскопа ИНФРАМ-И. Как показали результаты исследований состояние и плотность кластеров практически не зависит от типа и концентрации исходных примесных атомов, а в основном зависит от температуры диффузии. Исследование состояния и распределения кластеров в образцах, после поэтапной шлифовки по 50 мкм до середины толщины образцов показало, что кластеры распределены равномерно по всему объему образца. Установлено, что плотность кластеров меняется в пределах $N \sim 10^6 + 10^8 \text{ см}^{-2}$ и их диаметр практически слабо зависит от температуры и составляет $d = 1,0 \div 2 \text{ мкм}$ (рис. 1.).

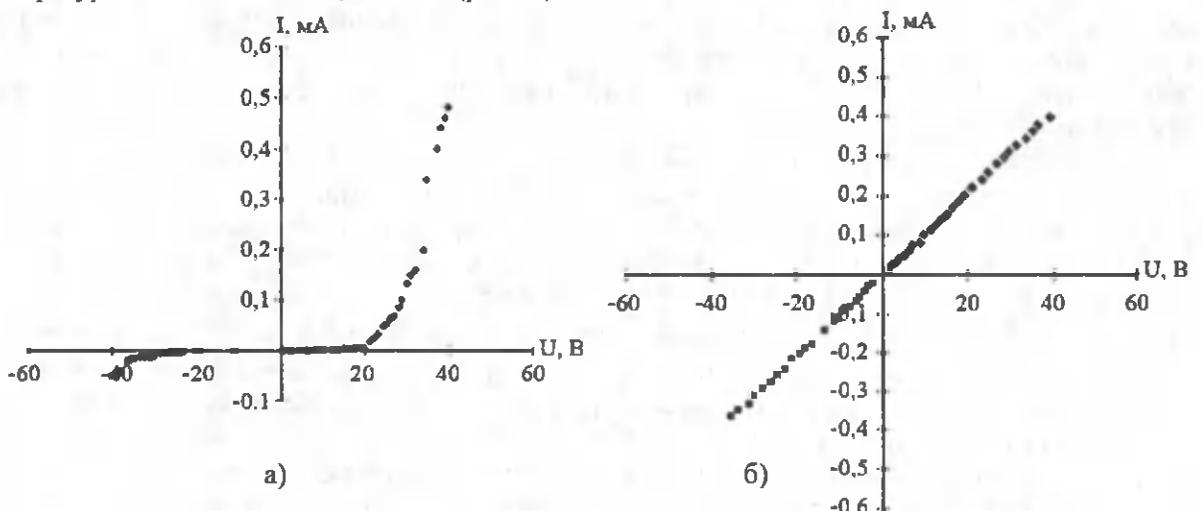


Рис. 2. Вольтамперная характеристика структур кластер атомов Ni-кремний КЭФ-60 полученных для различных точек.

а) с точки где имеется кластер никеля; б) с точки без кластера никеля

На рис. 2 показана ВАХ структур кластер атомов Ni-кремний на основе кремния n-типа с $\rho = 60 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ снятые из различных точек при комнатной температуре. Как видно из рисунка ВАХ таких структур имеет несимметричную зависимость тока от полярности приложенного поля, т.е. имеет

выпрямляющие свойства, при этом следует отметить, что в таких структурах обратный ток очень маленький ($J_p < 10^{-6}$ А) и не зависит от приложенного напряжения, т.е. имеет ВАХ свойственную идеальному контакту металл-полупроводник. Коэффициент выпрямления $K = I_{пр} / I_{обр}$ данной структуры в зависимости от приложенного напряжения изменяется в интервале 80-150. Так же ВАХ была снята для образцов кремния n-типа (КЭФ-2, КЭФ-40) и p-типа (КДБ-0,1 и КДБ-10). Результаты исследования дают основание предполагать, что при этом образуется структура металл-полупроводник (барьер Шоттки), а не p-n-переход так, как в области кластера, где кремний обогащен атомами никеля не создаются микроучастки с отрицательной проводимостью.

Подтверждением этого предположения могут служить следующие экспериментальные результаты:

Известно, что Ni в кремнии действует как акцепторная примесь и создает два энергетических уровня с энергиями $E_1 = E_v + 0,2$, $E_2 = E_c - 0,4$ и максимальной концентрацией электроактивных атомов при $T = 1250$ °С, которая составляет 10^{14} см⁻³. Поэтому формирование p-n-перехода в кремнии n-типа с концентрацией фосфора $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³ не возможно.

ВАХ структур кластер никеля-p-Si не имеет омического характера, а имеет четко выпрямляющий характер.

Поэтому можно утверждать, что структура кластер-Si – это контакт металл-полупроводник, т.е. диод Шоттки.

Литература

1. Мильвидский М.Г., Чалдышев В.В. Наноразмерные атомные кластеры в полупроводниках – новый подход к формированию свойств материалов // ФТП. 1998. Т.32. №5. С. 513-518.
2. Томилини С.В., Яновский А.С., Томилини О.А., Микаелян Г.Р. Исследование вольт-амперных характеристик наноструктурированных пленок Pd на Si-подложке после вакуумного отжига // ФТП. 2013. Т.47, №6. С.772-776

ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРЕМНИИ С МНОГОЗАРЯДНЫМИ НАНОКЛАСТЕРАМИ

М.К. Бахадурханов, С.Б. Исамов, К.С. Аюпов, А. Хасанов, М. Миркамилова

Ташкентский государственный технический университет

Как показано, в работах [1, 2], при определенных термодинамических условиях, атомы марганца в решетке кремния формируют многозарядные нанокластеры $[(Mn)_n^{+8} B^{-1}]^7$. Поэтому представляет большой научный и практический интерес исследования подвижности носителей заряда в таких материалах. Так как в литературе практически отсутствует какая-нибудь информация о подвижности носителей заряда с многозарядными центрами, особенно с многозарядными нанокластерами.

Такие исследования позволяют не только выяснить механизм переноса зарядов, но и представляет возможность управления подвижности носителей заряда. В данной работе приводятся оригинальные результаты о подвижности дырок в кремнии с многозарядными нанокластерами атомов марганца в зависимости от температуры, электрического поля, и освещенности света. В результате исследования установлено, что подвижности дырок в кремнии с многозарядными нанокластерами при $T \approx 300$ К, имеет аномальные маленькие значения $\mu = 60 \div 100$ В/см, что не характерно для кремния. В отличие от обычного кремния с аналогичными электрическими параметрами, но без нанокластеров, подвижности дырок в таких материалах существенно зависит от электрического поля и с ростом последнего практически линейно увеличивается (рис. 1). Исследование температурной зависимости подвижности дырок в таких материалах показали, что они имеют аномальный характер. С понижением температуры от комнатной температуры подвижности дырок μ_p не увеличивается в соответствии по формуле $\mu \sim T^{-\frac{2}{3}}$, согласно теории рассеяния в полупроводниках, а имеет несколько ретроградный характер (рис. 2).

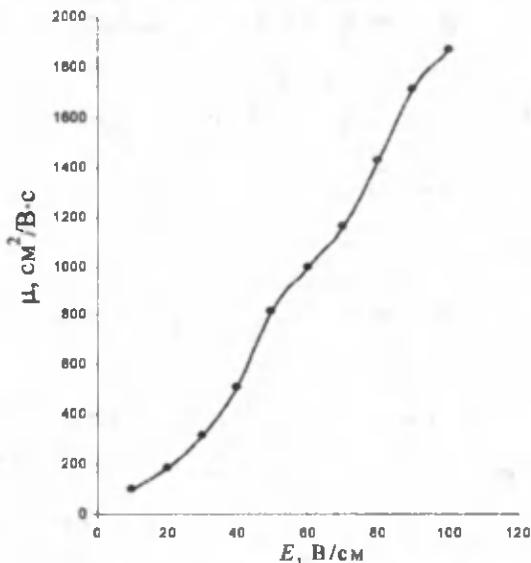


Рис. 1. Зависимость подвижности дырок от напряженности электрического поля.

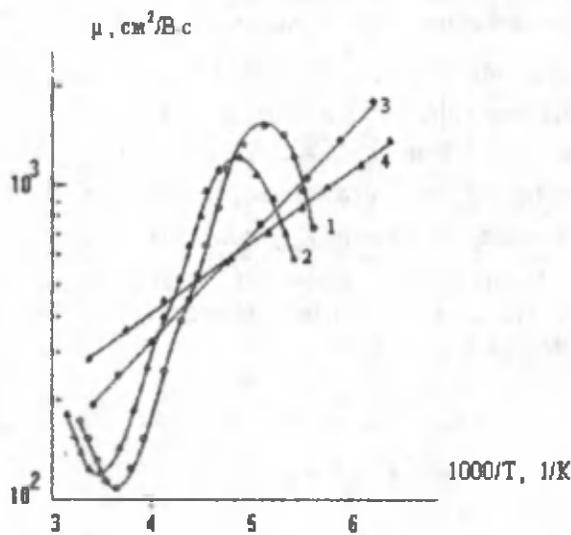


Рис. 2. Зависимость подвижности носителей тока от температуры: 1 – 10^4 Ом·см p-тип, 2 – 10^5 Ом·см p-тип, 3 – 10^5 Ом·см n-тип, 4 – 10^4 n-тип.

Исследование влияния освещенности как интегральным и так и монохроматическом светом $h\nu > 0,4$ эВ показали, что с ростом интенсивности подающего света, подвижности дырок увеличивается и достигает своего максимального значения (т.е. значение подвижности дырок в кремнии при интенсивности $I \sim 50+60$ люкс), а дальнейший рост интенсивности света не приведет к изменению μ_p . Полученные экспериментальные результаты дают основание считать, что механизм рассеяния в таких материалах существенно отличается от обычных полупроводниковых материалов. При этом в достаточно широкой области температуры 100-300 К, в таких материалах основным механизмом является рассеяние в многозарядных центрах. Очень важным фактором является управление подвижности дырок с помощью освещенности света, что и позволяет создать принципиально новые фотоэлектронные приборы с большой высокой чувствительностью.

Литература

1. Бахадырханов М.К., Аюпов К.С., Мавлянов Г.Х., Илиев Х.М., Исамов С.Б. Фотопроводимость кремния с нанокластерами атомов марганца // Микроэлектроника, 2010. том 39, № 6. С. 426-429.
2. Абдурахманов Б.А., Аюпов К.С., Бахадырханов М.К., Илиев Х.М., Зикриллаев Н.Ф., Сапарниязова З.М. Низкотемпературная диффузия примесей в кремнии // Доклады АН РУз, 2010. № 4. С. 32-36.

C₇₀-CLUSTERS FORMATION IN SOLUTIONS

S.A. Bahramov¹, A.M. Kokhkharov², E.A. Zakhidov², U.K. Makhmanov¹, Sh.P. Gofurov²

¹ Special Construction Department of Ion-plasma and Laser Technology Institute of AS of Uzbekistan, Tashkent, bahramov@mail.ru

² Ion-plasma and Laser Technology Institute of AS of Uzbekistan, Tashkent, Republic of Uzbekistan. kokham@yandex.com

TEM-studies of C₇₀-solutions showed stable ball-shaped C₇₀-clusters formation in toluene+acetonitrile mixtures. It has been demonstrated, that the C₇₀-clusters sizes depend on initial concentration of C₇₀, as well as volume fraction of acetonitrile in solvent mixture. Correlations between change of electronic absorption spectra and C₇₀-clusters formation in solutions have been demonstrated. Nonlinear ellipse rotation (NER) of laser pulses ($\lambda = 532$ nm, $\Phi_{FWHM} \sim 12$ ns) in benzene, toluene, and toluene+acetonitrile solutions of C₇₀-D(5h) has been investigated experimentally..

For an isotropic medium, the third-order susceptibility tensor $\chi^{(3)}(\omega)$ has three independent components: $\chi_{xyxy}^{(3)}$, $\chi_{xyyx}^{(3)}$, and $\chi_{xxyx}^{(3)}$ [1], which have not been taken into account in Z-scan measurements [2]. The NER-effect (using an elliptically polarized wave) in C₇₀ solutions is quite sensitive to changes in both intensity and degree of ellipticity of the laser pulses, as well as the solvent composition. This effect

allows to define absolute values and signs of nonlinear cubic susceptibility $\chi_{xyxz}^{(3)}$ of solutions at various polarizations of laser pulses (see Table 1). Sign of n_2 determines by the direction of nonlinear rotation of polarization ellipse in a medium and considers as positive at left rotation of the polarization ellipse in case of $I_+ > I_-$, and at the right rotation in case of $I_+ < I_-$ from the viewer's position, where I_+ and I_- are the intensities of right- and left-handed polarized circular components of laser radiation, respectively. In the counter case, the sign of $\chi_{xyxz}^{(3)}$ considers as negative.

Formation of molecular aggregates (clusters) of C_{70} in two-component organic solvents (< C_{70} +Toluene+Acetonitrile>) is accompanied by critical changes in the nonlinear rotation of laser beam polarization ellipse in solutions.

Table 1

Values of basic nonlinear optical parameter $\chi_{xyxz}^{(3)}$ of C_{70} in toluene (TOL) and benzene (BZ) at different laser beam ellipticity $\theta = (|I_+| - |I_-|) / (|I_+| + |I_-|)$. Concentration of C_{70} in TOL was $5 \cdot 10^{-2}$ wt.% C_{70} , and in BZ $6 \cdot 10^{-2}$ wt.% C_{70} , $\lambda = 532$ nm.

		θ	0.2	0.3	0.4	0.6
TOL	- $\text{Re } \chi_{xyxz}^{(3)}(\omega)$, ($\times 10^{-11}$, CGS units)		1.41	2.3	2.8	3.5
BZ			2.73	3.8	5.3	5.8

Increase of C_{70} concentration in toluene, as well as in benzene, leads to drastic shape changes in the electronic absorption spectra of solutions, namely to disproportional decrease of specific characteristic of absorption band in a range between 350–400 nm, and enhancement in 450–500 nm, that we associate with increase in size of stable C_{70} -clusters by the following schema: $nC_{70} \rightarrow (C_{70})_n$.

Table 2.

Values of $\chi_{xyxz}^{(3)}(\omega)$ of fullerene C_{70} solutions at various concentrations (C) of C_{70} and volume fractions of acetonitrile (ACE) in mixture (TOL+ACE). Laser beam parameters: $1 \sim 5 \cdot 10^6$ W/cm², $\theta \approx 0.42$, $\lambda = 532$ nm.

C , ($\times 10^{-4}$, M)		11.9	9.52	5.95	2.38	0.595
- $\text{Re } \chi_{xyxz}^{(3)}(\omega)$, ($\times 10^{-11}$, CGS units)	10% ACE	1.2	2.97	3.06	1.42	0.37
	20% ACE	0.37	0.94	2.34	1.35	0.36
	30% ACE	0.03	0.35	1.49	1.17	0.34

The NER-effect is quite sensitive to changes of laser beam intensity and polarization ellipticity, as well as concentration of fullerene in solutions, and solvent content. Increase of intensity and degree of ellipticity leads to an increase and gradual rotation angle saturation in toluene and benzene.

The nonlinear coefficient n_2 is related to the of third-order nonlinear susceptibility $\chi_{xyxz}^{(3)}$ through $n_2 = 3\text{Re}(\chi_{xyxz}^{(3)})/4\epsilon_0 n_0 c$ [2], where ϵ_0 is the permittivity of vacuum, $n_0 \approx 1$, c is light velocity.

The formation of C_{70} -molecular aggregates in TOL+ACE leads to the substantial changes in the nonlinear rotation of polarization ellipse. Gradual increase of C_{70} concentration in solvent mixture (TOL+ACE) is accompanied with the decrease of specific polarization rotation. For a fixed laser beam parameters (intensity and degree of ellipticity) and concentration of C_{70} in the TOL+ACE, increase in volume fraction of ACE leads to a decrease of nonlinear specific rotation magnitude.

For determination of C_{70} -nanocluster's size distribution in TOL+ACE ($5 \cdot 10^{-2}$ wt.% C_{70}) we have measured the diameters of ~ 100 clusters that occurred on 5 transmission electron microscopy grids (copper grid with thin formvar film, 3.05 mm 300 mesh). The mean value of C_{70} -nanoclusters diameter was ~ 242 nm. It is important to note, that around 90% of all nanoclusters on TEM-grids had perfect spherical form, with diameter ranging $\sim 180 \div 291$ nm. The rest ~ 10 % were omitted because of none spherical, often indefinite form.

The observed NER-effect in C_{70} -solutions indicates the possibility of analogous effect in solutions of higher fullerenes (C_{76} , C_{78} , C_{80} , C_{84}) and their endohedral complexes $A_m@C_n$ (where the hetero atoms A_m are found in an inner cavity of the C_n molecule). Future studies of NER-effect in solutions of endometallofullerenes ($M_m@C_n$) will possibly to obtain the important information: migration of the metal

atoms (M_m) within the fullerene skeleton, charge transfer from "guest" metal atom to the carbon shell, cluster formation of endometallofullerenes in solutions, etc.

Further detailed research of NER-effect in fullerene-containing materials is very useful for electronic engineering and can lead to creation of electronic components, which can be reversibly and multiply activated on switch from linear to elliptical polarization of high-intensity light pulses.

Reference

1. R.W. Boyd, Nonlinear Optics, 2nd ed. (Academic Press: Boston, 2003).
2. Zhi-Bo Liu, Xiao-Qing Yan, Jian-Guo Tian, Wen-Yuan Zhou, and Wei-Ping Zang. Nonlinear ellipse rotation modified Z-scan measurements of third-order nonlinear susceptibility tensor. OPTICS EXPRESS. Vol. 15, No. 20, P. 13351-13359 (2007).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ Nd:Cr:GSGG В КАЧЕСТВЕ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА В ДИСКОВЫХ ЛАЗЕРАХ С СОЛНЕЧНОЙ НАКАЧКОЙ

С.А. Бахрамов, Ш.Д. Пайзиев, Ф.Ф. Шайимов

Специализированное конструкторское – технологическое бюро при институте ионно – плазменных и лазерных технологий АН РУз. Ташкент,

Дурмон Юули 28, тел: 2625972, email: fayzi2008@mail.ru

В данной работе рассмотрен лазерный материал Nd:Cr:GSGG, который может конкурировать с Nd:Cr:YAG керамическим материалом по эффективности преобразования солнечного излучения в лазерное.

Несмотря на многочисленные достоинства, наиболее распространенные лазеры на кристаллах и стеклах имели существенный недостаток при ламповой накачке — низкий к.п.д. генерации. Так, например, к.п.д. известного лазера на гранате с неодимом не превышает 1—2%. Основной причиной этого недостатка является плохое согласование непрерывного спектра лампы накачки с полосатым по структуре и слабым поглощением неодима в активном элементе. Принципиальные пути повышения к.п.д. твердотельных лазеров известны. Нужно либо резко повысить концентрацию активной примеси (например, ионов неодима) и таким образом увеличить оптическую плотность активной среды, либо использовать двукратно активированные среды, содержащие дополнительную примесь, сильно поглощающую излучение лампы накачки и затем эффективно передающую ее активной примеси. Однако на пути осуществления обоих этих решений встретились принципиальные трудности. Так, простое повышение концентрации активной примеси (в Nd:YAG) в большинстве случаев не приводило к положительному результату из-за хорошо известного явления - концентрационного тушения люминесценции.

Первая попытка использовать эффект сенсбилизации для повышения к.п.д. неодимовых лазеров была предпринята еще в 1964 г. [1]. Это был лазер на кристаллах ИАГ-Cr-Nd, в котором в роли сенсбилизатора выступал ион Cr^{3+} . Важный шаг в понимании механизма передачи энергии в паре $Cr^{3+} - Nd^{3+}$ был сделан в [2-6]. Как было показано, решающую роль играет энергетический зазор ΔE между 2E - и 4T_2 -уровнями энергии иона Cr^{3+} (рис.1). Быстрая передача энергии от Cr^{3+} к Nd^{3+} (т. е. быстрая в сравнении со скоростью дезактивации верхнего рабочего уровня ${}^4F_{3/2} Nd^{3+}$) возможна только при условии, если

$$\Delta E \leq kT \tag{1}$$

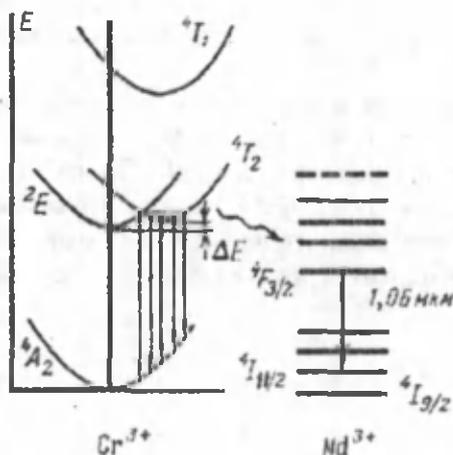


Рис. 1. Схема нижних энергетических состояний ионов Cr^{3+} и Nd^{3+} [3]

В частности, было показано, что схема уровней Cr^{3+} в кристалле ИАГ не удовлетворяет этому условию, и именно поэтому введение хрома в ИАГ-Nd не приводил к существенному выигрышу при импульсном возбуждении. Однако, проведенные недавно эксперименты с новым керамическим Nd:Cr:YAG активным элементом, с имитатором солнечного излучения показали 40%-ную эффективность преобразования, который интенсивно исследуется в последнее время.

Наряду с этим поиски других кристаллов и стекол с эффективной передачей энергии возбуждения от хрома к неодиму привели к синтезу целого ряда кристаллов со структурой граната, активированных Cr^{3+} и Nd^{3+} и удовлетворяющих условию (1). В основном это сложные замещенные соединения, относящиеся к группе галлиевых гранатов. Среди них выдающимися свойствами обладает кристалл ГСГГ- Cr^{3+} - Nd^{3+} . По своему составу этот кристалл представляет собой сложный годолиний скандий галлиевый гранат, в состав которого входят, кроме галлия и неодим.

Эффективность накачки лампы вспышки для Nd:Cr:GSGG оказалось два раза больше чем с Nd:YAG. Объяснение высокой эффективности кодированного GSGG следует из рис.3. [7], где показан спектр поглощения этого материала. Видно, что имеются две высокоинтенсивные полосы поглощения Cr^{3+} , имеющие максимумы в 450 и 640 нм, перекрывающие заметную часть видимой области и узкие линии Nd.

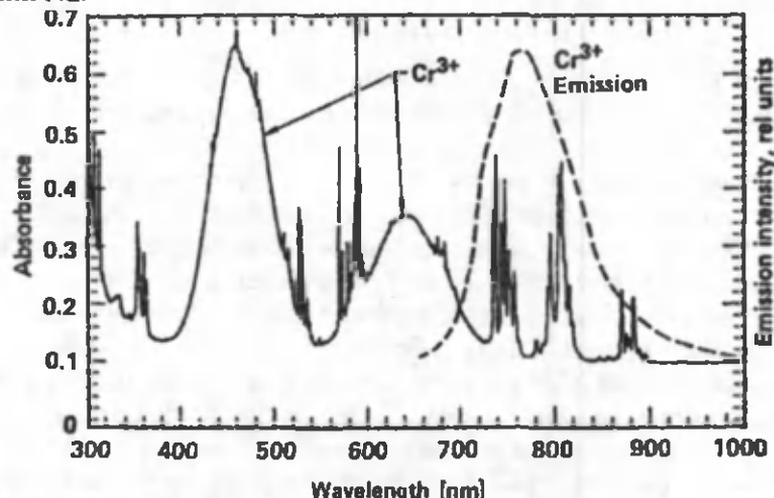


Рис. 3. Спектр поглощения Cr:Nd:GSGG [7]

Однако, из-за того, что теплопроводность кристалла Nd:Cr:GSGG приблизительно в 2 раза ниже по сравнению с Nd:YAG он имеет свойства более сильных термически наведенных линзовых эффектов и двойного лучепреломления, по сравнению с Nd:YAG. Поэтому, преимущество Nd:GSGG кристалла исчезает при увеличении мощности накачки по сравнению с Nd:YAG из-за большего тепло-наведенного искажения луча. Для создания мощных лазеров с солнечной накачкой Nd:Cr:GSGG кристалл считался непригодным до появления лазеров с активными элементами представляющими собой тонкий диск с высокой концентрацией активных ионов, где имеется возможность эффективного охлаждения и как следствие для устранения термических эффектов.

В связи с этим в рамках данной работы нами исследованы возможности создания высокоэффективных лазеров на основе Nd:Cr:GSGG активных элементов дисковой геометрии. Показано что, эффективность преобразования может достигнуть величины 30% для рассмотренной схемы лазера.

Ниже мы представляем результаты для параболического концентратора с диаметром 1м, который на наш взгляд является лучшим кандидатом для накачивания солнечных лазеров (рис.4). В качестве активного элемента использован керамический Nd:Cr:GSGG в форме диска с толщиной 1-3мм и высокой концентрацией ионов хрома. Коэффициент отражения концентратора предполагался равным 90%. Предполагалось, что одна из плоских поверхностей диска покрыта отражающей поверхностью с высоким коэффициентом отражения (99.9%), другая - антиотражающим покрытием.

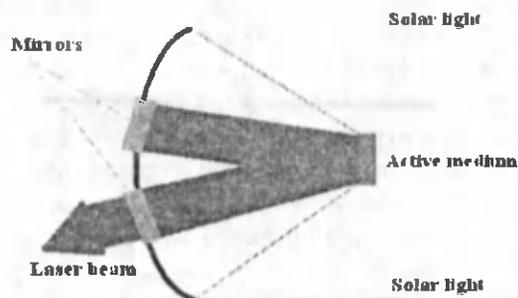


Рис. 4. Блок-схема лазера на параболическом концентраторе

Была рассчитана зависимость выходной мощности от входной которые результаты представлены на рис. 5.

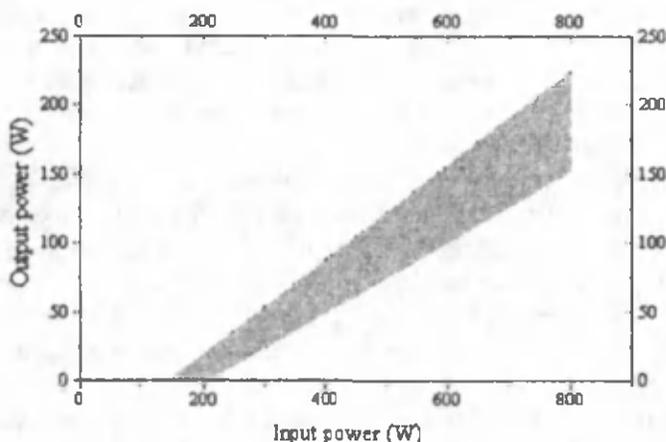


Рис. 5. Выходная мощность лазерного излучения в зависимости от входной мощности и интенсивности солнечного излучения для параболического концентратора с диаметром 1м.

Как видно из рисунка, абсолютная эффективность лазера может достигать до 30%. Результаты показывают, что дисковые лазеры могли быть такими же эффективными, как лазеры с керамическими Nd:Cr:YAG активными элементами.

Reference

1. Kiss Z.J. , Duncan R. C, Appl. Phys. Lett., 5, 200 (1964).
2. M.Duchet, L.Cabaret, A.Laurens, J.C de Miscault, Space Power, (11), 241 (1992).
3. R.V.Hall, Laser Focus, September, 57 (1992).
4. Дианов Е. М., Дмитрук М. В., Карасик А. Я., Кирпиченкова Е. О., Осико В. В., Остроумов В. Г., Тпмошечкин М. И., Щербаков И. А., Квант. электрон. 7, 2105 (1980).
5. Аванесов А. Г., Денкер Б. И., Оспко В. В., Остроумов В. Г., Сакун В. П., Смирнов В. А., Щербаков И. А. Квант. электрон. 9 (4), 681 (1982).
6. Жариков Е. В., Лавришов С. В., Лаптев В. В., Остроумов В. Г., Саидов З. С., Смирнов В. А., Щербаков И. А. , Квант, электрон. 11 (3), 487 (1984).
7. Medium average power solid-state laser, Technical Information Seminar October, 1985, Lawrence Livermore National Laboratory

ВЛИЯНИЕ АТОМОВ ЦИРКОНИЯ НА СВОЙСТВА ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА SI-SiO₂

Власов С.И., Далиев Ш.Х., Бекмуратов М.Б.

НИИ Прикладной физики Национального университета Узбекистана имени Мирзо Улугбека, г.Ташкент, e-mail: dalievshkh@yandex.ru

В настоящее время, несмотря на отсутствие развитой теории процессов, протекающих в переходных слоях полупроводник-диэлектрик, имеются отдельные данные, показывающие существенное преимущество использования переходных (межфазных) слоев, обладающих повышенной чувствительностью к каким либо воздействиям. Также имеются данные о влиянии наноразмерных включений на квантовые эффекты, протекающие в двумерных слоях межфазных

границ [1-2]. Основным фактором, определяющим отличие свойств скрытой границы раздела от свойств объема полупроводника и диэлектрика, является наличие поверхностных электронных состояний, создающих энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника. Эти уровни могут возникать как вследствие нарушения периодического потенциала кристаллической решетки, так и вследствие наличия по обе стороны границы раздела возмущающего потенциала. Кроме того, в реальных структурах существование поверхностных состояний может быть обусловлено формированием наноразмерных включений и повышенной концентрацией дефектов в областях, прилегающих к границе раздела. При этом наличие полей внутренних механических и электрических напряжений и возмущений потенциалов в приграничных областях обуславливает наличие специфических механизмов взаимодействия между собственными и примесными дефектами полупроводника, отличных от механизмов аналогичных взаимодействий в его объеме. Эти же факторы определяют особенности формирования границ под влиянием различного рода внешних воздействий.

Известно, что легирование кремния тугоплавкими элементами (ТПЭ) существенно влияет на рабочие характеристики полупроводниковых приборов [3-4]. Кроме того, что в литературе имеются противоречивые данные об электрической активности этих примесей и их взаимодействия с другими дефектами. В большинстве работ отсутствуют сведения об электрической активности атомов ТПЭ. Известно, что ТПЭ, введенные в кремний из расплава при выращивании, обладая высокой химической активностью и склонностью к комплексообразованию, присутствуют в кремнии в электрически неактивном состоянии.

Известно, что процессы легирования полупроводниковых материалов и многослойных структур мелкими акцепторными и донорными примесями изучены достаточно полно, что же касается легирования нетрадиционными примесями, то ввиду сложного характера взаимодействия между примесными частицами и дефектами структуры полупроводника, влиянием гетерогенности строения МДП-структуры на перераспределение примесей, здесь нет достаточной ясности [3-4]. Именно с наличием таких примесей связывается стабильность рабочих параметров микросхем на основе МДП-структур [5-7].

Поэтому данная работа посвящена исследованию влияния нетрадиционных примесей, таких как гафний, на электрофизические свойства системы кремний-двуокись кремния с термическим окислом.

Ниже приведены результаты комплексного исследования СС-DLTS и вольт-фарадных характеристик в кремниевых МДП-структурах, легированных одним из тугоплавких элементов - цирконием.

Для измерений были использованы МДП-структуры на подложках n-Si, легированного цирконием.

Легирование кремния цирконием осуществлялось в процессе выращивания из расплава. После легирования цирконием на пластинках кремния с ориентацией $\langle 100 \rangle$ и удельным сопротивлением 15

Ом.см., выращивался термическим способом слой двуокиси кремния толщиной 650 - 700 Å при 900°C в атмосфере влажного кислорода с добавлением трихлорэтилена. Металлические электроды на

SiO₂ площадью $A = 0.03 \text{ см}^2$ и толщина 7000 Å, создавали термическим напылением алюминия.

Для изучения влияния атомов циркония на свойства объема или границы раздела Si-SiO₂, нами проводились комплексные исследования с помощью СС-DLTS и высокочастотных C-V характеристик. Концентрация возможных глубоких уровней в объеме кремния измерялась методом СС-DLTS на барьерах Шоттки, изготовленных на кремнии, после травли слоя SiO₂. Эти измерения показали, что после легирования цирконием в запрещенной зоне кремниевой подложки образуется ряд глубоких уровней.

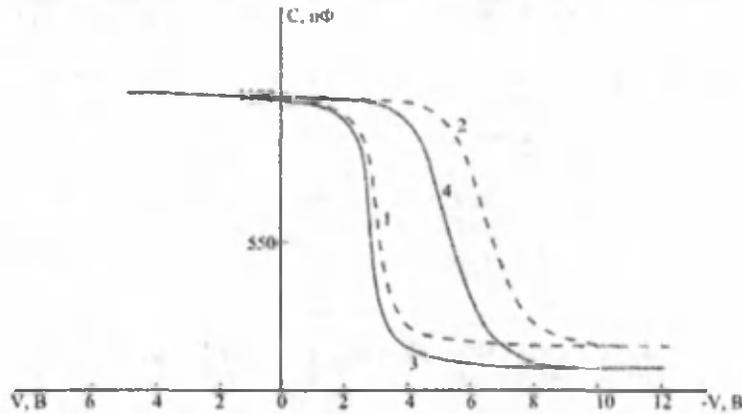


Рис.1. Высокочастотные C-V-характеристики МДП-структур на основе кремния, легированного цирконием. 1 - контрольный образец, 2 - кремниевая МДП-структура с примесью циркония.

Измерения вольт-фарадных характеристик этих структур показали что, C-V –характеристики МДП-структур на основе кремния, легированного цирконием, сдвинуты в сторону отрицательных смещений по сравнению с контрольными образцами. Это свидетельствует о том что, введение циркония в кремний приводит к увеличению плотности поверхностных состояний МДП - структур и образованию положительного заряда на границе раздела Si-SiO₂.

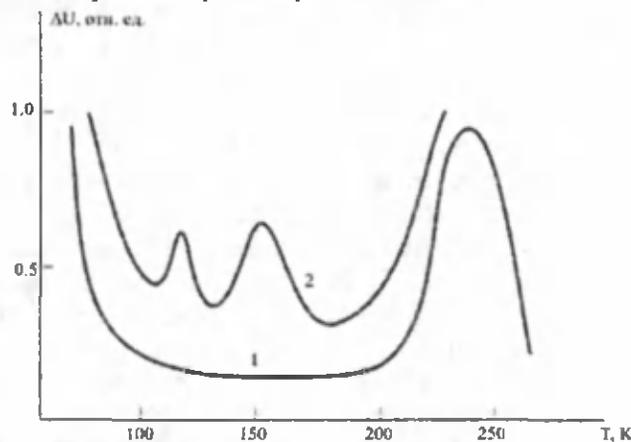


Рис.2. Спектры CC-DLTS в МДП-структурах на основе Si<Zr> (кривая 2) и контрольных образцов без Zr (кривая 1).

Измерения спектров CC-DLTS в МДП-структурах на основе кремния, легированного цирконием Si<Zr> (рис.2, кривая 2) и контрольных МДП-структурах (без примеси циркония) (рис.2, кривая 1) показали, что на спектрах легированных образцов наблюдаются 3 пика с максимумами при температурах $T_{max} = 118$ К, $T_{max} = 153$ К и $T_{max} = 248$ К, а в контрольных образцах такие пики не обнаружены. Численные расчеты параметров дефектов, обусловленных этими пиками, показали, что они не отличаются от параметров соответствующих ГУ, наблюдавшихся нами ранее в Si<Zr>. Действительно, пик с максимумом при $T_{max} = 118$ К соответствует ГУ с энергией ионизации $E_c - 0.22$ эВ, пик при $T_{max} = 153$ К соответствует уровню $E_c - 0.27$ эВ, а пик при $T_{max} = 248$ К соответствует уровню $E_v + 0.30$ эВ.

Распределения плотности поверхностных состояний N_{ss} по ширине запрещенной зоны E_g полупроводника кремниевых МДП-структур с примесью Zr и без него (рис.3), полученные из измерений C-V- зависимостей показали, что спектр распределения зависимости N_{ss} от E_g имеет три явно выраженных пика в области энергий со значениями $E_c - 0.22$ эВ, $E_c - 0.27$ эВ и $E_v + 0.30$ эВ.

Таким образом, присутствие электронейтральной примеси циркония в кремниевой подложке МДП-структур приводит к увеличению плотности поверхностных состояний МДП – структур N_{ss} и появлению трех четко выраженных пиков, связанных с атомами циркония.

Литература

1. К.Рейви. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. Пер. с англ. М., Мир, 1984, 474 с.
2. Mathiot D., Hocine S. Zirconium – related deep levels in silicon. A reexamination. J. Appl. Phys., 1989. V. 66, No.12, p. 5862.

3. W. Fahrner and A. Goetzberger, Determination of deep energy levels in Si by MOS techniques. Appl. Phys. Lett. 21, 329 (1972).
4. Lamb D.R., Badcock F.R. The Effect of Ambient, Temperature and Cooling Rate on the Surface Charge at the Silicon/Silicon Dioxide Interface. Int.J.Electronics, 1968, v.24, No.1, p.9-16.
5. Badcock F.R., Lamb D.R., Stability and Surface Charge in the MOS System. Int.J.Electronics, 1968, v.24, No.1, p.1-9.
6. Lang D.V. Deep level transient spectroscopy A new method to characterize traps in semiconductors. J.Appl. Phys. 1974. Vol.45. №7, p. 3023-3032.
7. Miller G.L., Lang D.V., Kimerling L.C. Capacitance transient spectroscopy. Ann.Rev.Mater.Sci., 1977, v.7, p.377-448.

INFLUENCE OF ALL-ROUND HYDROSTATICS COMPRESSION ON PROPERTIES OF THE MOBILE CHARGE IN LEAD-BOROSILICATE GLASS STRUCTURE

S.I. Vlasov, A.V. Ovsyannikov, B.H. Kuchkarov

National University of Uzbekistan, Tashkent, 100174, Republic of Uzbekistan
vlasov@uzcsi.net

Combination of alternate semiconductor - dielectric layers is component of practically all modern semiconductor devices. In such devices as field-effect transistors, surface-barrier variable capacitance diodes, memory elements and charge-coupled devices semiconductor - dielectric contact is main working space. In the majority other semiconductor devices this contact carries out support functions: dividing isolation, passivation and semiconductor surface protection against external influences. Always the physical processes occurring in the semiconductor - dielectric interface considerable influence on working characteristics of semiconductor devices.

There are a large number of works that devoted to studying of influence of external actions on the properties of transitional layers. But, as a rule, these works are devoted to research of the most widely used system silicon - silicon dioxide [1-4]. However, in some cases the system silicon - silicon dioxide possesses some shortcomings. These shortcomings involve high temperature (900 - 1200 °C) formation of a SiO₂-layer which leading to redistribution of the impurity centers in depth of a semiconductor substrate, caused by difference in their segregation coefficients [4] and by occurrence of thermal-defective centers in semiconductor. Lead-borosilicate glasses are free from these shortcomings. Moreover, use of fusible lead borosilicate glasses permit to combine high insulating characteristics and simplicity of dielectric coverings obtaining. From this point of view, research of the nature of electrophysical processes taking place in the lead - borosilicate glasses coverings under external influence conditions is actual. For research was used glass type PbO - SiO₂ - B₂O₃ - Al₂O₃ - Ta₂O₅ with mass percentage of components 49:32:15:3:1, that was put on the plate surface of n-type silicon (10 Ω cm, with crystallographic orientation <111>) from small dispersion mixture, with subsequent melting (T = 680 °C) and heating (T = 470 °C) [5]. For measurements of electric characteristics were used structures type Al - lead - borosilicate glass - n-Si made by means of the method described in [6]. The thickness of the glass layer was 2000 - 2500 angstrom. Aluminum was applied by means of vacuum sedimentation. Diameter of operating electrodes is 3 mm. By use method of high-frequency (1 MHz) capacitance-voltage (C-V) characteristics [7] in all structures was observed well expressed hysteresis (Fig.1). However, in the structures subjected to all-round compression for 5 kBar pressure in plant «Hydrostat-16» [8], the characteristics hysteresis was not observed, even at measurements in intervals of temperatures -20 + +80 °C. According to existing theories, parallel shift of capacitance-voltage characteristics of MGS structures (made on the basis of the electron type semiconductor of such as conductivity) towards positive voltage indicates formation of negative charge in glass structure. Change of form of the capacitance-voltage characteristics of such structures, points to increase of surface states charge that recharge when applied voltage changes. Existence of mobile charge in lead-borosilicate glasses structure may be caused by the localization of the injected to semiconductor electrons near easily polarized ions of lead and their accumulation on potential barriers of inclusions of a crystal phase [3]. To confirm the assumption about formation of mobile positive charge in the glass of studied structures, dielectric loss tangent was measured at various temperatures (-10 ... +50 °C) and frequencies (100 kHz ... 2 MHz) before influence of pressure. Comparison of the received temperature and frequency dependences for dielectric loss tangent permitted to ascertain that in all measured structures the dielectric loss tangent has a characteristic relaxation maximum. In the structures subjected to pressure more than 3 kBar, dielectric loss considerably increases. As change of extent of polarization of ions of lead by means of external mechanical influences is

represented improbable, change of height of potential barriers between inclusions of a crystal phase can be the main reason leading to reduction of the hysteresis phenomena.

Really, influence of pressure lowers of height of potential barriers leads to reduction of depth of a potential deepening. Thus, injected, enclosed by enrichment bias voltage, from the semiconductor electrons, are not localized in large numbers in potential holes, come back, at change of polarity of voltage, back in the semiconductor. In favor of this reason temperature dependences of a tangent of angle of dielectric losses testify. In structures subjected to influence by pressure the relaxation maximum of dielectric losses decreases and becomes less strongly pronounced. For confirmation of the offered model, we made structures with the reduced content of lead in glass. Mass percentage of components

of glass $PbO - SiO_2 - B_2O_3 - Al_2O_3 - Ta_2O_5$ in these structures made 42:39:15:3:1. Control measurements of capacitance-voltage characteristics, in similar conditions, essential reduction of a loop of a hysteresis showed. In [6] it was shown that in structures of similar mass percentage of components, at interfacial layer of glass there are charges of two types: a temperature-independent negative charge and variable positive charge. The variable charge associated with donor states present in the interfacial layer of glass, which exchange electrons with semiconductor bulk. In our opinion these donor states are polarized ions of lead. Recently we showed [9] that in the structures made on the basis of SiO_2 , influence of pressure leads to reconstruction by a semiconductor layer, about limit of the section the semiconductor - dielectric and these structures change some dynamics characteristics. In structures made on the basis of silicon conductivity n

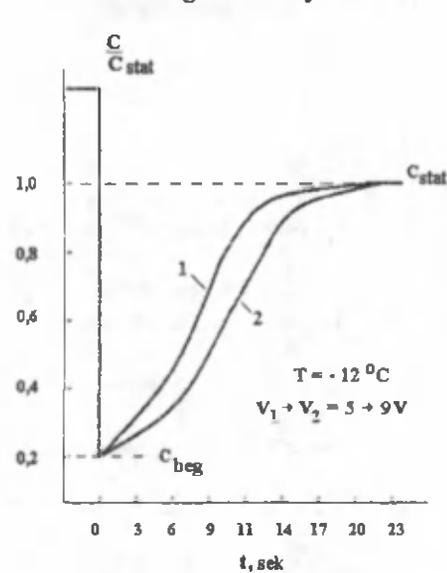


Figure 2. Experimental capacitance C vs relaxation time t curves for structures Al-glass-Si (1- reference structures, 2- structures subjected to pressure in 4 kBar)

Moreover, at pressure in 7-8 kBar, again there are hysteresis effects. For an explanation of influence of an elevated pressure on behavior of structures with the lowered maintenance of PbO in glass, the part of layers of glass was removed from MGS structure using a chemical method. Then microphotography of a surface of the semiconductor was made. On Fig. 3 micro photos of layers of the glass adjacent to limit of the section semiconductor - glass (increase 2800) for two structures (before pressure influence, 2-after pressure influence are provided in 7 kBar) are shown. From comparison of the provided photos it is visible that after pressure influence in 7 kBar, in at blankets of glass linear structural defects are formed. It is well correlated

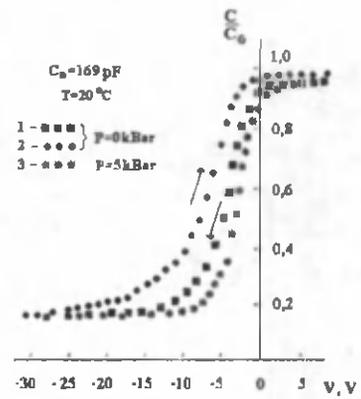


Figure 1. C - V characteristics (normalized to capacitance value of the glass layer) of the one of investigated structures, before action of pressure (1 and 2), and subjected to 5 kBar pressure with 10 minutes duration (3)

type, covered with a layer lead borosilicate glass, speed of surface generation decreases after pressure influence. It, also testifies in favor of the offered model. On Fig. 2 are a relaxation of dependence of capacity for two studied structures with masses percentage of components 42:39:15:3:1 are shown.

Processing of the given dependences by means of expressions (7) and (8) works [8] showed that speed of surface generation (S), in structures subjected to pressure, decreases while speed of volume generation (A) practically does not change: $S=5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, $A=7 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ -for control structures and $S=1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, $A=8 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ -for structures subjected to pressure. Moreover, control measurements of structures subjected to the pressure, executed according to a method [7] on Shottky's diodes (diodes were made after chemical removal of a layer of glass and vacuum dispersion of Au), showed absence generation - recombination centers, in a semiconductor substrate, with concentration big 10^{11} cm^{-3} . Therefore, the specified modes of pressure, without changing parameters of a semiconductor substrate, influence the layers of glass adjacent to limit of the section with the semiconductor. However, at increase in pressure to 6 kBar or at increase in time of endurance of structures under pressure till 15 minutes, growth of a mobile positive charge and reduction of speed of formation of an inversion layer is observed.

with data that reduction of the maintenance of PbO in structure of glass leads to reduction of its plasticity [10]. Therefore, at increase in mechanical influence in glass various structural defects will be formed. Existence such, positively charged, defects in glass near limit of the section the semiconductor glass, leads to increase in probability of capture of the electrons injected from the semiconductor.

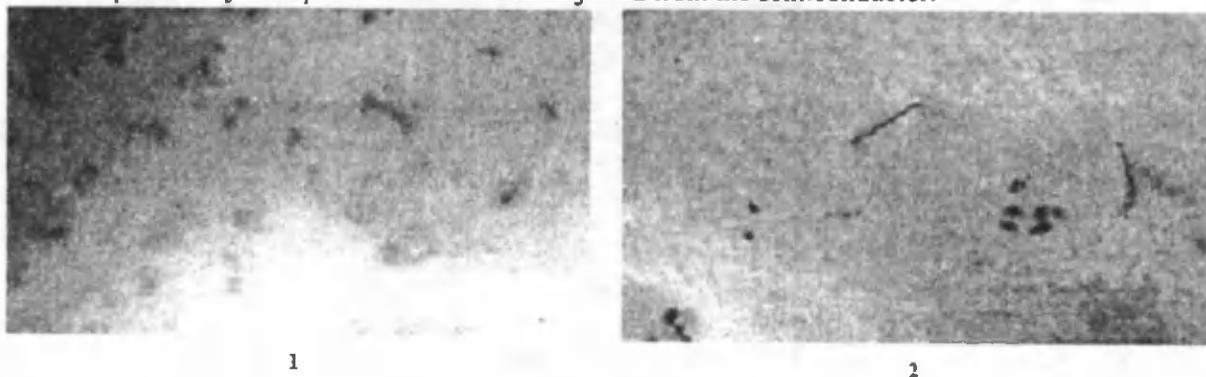


Figure 3. Micro photos of layers of the glass adjacent to limit of the section semiconductor glass (1- control structure, 2 - structures subjected to pressure in 7 kBar)

The electrons, localized on these structural defects, at change of polarity of enclosed tension, injected in the semiconductor. It leads to emergence of hysteresis effects in structures with reduced percentage the maintenance of PbO in glass. Therefore when using lead borosilicate glasses $\text{PbO} - \text{SiO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Ta}_2\text{O}_5$ glasses as a sheeting, expediently to use mass percentage of components 49:32:15:3:1.

On the grounds of got result possible to do the following conclusion. All-round compression (to 4 kBar) of the structures, made on base glass $\text{PbO} - \text{SiO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Ta}_2\text{O}_5$ with mass percentage of components 49:32:15:3:1, brings about reduction of probability of the localization electrons on easily polarized ions of lead. It leads both to improvement of insulating properties of glass and to reduction of hysteresis effects. The increase in pressure to 7 kBar leads to formation of dislocations and to growth of a mobile charge.

References

- [1] Y.S. Tchistov, V.F. Synorov. Physics of MDP-structures, Voronezh, VGU, 1986.
- [2] E.H. Nicollian, J.R. Brews. MOS physics and technology, N.-Y., Willey, 1982.
- [3] S.M. Repinsky. Processes of oxidation of semiconductors and structure of limits of the section, Fiz.Tekn.Poluprovod, Vol. 5, №9, 1050 - 1054, 2001.
- [4] O. V. Aleksandrov, N. N. Afonin. Features of segregatsion redistribution of phosphorus at thermal oxidation of strongly alloyed layers of silicon, Fiz.Tekn.Poluprovod, Vol. 39, №6, 67 - 71, 2005.
- [5] S.I. Vlasov, A.A. Nasirov, O.O. Mamatkarimov, M.A. Ergasheva. Nonmonotonous capacitance - voltage characteristics in metal-glass-semiconductor structures, Surface Engineering and Applied Electrochemistry, Vol. 44, № 3, 251 - 253, 2008.
- [6] P.B. Parchinsky, S.I. Vlasov, U.T. Turgunov. Properties of passivating coating based on lead borosilicate glass, Inorganic Materials, Vol.38, № 6, 621 - 624, 2002.
- [7] L.S. Berman, A.A. Lebedev. Capacitor spectroscopy of the deep centers in semiconductors, Leningrad, Science, 1981.
- [8] A.T. Gayvoronsky, Yu.I. Yakovlev, B. I. Beresnee, D. K Bulkchev. LG- hydrostat. Devices and equipment of experiment. № 5, 232. 1981.
- [9] S.I. Vlasov, A.V. Ovsyannikov, B.K. Ismailov, B.H. Kuchkarov. Effect of pressure on the properties of Al-SiO₂-n-Si<Ni> structures, Semiconductor Physics, Quantum electronics and Optoelectronics, Vol.15, №2, 166 - 169, 2012.
- [10] A.A. Konkov, N. B. Rumak, A.A. Tomchenko, V. V. Hotko High-temperature researches of phase composition of crystallizing glasses, the III All-Union conference «Physics of oxide films» Petrozavodsk. 14, 1991.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН НА АДГЕЗИОННУЮ ПРОЧНОСТЬ ЗОЛОТЫХ ПОКРЫТИЙ К КРЕМНИИ

Гайбов А.Г.

ТГТУ, Ташкент, Узбекистан
toshdtu_umumiv_fizika@mail.ru

В последнее время изыскиваются новые методы создания металлических контактов к полупроводникам при комнатных температурах $T=300\text{K}$. Одним из таких методов является способ

улучшения адгезионной прочности металлических пленок меди Cu и никеля Ni к кремнию ультразвуком [1,2,3].

Золото, в отличие от Cu и Ni, имеет особое практическое значение как примесь, с помощью которой можно получать полупроводниковый материал с заданным временем жизни τ , удельным сопротивлением, так и материал, используемый для электрических контактов. Исходя из вышесказанного можно заключить, что проблема создания высококачественных Au-контактов к кремнию при $T \approx 300\text{K}$ является актуальной. Целью настоящих экспериментов являлось исследование влияния воздействия ультразвуковых волн на адгезионную прочность пленок Au к кремнию n-типа с удельным сопротивлением $\rho \approx 100 \div 200 \text{ }\Omega\text{cm}$ и временем жизни носителей $\tau \approx 500 \div 600 \mu\text{s}$ при температуре $T = 300\text{K}$.

Как известно, под термином "адгезионная прочность" понимается сила адгезионного взаимодействия, которая определяется путем отрыва пленок и она численно равна силе внешнего воздействия, которое нарушает адгезионную связь между субстратом и пленкой. Нами изучалась адгезионная прочность Au-пленок к кремнию до и после ультразвуковой обработки. На Si-пластины, диаметром $d = 28\text{mm}$ и толщиной $\leq 1\text{mm}$, после механической и химической обработки, методом напыления Au в вакууме формировались пленки. Термоотжиг структуры Si-Au не производился, толщина «1» Au-пленок определялась эллипсометрическим методом и составляла значения $l = 1,5 \mu\text{m} \div 3 \mu\text{m}$. Адгезионная прочность P_0 и P до и после, соответственно, облучения ультразвуковыми волнами с частотой $f = 0,8 \div 15\text{MHz}$ и интенсивностью (мощностью) $I^* = 0 \div 10\text{W/cm}^2$ изучалась методом нормального отрыва [2]. Данный метод является основным, которым производят отрыв пленки под действием внешней силы. В этом методе сила отрыва направлена перпендикулярно к площади контакта адгезив (Au-пленка)-субстрат (Si-подложка).

Для определения адгезионной прочности "P" пользуются следующей формулой [3]:

$$P = F_{\text{отр}}/\pi r^2$$

где $F_{\text{отр}}$ -внешняя сила отрыва, r -радиус торца штифта, приклеенного к адгезиву. Облучение Au-Si-системы ультразвуковыми волнами производилось со стороны Au-пленки. С ростом контактной разности потенциалов V_k и числа ионизированных центров растет напряженность поля E между Si-подложкой и металлом. Этот эффект обуславливает увеличение адгезионного взаимодействия за счет электрических сил. Теоретические оценки показывают [3], что при напряженностях электрических полей $E \approx 10^7\text{V/cm}$ адгезионная прочность $P_0 \approx 4 \cdot 10^6\text{Па}$ ($1\text{дин/см}^2 = 10^{-1}\text{Паскалей}$).

Исследования электрофизических характеристик показали, что наблюдается общая закономерность для всех образцов после облучения ультразвуком - рост контактной разности потенциалов V_k . Следует отметить, что Si-Au-образцов после ультразвуковой обработки по разному наблюдается рост величины V_k . Общей закономерности роста V_k от величины удельного сопротивления Si-подложки детально выявить пока не удалось, так как полупроводник всегда имеет на поверхности тонкую диэлектрическую окисную пленку, оказывающей влияние на V_k и, соответственно, на величину E и адгезионную прочность.

Произведен расчет величины E для Si-Au-образца №25, имевшего до ультразвуковой обработки значение $V_k = 0,1\text{V}$. После ультразвуковой обработки при $f = 15\text{MHz}$ и $I^* = 2\text{W/cm}^2$ в течение времени $t = 30\text{min}$ и температуре $T = 300\text{K}$, значение V_k увеличилось с $0,1\text{V}$ до величины $V_k \approx 0,3\text{V}$. Учитывая квадратичную зависимость адгезионной прочности P от поля ($P \sim E^2$), можно объяснить наблюдаемый резкий рост адгезионной прочности Au-пленки к Si-подложке (рис.1). Как видно из рисунок теоретическое значение адгезионной прочности до ультразвуковой обработки равно $4 \cdot 10^6\text{Па}$ отличается от экспериментального значения $P_0 \approx 7 \cdot 10^5\text{Па}$, что объясняется существованием окисного слоя на поверхности Si-подложки, который и снижает величину адгезионной прочности наблюдаемой в реальном случае.

В заключении отметим, что в работах [1,2] наблюдаемое улучшение адгезионной прочности металлических пленок Cu и Ni к Si-подложкам достигалось путем применения ультразвуковых волн интенсивностью $I^* \leq 0,5\text{W/cm}^2$ при значительных временах ультразвукового воздействия $t = 30 \div 200\text{min}$. При этом происходила диффузия металла на значительную глубину в полупроводник и максимальное увеличение адгезионной прочности не превышало 10%-35% от первоначального (до ультразвуковой обработки) значения. В нашем случае использовались интенсивности ультразвуковых волн $I^* = 2\text{W/cm}^2$ (то есть в четыре раза больше) и времена t ультразвуковой обработки были в 6 - 7 раз меньше.

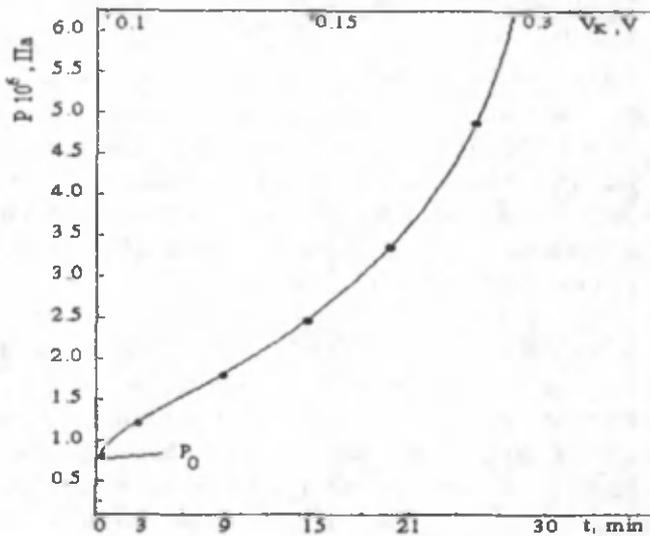


Рис.1. Зависимость адгезионной прочности системы Si-Au-пленка от времени ультразвуковой обработки при T=300K.

Как видно из представленных результатов (рис.1.) адгезионная прочность возросла более чем в 60 раз. Анализ показал, что при таких режимах ($t \leq 30 \text{ min}$) ультразвуковой обработки атомы золота не проникают глубоко в Si-подложку ($\leq 0,1 \mu\text{m}$) и, следовательно, не могут образовывать в чувствительном элементе Si-приемника центров захвата, уменьшающих время жизни неосновных носителей заряда. Наблюдаемый нами эффект акустостимулированного улучшения адгезионной прочности системы металл-полупроводник происходит в основном за счет увеличения концентрации ионизированных примесей под влиянием ультразвука, то есть рост адгезии определяется числом ионизированных примесных центров ультразвуком и контактной разностью потенциалов.

Литература

1. Заверюхин Б.Н., Х.Х.Исмаилов, Муминов Р.А., Джулиев Х.Х. “Акустостимулированная адгезия медных пленок к кремнию” // Письма в ЖТФ, 1996, т.22, в.15, с.25-27.
2. Турсункулов О.М. “Исследование акустостимулированных изменений контактных, приповерхностных и объемных свойств полупроводниковых структур на основе Si и GaAs”: Автореф. канд. дис. Ташкент, 2003.
3. Гаибов А.Г., Заверюхин Б.Н., Заверюхина Н.Н., Муминов Р.А. “Акустостимулированная адгезия пленок Al к Si” // Материалы конф. “Фундаментальные и прикладные вопросы физики”, посвящ. 60-лет. АН и ФТИ АН РУз, 27-28 ноября, 2003, Ташкент., с.62-64.

ДИФФУЗИОННАЯ ТЕРМОЭДС В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ

Х.А.Гасанов¹, Дж.И.Гусейнов², В.В.Дадашова¹

¹Азербайджанский Государственный Педагогический Университет

²Бакинский Государственный Университет

hanlarhasanli@rambler.ru

Как известно, для вырожденного электронного газа имеет место следующее универсальное выражение для термоэдс [1]

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \frac{\pi^2}{3} k_0 T \frac{\partial \ln \tau(\epsilon_F)}{\partial \epsilon_F} \quad (1)$$

Выражение для обратного времени релаксации в приближении упругого рассеяния имеет вид:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{k'} W(0, k', 0, k) \left(1 - \frac{k'}{k} \right) \quad (2)$$

Мы рассматриваем ситуацию квантового предела, когда занята лишь одна подзона ($N = N' = 0$).

$$W(0, k', 0, k) = \frac{2\pi}{\hbar} |\bar{M}_{0k', 0k}|^2 \delta(\epsilon_{0k'} - \epsilon_{0k}) \quad (3)$$

Здесь:

$$\bar{M}_{0k',0k} = M_{0k',0k} (1 + M_{0k',0k}^{-1} \Pi(0,0))^{-1} \quad (4)$$

$$M_{0k',0k}^{-1} = \int \int \psi_{0k_1}(\vec{r}_1) \psi_{0k_1}(\vec{r}_1) V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \psi_{0k_2}(\vec{r}_2) \psi_{0k_2}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (5)$$

$$M_{0k',0k} = \iiint \psi_{0k}(x, y, z) V(x, y, z) \psi_{0k}(x, y, z) dx dy dz$$

$$\psi_{0,k}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{L_z}} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \text{Exp}\left(-\frac{x^2 + y^2}{2R^2}\right) e^{ikz} \quad (6)$$

$$\varepsilon_{0,k} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \hbar\omega \quad (7)$$

$$\Pi(0,0) = \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \rho(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon \quad (8)$$

- поляризационный оператор, учитывающий экранировку кулоновского потенциала примеси. Для рассеяния на ионизированных примесях

$$V(x, y, z) = \frac{e^2}{\chi} (x^2 + y^2 + z^2)^{-1/2} \quad (9)$$

При этом, для вырожденного электронного газа время релаксации электронов в квантовой проволоке при рассеянии на ионизированных примесях имеет вид:

$$\tau_1 = \frac{\hbar^3 \pi n \left(1 + \frac{2e^2}{\chi} \text{Exp}\left(\frac{1}{8} R^2 \pi^2 n^2\right) \Gamma\left(0, \frac{1}{8} R^2 \pi^2 n^2\right) \frac{2m}{\pi^2 \hbar^2 n}\right)^2}{2mN_i \left(\frac{Ze^2}{\chi} \text{Exp}\left(\frac{1}{4} R^2 \pi^2 n^2\right) \Gamma\left(0, \frac{1}{4} R^2 \pi^2 n^2\right)\right)^2} \quad (10)$$

N_i - концентрация примесей. χ - статическая диэлектрическая проницаемость, Z - заряд примеси. $\Gamma(0, x)$ - неполная гамма - функция [2]. Здесь мы положили $L_z=1$ и воспользовались тем, что

$$k_F = \frac{\pi n}{2} \quad \text{и} \quad \Pi(0,0) = \rho(\varepsilon_F) = \frac{2m}{\pi \hbar^2 n}$$

Отсюда определим выражение для термоэдс вырожденного электронного газа при рассеянии на ионизированных примесях:

$$\alpha_1 = -\frac{k_0 \pi^2}{e} \frac{\pi^2}{3} k_0 T \frac{4m}{\pi \hbar^2 n^2} \times \left(-1 - \frac{1}{4} \pi^2 n^2 R^2 - \frac{8me^2 + n\pi^2 \chi \hbar^2 \left(-1 + \frac{1}{4} \pi^2 n^2 R^2\right)}{n\pi^2 \chi \hbar^2 + 4me^2 \text{Exp}\left(\frac{1}{8} \pi^2 n^2 R^2\right) E_1\left(\frac{1}{8} \pi^2 n^2 R^2\right)} - \frac{2 \text{Exp}\left(-\frac{1}{4} \pi^2 n^2 R^2\right)}{E_1\left(\frac{1}{4} \pi^2 n^2 R^2\right)} \right) \quad (11)$$

где E_1 - интегральная показательная функция

Рассмотрим теперь рассеяние электронов на пьезоакустических фононах. Пьезоакустический потенциал рассеяния имеет вид [1]:

$$V(x, y, z) = \frac{eE_{pz} \sqrt{k_0 T}}{\chi \sqrt{\rho \Omega s}} \sum_q \frac{\text{Exp}(i\vec{q}\vec{r})}{q} \quad (13)$$

Здесь E_{pz} - пьезоэлектрическая константа, ρ - плотность, Ω - объем, s - скорость звука, k_0 - постоянная Больцмана.

Соответственно, время релаксации для вырожденного электронного газа при рассеянии на пьезоакустических фононах имеет вид:

$$\tau_{PA} = \frac{\hbar^3 \pi n}{4m} \left(\frac{1 + \frac{2e^2}{\chi} \text{Exp}\left(\frac{1}{8} R^2 \pi^2 n^2\right) \Gamma\left(0, \frac{1}{8} R^2 \pi^2 n^2\right) \frac{2m}{\pi^2 \hbar^2 n}}{\pi R \frac{e E_{pz} \sqrt{\pi k_0 T}}{\chi \sqrt{\rho \Omega s}} \text{Exp}\left(\frac{1}{4} \pi^2 R^2 n^2\right) \left(1 - \text{Erf}\left(\frac{1}{2} \pi R n\right)\right)} \right)^2 \quad (14)$$

где $\text{Erf}(x)$ – интеграл вероятностей^[2].

Отсюда получим для термоэда вырожденного электронного газа при рассеянии на пьезоакустических фононах:

$$\alpha_{PA} = -\frac{k_0}{e} \frac{\pi^2}{3} k_0 T \frac{4m}{\pi \hbar^2 n^2} \times \left(-\frac{1}{4} \pi^2 n^2 R^2 - \frac{\frac{8me^2}{n\pi^2 \chi \hbar^2} + \frac{1}{4} \pi^2 n^2 R^2}{1 + \frac{4me^2}{n\pi^2 \chi \hbar^2} \text{Exp}\left(\frac{1}{8} \pi^2 n^2 R^2\right) E_1\left(\frac{1}{8} \pi^2 n^2 R^2\right)} + \frac{\text{Exp}\left(-\frac{1}{4} \pi^2 n^2 R^2\right)}{\text{erfc}\left(\frac{1}{2} \pi n R\right)} \right) \quad (15)$$

Рассмотрим теперь рассеяние электронов на акустических фононах через деформационный потенциал акустической волны. Потенциал взаимодействия для этого механизма рассеяния имеет вид[3]:

$$V(x, y, z) = \frac{E_1 \sqrt{k_0 T}}{\sqrt{2\rho \Omega s}} \sum_q \text{Exp}(i\vec{q}\vec{r}) \quad (17)$$

Здесь E_1 - деформационный потенциал.

Время релаксации для вырожденного электронного газа при рассеянии на деформационных акустических фононах имеет вид:

$$\tau_{DA} = \frac{\hbar^3 \pi n}{4m} \left(\frac{1 + \frac{2e^2}{\chi} \text{Exp}\left(\frac{1}{8} R^2 \pi^2 n^2\right) \Gamma\left(0, \frac{1}{8} R^2 \pi^2 n^2\right) \frac{2m}{\pi^2 \hbar^2 n}}{\frac{\pi E_1 \sqrt{k_0 T}}{\sqrt{2\rho \Omega s}}} \right)^2 \quad (18)$$

Отсюда определим выражение для термоэда вырожденного электронного газа при рассеянии на деформационных акустических фононах

$$\alpha_{DA} = -\frac{k_0}{e} \frac{\pi^2}{3} k_0 T \frac{4m}{\pi \hbar^2 n^2} \times \left(\frac{1}{4} \pi^2 n^2 R^2 - \frac{\frac{8me^2}{n\pi^2 \chi \hbar^2} + \frac{1}{4} \pi^2 n^2 R^2}{1 + \frac{4me^2}{n\pi^2 \chi \hbar^2} \text{Exp}\left(\frac{1}{8} \pi^2 n^2 R^2\right) E_1\left(\frac{1}{8} \pi^2 n^2 R^2\right)} \right) \quad (19)$$

Литература

1. Б.М.Аскеров Электронные явления переноса в полупроводниках, М, «Наука», 1985, 318 с.
2. Handbook of mathematical functions, ed. by M.Abramowitz and I.A.Stegun, 1964 (Справочник по специальным функциям, под ред. М.Абрамовица, И.Стиган, М, «Наука», 1979, 830 с.)
3. Э.П.Синяевский, Р.А.Хамидуллин, ФТП, т. 40, в. 11, 2006, стр.1368-1372.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ.

Гуламова Д.Д.¹, Шевченко В.П.², Токунов С.Г.², Кулиев Б.¹, Бобокулов С.¹

¹Академия Наук Республики Узбекистан, НПО «Физика-Солнце», Институт материаловедения.

²ООО «Электроизолит»

Общемировая проблема энергодифицита определяет поиск и развитие технологий на основе возобновляемых естественных источников энергии. С этой точки зрения представляет интерес возможность использования концентрированной солнечной энергии для синтеза оксидных материалов, в том числе, высшей огнеупорности сложного состава. Немаловажной частью вклада в решение народно-хозяйственных проблем Узбекистана является разработка таких технологий для получения новых материалов на основе местного минерального сырья, например, базальтовых волокон. Технологии с использованием в качестве источника нагрева концентрированного солнечного излучения характеризуются такими преимуществами, как быстрота и полнота реакций синтеза, высокая степень гомогенизации в расплаве, отсутствие загрязнения со стороны нагревательных элементов и тигля, простота осуществления контролируемых режимов плавления, перегрева расплава и его закалки и т.д. Особый интерес представляет возможность получения пересыщенных твердых растворов, расширение их областей гомогенности, стабилизация аморфного состояния, возможность получения ультрадисперсной структуры посредством контролируемого режима термообработки аморфной фазы, стабилизация метастабильных полиморфных модификаций. Метод особенно перспективен для синтеза и термообработки оксидных систем высшей огнеупорности, т.к. позволяет достигать температуру до 2300-2800°С на воздухе. Осуществление процесса в окислительной среде определяет стехиометрию по кислороду в целевом материале. Положительные стороны использования синтеза в расплаве под воздействием сконцентрированного солнечного излучения сделаны на основании анализа данных, полученных по результатам исследования свойств изостехиометричных и изоструктурных групп оксидных соединений и твердых растворов, синтезированных с использованием расплавной технологии, где источником нагрева являлась концентрированная солнечная энергия. Такой подход позволяет проследить закономерности изменения свойств материалов и керамики на их основе в зависимости от природы катионов (их ионных радиусов, электроотрицательности, электронного строения и т.д.) и условий синтеза. Группы оксидных материалов, выбранные для исследования, были следующими: титанаты РЗЭ составов Ln_2TiO_5 , $\text{Ln}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$, $\text{Ln}_4\text{Ti}_9\text{O}_{24}$; титанаты Al_2TiO_5 , MgTi_2O_5 , Fe_2TiO_5 со структурой типа псевдобрукита; твердые растворы со структурой типа флюорита на основе диоксидов циркония и гафния, высокотемпературные сверхпроводящие соединения со структурой типа перовскита на основе системы Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O .

Основным принципом технологии синтеза целевых керамических материалов являлось плавление смеси исходных компонентов при плотностях солнечного излучения в диапазоне 750-880Вт/см² и последующая закалка расплава со скоростями охлаждения $\sim 10^2$ - 10^5 град/сек.

В группе титанатов РЗЭ установлено, что на фазовый состав монотитанатов влияла скорость закалки расплава. У монотитанатов РЗЭ Ln_2TiO_5 (La-Lu), полученных закалкой расплава со скоростью отвода тепла $\approx 10^2$ град/сек., в зависимости от ионного радиуса РЗЭ установлено образование четырех структурных типов: моноклинного, ромбического, гексагонального, тетрагонального и кубического. С увеличением скорости охлаждения расплава стабилизировались фазы высокой симметрии.

Характерной особенностью моно- и дититанатов РЗЭ были меньшие значения параметров элементарной ячейки по сравнению с данными для титанатов, синтезированных методом твердофазных реакций. Эффекты уменьшения параметров элементарной ячейки, предположительно объясняются образованием дефектов. Установлено положительное изменение коэффициента преломления.

Титанаты Al_2TiO_5 , Fe_2TiO_5 и MgTi_2O_5 относятся к группе аносовитов со структурой типа псевдобрукита. Получены однофазные целевые материалы, что подтверждало конгруэнтный характер образования соединений. С увеличением скорости охлаждения расплава величина зерна в среднем уменьшалась на порядок. Величины параметров элементарной ячейки определяли усиление деформации кристаллической решетки. При возросших значениях "в" и особенно "с" снижалось "а".

Преимущественное увеличение параметра ячейки вдоль оси "с" указывало на усиление анизотропного расширения вдоль этого направления. После отжига параметры элементарных ячеек возрастали до значений, близких к полученным у материалов, синтезированных методом твердофазных реакций, что косвенно может указывать на "залечивание" дефектов. Ориентированное строение структуры, обусловленное условиями синтеза материала, отрицательно влияло на термомеханические свойства керамики. Керамика на основе титаната алюминия, имела симбатное возрастание термостойкости и прочност. При исследовании тройных твердых растворов на основе диоксидов циркония и гафния в системах $ZrO_2-CaO(MgO)-Gd_2O_3$ и $HfO_2-Nd_2O_3(Gd_2O_3)-Yb_2O_3(Er_2O_3)$ установлено следующее. Границы распространения тройных твердых растворов на основе ZrO_2 превышали концентрационные интервалы их существования при синтезе методом твердофазных реакций. Области их существования соответствовали среднему ионному радиусу катионов ($r_{cat}/r_{анион}=0,732-1,016$). Характерной особенностью закаленных материалов было образование смесей фаз-гомологов, представляющих твердые растворы типа флюорита в концентрационной области, окружающей соединение $Gd_2Zr_2O_7$ и в области перехода к твердому раствору со структурой типа Tl_2O_3 . Сверхбыстрая закалка приводила к увеличению взаимной растворимости компонентов и расширению области твердых растворов на ~5-8 мол%. У тройных твердых растворов на основе HfO_2 в системах $HfO_2-Nd_2O_3(Gd_2O_3)-Yb_2O_3(Er_2O_3)$ сохранялись особенности, выявленные у твердых растворов на основе ZrO_2 . В областях составов, вблизи которых при низких температурах происходит переход к упорядоченной структуре типа пирохлора, происходило образование твердых растворов-гомологов типа флюорита.

Синтез сверхпроводящих фаз гомологического ряда $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_{(n-1)}Cu_nO_y$ ($n=2-20$) на основе аморфных прекурсоров, полученных закалкой расплава в солнечной печи, показал, что первичной фазой, кристаллизующейся в температурном интервале 500-840°C, была конгруэнтная фаза 2201, на основе которой формировались 2212 и более высокотемпературные сверхпроводящие фазы с "n"= 5-20. Промотирующее влияние кристаллов 2212 фазы на образование ВТСП фаз в аморфных прекурсорах позволило предположить, что в основе процесса формирования ВТСП фаз на основе аморфных прекурсоров лежит "зародышевый механизм", аналогичный таковому при выращивании кристаллов из расплава. Выявление факта формирования системы дефектов в направлении анизотропного расширения кристаллической решетки вследствие резонансного возбуждения связей, вызванного воздействием концентрированного солнечного потока, объясняло образование фаз с повышенными температурами перехода в сверхпроводящее состояние $T_c=138-181^{\circ}K$. Использование солнечного нагрева для получения расплава позволяет получать базальтовое волокно марок «БТВ», «БСТВ». Такое волокно используется в качестве тепловой изоляции для лопаток турбин на гидроэлектростанциях Узбекистана.

ФОТОЭЛЕКТРЕЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Pt_2Si / PtSi - Si$ ФОТОДИОДОВ

Гулузаде Б.А., Фатиева Э.Ф., Тагиров М. И., Керимова С. И., Алиева С. Г

НИИ Аэрокосмической Информатики НАКА, Баку

В последние годы большое распространение получили приемники ИК излучения, выполненные на базе матриц из диодов с барьером Шоттки на основе силицид платины-кремний $PtSi$. Это обусловлено особенностями их свойств, которые принципиально отличаются от детекторов ИК-излучения, изготовленных на основе как чистого, так и легированного различными примесями кремния и германия, сульфида свинца и кадмия, антимонида и индия, арсенида и фосфида галлия и др.

Основными преимуществами приемников излучения с чувствительными элементами $PtSi - Si$ диодов Шоттки являются очень высокая однородность чувствительности по отдельным элементам, возможность использования отработанной промышленной технологии изготовления кремниевых интегральных схем, а также применимость в качестве исходного материала стандартного монокристаллического кремния, что дает эффективное сопряжение детектирующих элементов с приемноусилительными и цифровыми блоками электроники приемной системы.

В настоящей работе проводились исследования фотоэлектрических измерений были использованы два типа приборов. Приборы первого типа изготавливались по ранее описанной [1] технологии, при этом планарный омический, а так же диффузионно-барьерный слой имели сплошную форму, втором случае-кольцевую.

При освещении структуры фототок возникал только в том случае, если полярность приложенного напряжения соответствовала положительному потенциалу на нижнем непрозрачном алюминиевом электроде. При обратной полярности напряжения фототок незначительно увеличивался по сравнению с темновым током, однако это изменение тока было в пределах погрешности эксперимента. Это обстоятельство указывает на то, что наблюдаемый фототок связан не с объемной фотопроводимостью полу проводниковой пластинки, а с фотоэлектрическими явлениями на контакте фотоэмиссией из металлического электрода в кремниевую подложку.

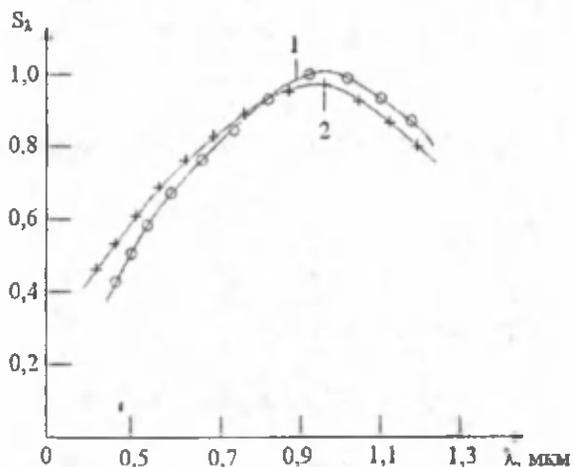


Рис 1. Спектральная характеристика структур с барьером Шоттки на основе контакта $Pt_2Si/PtSi-n-Si$.

На рис.1. показаны экспериментальные зависимости чувствительности структуры $Pt_2Si/PtSi-n-Si$.

Спектральные характеристики обеих структур не различаются, они растут сначала плавно, затем резко образуют четко выраженный максимум в интервале длин волн 1,05-1,1 мкм и далее круто спадает. Положение максимума фотоотклика соответствует основному полглосшению кремния, т.е. фотопроводимость обусловлена генерацией пар электрон-дырка. Увеличение длинноволновой границы обусловлен фотоэмиссией [2] электронов из металла в кремний. Длинноволновая граница спектральной характеристики

этих фотодиодов определяется высотой барьера.

$$\lambda = \frac{1,24}{q\varphi_B}$$

где λ - длина волны света, φ_B - высота потенциального барьера. Для структур $Pt_2Si/PtSi-n-Si$, $\varphi_B = 0,833\text{эВ}$, красная граница фотоэффекта соответствует 1,494 мкм, токовая чувствительность для структур $Pt_2Si/PtSi-n-Si$ в максимуме достигает 46 мА/Вт на длине волн $\lambda = 0,6$ мкм при

комнатной температуре. Низкая фоточувствительность связана с тем, что при толщине 120 Å $Pt_2Si/PtSi$ имеет максимум поглощения.

Приемники излучения на основе структур $Pt_2Si/PtSi-Si$ по форме спектральной характеристики отличаются от $p-n$ фотодиодов тем, что у них спектральный диапазон значительно шире.

Область спектральной чувствительности для структур $Pt_2Si/PtSi-p-Si$ полностью перекрывает окна прозрачности 3-5 мкм. Спектральная зависимость квантового выхода внутренней фотоэмиссии диода Шоттки описывается:

$$Y = C_1 (h\nu - \varphi_B)^2 / h\nu$$

где φ_B - высота барьера для дырок, C_1 - коэффициент квантовой фотоэмиссии, который зависит от геометрических, оптических и физических свойств контакта Шоттки. Для структур $Pt_2Si/PtSi-p-Si$ фотоотклик монотонно увеличивается с увеличением энергии ИК излучения. Спектральная чувствительность определяется физикой процесса перехода через барьер, а не процессами фотопоглощения. Предполагается, что при освещении структур с барьером Шоттки на основе контакта $Pt_2Si/PtSi-Si$ фотовозбужденные электроны переходят на более высокие энергетические уровни. При этом чем больше энергия $h\nu$, тем на более высокие уровни переходят электроны в $Pt_2Si/PtSi$. Соответственно и меняется энергия образующихся дырок. Дырки с энергией больше высоты барьера контакта $Pt_2Si/PtSi-Si$ будут переходить в полупроводник. С увеличением $h\nu$, или с уменьшением длины волны света приращение числа дырок увеличивается. Это приводит к образованию фототока т.к. для $p-Si$ дырки считаются основными носителями.

Для объяснения экспериментальных результатов была предложена упрощенная одномерная модель для фотоотклика ФДБШ (фотодиод с барьером Шоттки) с пленкой диэлектрика [3]. Эта модель предполагает идеальное отражение дырок на границе силицид-изолятор и силицид-полупроводник, за исключением дырок, эмиттировавших в кремний и идеальное пропускание границы силицид-металл. Для фотодетектора с кольцевым контактом необходимо учесть многократные отражения дырок на границе $Pt_2Si/PtSi-Si$ и $Pt_2Si/PtSi-Si$ -изолятор. В этом случае удобно ввести новый фактор W_1 - вероятность того, что горячая дырка от одной границы раздела может достигнуть другой границы раздела, которая является функцией средней длины свободного пробега дырок и толщины силицида

$$W_1 = \exp(-d/e)$$

Тогда фактор улучшения ε , представляет собой отношение фотооткликов и выражается следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{Y_1}{Y_2} = 1/[1 - \exp(-d/e)]$$

где при $d = 100 \text{ \AA}$ и $\varepsilon = 5$ длина свободного пробега дырок равна 450 \AA .

Литература.

1. А.А. Ширин-заде, Х.А. Асадов, Н.М. Пашаев, Э.А. Керимов, С.А. Фатуллаев, Н.Ф. Казымов. «Полупроводниковые сенсоры» Баку-2010, стр 179.
2. H. Elabd, W. Kosonoky. RCA Rev, 43, 569 (1982)
3. I.M. Mooney, I. Silverman. IEEE Trans. Electron. Dev, ED-32, 33 (1985).

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ В INAS

Г. Гулямов*, У.И. Эркабоев*, Н.Ю. Шармбаев*

*Наманганский инженерно-педагогический институт,
116003 Наманган, Узбекистан. E-mail: gulvamov1949@mail.ru

Введение

Плотность энергетических состояний определяет тепловые, оптические, электрические магнитные и другие физические свойства полупроводников. Изменение энергетической щели с ростом температуры можно объяснить влиянием колебаний решетки на энергетические уровни в кристаллах. Статистическое рассмотрение задачи проводится с помощью исследования свободной энергии кристалла как суммы энергий электронного газа, колебаний решетки и электронной фононной взаимодействий [1]. С другой стороны следует учесть термическое уширение энергетических уровней излучательных переходов [1]. В работах [2-5] рассмотрена температурная зависимость плотности энергетических состояний определенная методом релаксационной спектроскопии энергетических уровней в полупроводниках. Показано, что плотность поверхностных состояний зависит от температуры. Предложена методика определения плотности поверхностных состояний. Показано, что за счет температурного уширения уровней, дискретный спектр с повышением температуры превращается в сплошной энергетический спектр. С помощью разложения энергетического спектра плотности состояний по GN- функциям (производная по энергии от вероятности заполнения энергетического уровня) было показано, что величина энергетических щелей будет зависит от температуры. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны определяется температурной зависимостью плотности энергетического состояния зоны проводимости и валентной зоны полупроводника. За счет термического уширения плотности состояния вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны уменьшается ширина запрещенной зоны. При расчете температурной зависимости ширины запрещенной для простоты предполагалось, что плотность состояния в зонах постоянная, края зоны проводимости и валентной зоны резкие и имеют ступенчатую форму.

Однако в реальном полупроводнике плотность состояния не является ступенчатой функцией энергии и определяется зонной структурой образца. Более того, плотность состояния является настолько общей, что она может быть использована даже когда отсутствует зона Бриллюэна и резкие границы разрешенных и запрещенных зон [6,7].

Таким образом, для анализа экспериментальных результатов и для сравнения теории с экспериментом необходимо учитывать конкретный вид зонной структуры полупроводника.

Целью настоящей работы является исследование температурной зависимости ширины запрещенной зоны в InAs и сравнения теории с экспериментом.

Расчет зависимости энергетической щели от температуры

Как было показано в [2-5] плотность состояний может быть разложено в ряд по GN- функциям. Температурная зависимость GN-функции будет определять статистическое тепловое уширение дискретных уровней. Результирующая плотность состояний будет определяться разложением дискретных состояний по GN- функции учитывающее температурное уширение каждого дискретного уровня. Будем полагать, что плотность состояний $N_s(E)$ при абсолютном нуле параболической. Зададим конкретный вид закона дисперсии электронов. Например, закон дисперсии электронов параболический или соответствует модели Кейна. Согласно методике [2-5] разложим плотность состояний в ряд по GN- функциям. Будем учитывать непараболичность зон через температурную зависимость эффективной массы от температуры

$$N_s(E, T) = \sum_{i=1}^n N_{s_i}(E_i) GN(E_i, E, T) \quad (1)$$

где $GN(E_i, E, T) = \frac{1}{kT} \exp\left(\frac{1}{kT}(E_i - E)\right) - \exp\left(\frac{1}{kT}(E_i - E)\right)$

$N_s(E)$ - плотность состояний при абсолютном нуле температуры

$$N_s(E) = \begin{cases} N_{n0} \sqrt{E - E_c} & \text{при } E \geq E_c \\ 0 & \text{при } E_c \geq E \geq E_v \\ N_{p0} \sqrt{E_v - E} & \text{при } E_v \geq E \end{cases} \quad (2)$$

где E_c и E_v – Значение энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны при $T=0$

Подставляя (2) в (1) получим плотность состояний при температуре T . При определении ширины запрещенной зоны мы воспользуемся плотностью состояний, зависящей от температуры. При моделирование процесса измерения ширины запрещенной зоны с ростом температуры воспользуемся условием приведенной в работе [7]. Будем считать, что значение плотности состояний соответствующей энергии краев запрещенной зоны E_c и E_v равна N_k . Область энергии где плотность состояний $N_s(T)$ меньше критического N_k $N_s(T) < N_k$ будем считать запрещенной зоной. Область энергий где $N_s(T) > N_k$ считаем разрешенными зонами. Значения краев запрещенной зоны, положения дна зоны проводимости $E_c(T)$ и потолка валентной зон $E_v(T)$ определяется решением трансцендентного уравнения

$$\sum_{i=1}^n N_{s_i}(E_i) GN(E_i, E, T) = N_k \quad (3)$$

Решение трансцендентного уравнения (3) относительно E при заданных значениях температуры T и критического значения плотности состояний N_k определяет положение краев запрещенной зоны $E_c(N_k, T)$ и $E_v(N_k, T)$. В уравнение (3) N_k входит как параметр. Значение N_k определяется из условия эксперимента и определяется точностью методики измерения. Тогда ширина запрещенной зоны определяется как разность значений $E_c(T, N_k)$ и $E_v(T, N_k)$:

$$E_g(T, N_k) = E_c(T, N_k) - E_v(T, N_k) \quad (4)$$

Отсюда следуют, что метод определения и точность эксперимента является важными факторами при определении ширины запрещенной зоны. Действительно ширины запрещенной зоны, определенная оптическими методами- «оптическая ширина» запрещенной зоны может не совпадет значением ширины запрещенной зоны, определенной по температурной зависимости сопротивления полупроводника. Одним из причин этого является то, что значения N_k отличаются для оптических и электрических методов измерений.

Сравнение теории с экспериментом

Температурная зависимость ширины энергетических щелей зависит от плотности энергетических состояний при абсолютной температуре. В модели, использованной в работах [2-5] температурная зависимость плотности состояний определяется температурной зависимостью GN- функции и зонной структурой разрешенных зон у дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Анализ результатов численного моделирования изменения плотности состояний при изменении температуры показал, что величина плотности состояний вблизи краев зон определяется числом

состояний от краев зон на несколько десятков кТ или порядка 0,1 мэВ плотность состояний в глубине разрешенных зон не влияет на ширину запрещенной зоны.

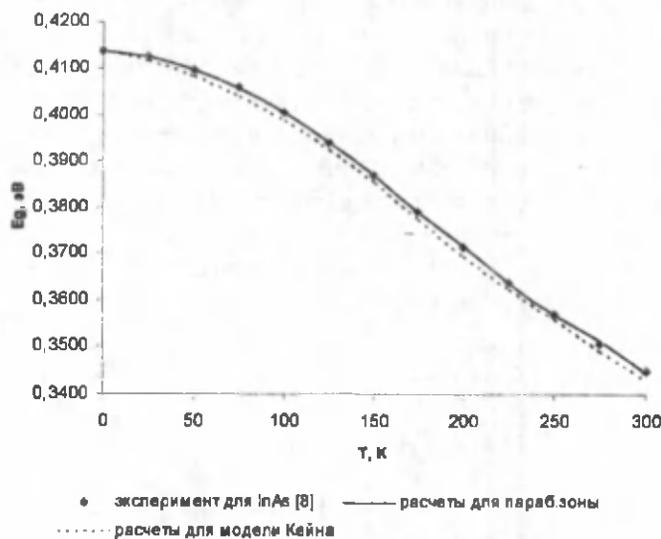


Рис. 1. График $E_g(T)$ – температурной зависимости ширины запрещенной зоны InAs.

Поскольку GN- функции из глубокой области зоны не проникает в область запрещенной зоной полупроводника, основной вклад к сдвигу края зон дают состояния, лежащие вблизи краев разрешенных зон. По этому закон дисперсии вблизи потолка валентной зоны и дна зоны проводимости имеет решающее значение при определении температурной зависимости ширины запрещенной зоны $E_g(T)$. На рис. 1 приведены графики температурной зависимости ширины запрещенной зоны для [8].

Используя математическое моделирование температурной зависимости $E_g(T)$ для параболической зоны и для модели Кейна получены графики зависимости ширины запрещенной зоны от температуры. Как видно из рисунка в исследуемом интервале температур параболический закон дисперсии и модель Кейна при использовании моделирования хорошо согласуется с экспериментальными данными для InAs [8]. Теоретические расчеты приведенные для этих материалов, хорошо совпадает с экспериментальными данными. Отсюда следует, что температурная зависимость ширины запрещенной зоны удовлетворительно описывается математической моделью с помощью разложения плотности состояний в ряд по GN- функциям, которое описывает температурную зависимость термического уширения отдельных энергетических уровней в зонах и ширины запрещенной зоне.

Выводы

В рассматриваемом интервале температур ([0; 300 K]) математическое моделирование температурной зависимости ширины запрещенной зоны удовлетворительно описывается с помощью параболического закона дисперсии и моделью Кейна. Экспериментальные результаты изменения ширины запрещенной зоны для InAs [8] в пределах точности измерений совпадает с результатами теоретических расчетов. Сравнение теории и экспериментов показывает, что термическое уширение энергетических уровней описываемого с помощью GN- функции удовлетворительно описывает процесс температурной зависимости ширины запрещенной зоны в материалах InAs.

Литературы

1. Б. Ридли. Квантовые процессы в полупроводниках. Мир, М. (1986).
2. Г. Гулямов, Н.Ю. Шарипбаев. ФТП. 2011 г, Т.45, вып 2. стр. 178-182.
3. Г. Гулямов, Н.Ю. Шарипбаев, У.И. Эркабоев. ФИП. 2012г, Т.10, №4, vol. 10, стр.308-312.
4. Г. Гулямов, И.Н. Каримов, Н.Ю. Шарипбаев, У.И. Эркабоев. Uzbek Journal of Physics. 2010, vol.12, №3. pp. 143-146.
5. Г. Гулямов, Н.Ю. Шарипбаев, У.И. Эркабоев. ФИП, т. 11, № 2, с.195-198. 2013 г
6. Н.Мотт, Э.Девис. Электронные процессы в некристаллических веществах. т.1, Мир, М. (1982). с. 664
7. В.Б.Бонч-Бруевич, и др. Электронная теория некристаллических полупроводников. 384 с. Наука, М.(1981).
8. L.S.Rothman, D. Jacquemart, A. Barbe. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 96, 139-204 (2005)

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ ЭЛЕКТРОНА В НАНОЧАСТИЦЕ Si-SiO₂

А.Б. Давлатов, А.А. Пулатов, П.Ж. Байматов

Наманганский Государственный университет, Узбекистан.

716019, г. Наманган, ул. Уйчинская, д. №316. Тел.: (8-3692) 265501. e-mail: pbaymatov@rambler.ru

Кремний является одним из перспективных материалов микроэлектроники. В последние годы интенсивно исследуются физические свойства различных наноструктур на его основе.

Важной задачей является расчет электрон дырочных спектров наночастиц кремния погруженный в широкозонной диэлектрик, например в SiO₂. В подобных структурах поглощение света связано с переходом электронов и дырок в дискретных уровнях, что может быть использовано для создания фотоприёмников [1]. Теоретические расчеты электронно-дырочных спектров в приближении эффективной массы проведены во многих работах, например, на основе теории возмущений [2,3], или численным методом [4] применительно квантовой точки (КТ) Si-SiO₂ сферической формы.

Здесь приведены результаты расчетов несколько нижних электронных уровней КТ Si-SiO₂, где, сфера заменяется "моделирующим кубом" (т.е. квантовым ящиком). Учтены конечности высоты потенциальных барьеров, анизотропию и скачок массы электронов на границе гетероперехода Si-SiO₂. Междолинное перемешивание не учитывалось. Уравнение Шредингера (УШ) для электрона вблизи "X" долины имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi - \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi = E \psi \quad (1)$$

Если предположить, что КТ имеет кубическую форму, то переменные в УШ разделяется и требуется решать одномерной задачи:

$$H = -\nabla_x \frac{\hbar^2}{2m(x)} \nabla_x + V(x), \quad V(x) = \begin{cases} 0, & x < L_x \\ V_0, & x > L_x \end{cases}, \quad m(x) = \begin{cases} m_x, & x < L_x \\ m_b, & x > L_x \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $L_x = L_y = L_z = L$ - ребра куба, V_0 - высота потенциального барьера на границе гетероперехода Si-SiO₂, m_x, m_b - масса электрона в зоне проводимости наночастиц Si и в запрещенной зоне SiO₂ соответственно. Процедура решение задачи (2) (без учёта скачок массы) приведен во многих учебниках, см. например [5], которые в области I, II, III имеют вид

$$\psi_I(x) = ae^{-\chi x}, \quad x < 0, \quad \chi = \sqrt{\frac{2m_b}{\hbar^2}(V_0 - E)} \quad (3)$$

$$\psi_{II}(x) = b \sin(kx + \beta), \quad 0 < x < L_x, \quad k = \sqrt{\frac{2m_x}{\hbar^2} E} \quad (4)$$

$$\psi_{III}(x) = ce^{-\chi x}, \quad x > L_x, \quad \chi = \sqrt{\frac{2m_b}{\hbar^2}(V_0 - E)} \quad (5)$$

Граничные условия в точках 0 и L_x (условия Бастарда) имеют вид

$$\begin{cases} \psi_I(0) = \psi_{II}(0) \\ \frac{1}{m_b} \frac{\partial \psi_I(0)}{\partial x} = \frac{1}{m_x} \frac{\partial \psi_{II}(0)}{\partial x} \end{cases}, \quad \begin{cases} \psi_{II}(L_x) = \psi_{III}(L_x) \\ \frac{1}{m_x} \frac{\partial \psi_{II}(L_x)}{\partial x} = \frac{1}{m_b} \frac{\partial \psi_{III}(L_x)}{\partial x} \end{cases} \quad (6)$$

Поставляя сюда (3)-(5) и после некоторых упрощений получаем

$$\operatorname{tg}(\alpha) = \frac{k}{\chi} \frac{m_b}{m_x} = \mu, \quad \operatorname{tg}(kL_x + \alpha) = -\frac{k}{\chi} \frac{m_b}{m_x} = -\mu \quad (7)$$

Исключив α из системы (7) и учитывая периодичность функций, получаем

$$kL_x = p n_x - 2 \operatorname{Arcsin} \left(\frac{\mu}{\sqrt{1 + \mu^2}} \right), \quad n_x = 1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

Это уравнение можно обобщить для других направлений и переписать так

$$E_n = \frac{\hbar^2 p^2 n_i^2}{2m_i L_i^2} \left(1 - \frac{2}{pn_i} \text{Arcsin} \sqrt{\frac{m_b E_n}{(m_b - m_i)E_n + m_i V_0}} \right)^2 \quad (9)$$

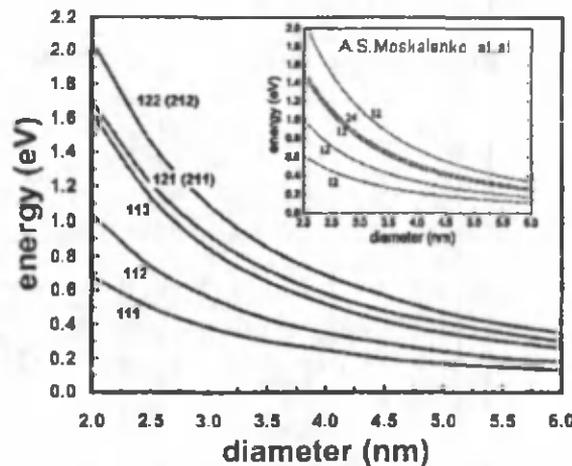
Здесь $i = x, y, z$. В пределе равных масс $m_i = m_b$ из (9) получается известное трансцендентное уравнение [5]. Хотя, для одномерного движения частиц в потенциальной яме всегда существуют связанные состояния, условия связывания частиц в трехмерной яме определяется как

$$E_{n_x, n_y, n_z} = E_{n_x} + E_{n_y} + E_{n_z} < V_0 \quad (10)$$

Если приближенно заменить сферы с эквивалентным кубом (равные объёмы), то

$$\frac{4}{3} p R^3 = L^3, \quad D = 2R, \quad L = 0.806D \quad (11)$$

Согласно [2,3] $m_x = m_y = m_z = 0.19m_0$, $m_2 = m_1 = 0.916m_0$, $m_b = m_0$, $V_0 = 3.2 \text{ eV}$. Численно решая уравнение (9) с учетом (10) (11) можно определить зависимость значения энергетических уровней E_{n_x, n_y, n_z} от диаметра сферы D . Результаты расчетов представлены на рисунке. Цифры означают значений квантовых чисел n_x, n_y, n_z . Энергетические уровни вырождены по $\{n_x, n_y\}$, так как $m_x = m_y$. На вставке показан результат численного решения дифференциального уравнение (1) внутри сферической КТ Si-SiO₂ из работы [4]. Видно, что для нижних уровней результаты сходятся.



Обычно, в реальных условиях КТ не являются, идеально сферическими. По этой причине, для приближенного расчета энергетических уровней (в рамках принятых выше приближений) можно пользоваться методом квантового ящика.

Литература

1. K. Brunner, Rep. Progr. Phys. **65**, 27 (2002).
2. В.А.Бурдов. ЖЭТФ **121**, 480-488, (2002)
3. В.А.Бурдов. ФТП **36**, 1233-1236, (2002)
4. A. S. Moskalenko, J. Berakdar, A. A. Prokofiev and I. N. Yassievich. Phys. Rev. B, **76**, 085427 (2007).
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1989).

ВЛИЯНИЕ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК НА ВАХ НЕСИММЕТРИЧНОГО P-N-ПЕРЕХОДА

¹М.Г. Дадамирзаев, ²Г. Гулямов, ³С.Х. Шамирзаев.

¹Наманганский инженерно-педагогический институт,
116003 Наманган, Узбекистан. ²E-mail: gulyamov1949@mail.ru

³Физико-технический институт Академии наук Республики Узбекистан,
100084, Ташкент, Узбекистан.

Введение

В работах [1,2] исследован несимметричный p-n-переход в сильном СВЧ поле, когда концентрация дырок p_p в p-области гораздо больше концентрации электронов n_n в n-области. Однако,

в работе [1] не учтено изменение температуры дырок T_h , считая эти изменения малыми по сравнению с изменениями температуры электронов T_e . В работе [2] исследовано влияние разогрева электронов и дырок на коэффициент неидеальности вольтамперной характеристики p - n -перехода в сильном СВЧ поле. Выявлено, что в кремниевых образцах, несмотря на то, что температура электронов выше, чем температура дырок, коэффициент неидеальности ВАХ диода определяется температурой дырок. На основе теоретических исследований в [3] показано, что напряжение холостого хода U_{oc} несимметричного p - n -перехода ($p_p \gg n_n$), расположенного в СВЧ поле, определяется модуляцией высоты потенциального барьера, а также температурой дырок, несмотря на то, что $T_e > T_h$. В работах [2,3] при исследовании температурной зависимости коэффициента неидеальности ВАХ диода $m=f(T_e)$ считалось, что $T_h = \text{const}$ а при исследовании зависимости $m=f(T_h)$ считалось $T_e = \text{const}$. Также при исследовании температурной зависимости напряжения холостого хода от температуры электронов и дырок делались такие же предположения. Они в реальном эксперименте никогда не выполняются. В самом деле одновременно изменяются как температура электронов так и температура дырок. Поэтому при анализе экспериментальных результатов необходимо учитывать одновременный разогрев как электронов так и дырок.

Целью настоящей работы является исследование токов и ЭДС, возникающих в p - n -переходах при воздействии сильного СВЧ поля с учетом одновременного разогрева, как электронов, так и дырок.

При больших мощностях СВЧ волны, когда $T_e \neq T_h \neq T$, ВАХ p - n -перехода определяется по формуле [3]:

$$\begin{aligned} \bar{j} = j_{se} & \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + j_{sh} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

где, $j_{se} = \frac{eD_e n_p}{L_e}$, $j_{sh} = \frac{eD_h p_n}{L_h}$, U – напряжение возникающее на диоде, $U_B = - \int_0^d E_B dx$ –

переменное напряжение падающей волны, созданное на барьере диода, T – температура решетки, k – постоянная Больцмана, T_e и T_h – температуры электронов и дырок, E_B – напряженность электрического поля волны, e – заряд электрона, D_e и D_h – коэффициенты диффузии электронов и дырок, L_e и L_h – длины диффузии электронов и дырок, n_p и p_n – концентрации неосновных носителей заряда.

Если значения коэффициента диффузии, длины диффузии, подвижности и концентрации электронов и дырок для кремниевый p - n -переходов принять как в работах [3,4], то формулу (2) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \bar{j} = \sqrt{\frac{ekT_e}{\tau_e} \cdot T^{3,4} \cdot 10^9} \cdot \frac{3 \cdot 10^{23} \cdot e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}}{p_p} & \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \sqrt{\frac{ekT_h}{\tau_h} \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^4} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{23} \cdot e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}}{n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

С помощью формулы (3) будем исследовать влияние разогрева электронов и дырок на ВАХ p - n -перехода в сильном СВЧ поле. Сначала считая, температуру дырок постоянной рассмотрим ВАХ при изменении температуры электронов. Поверхность для ВАХ p - n -перехода в трехмерном пространстве j, U, T_e приведена на рис.1.

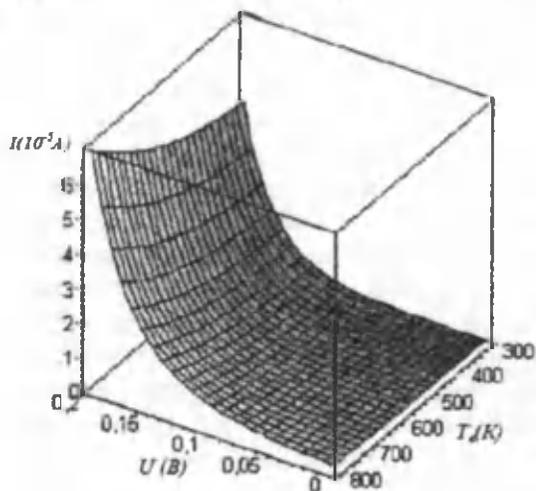


Рис.1. Поверхность для ВАХ р-п-перехода в трехмерном пространстве (j, U, T_e) при постоянной температуре дырок ($T_h = const$).

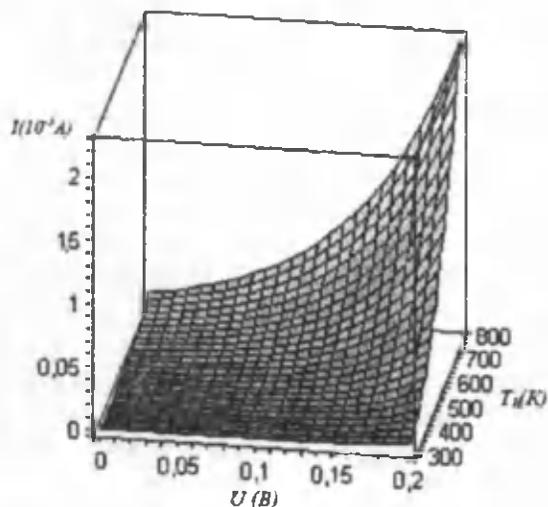


Рис.2. ВАХ р-п-перехода в трехмерном пространстве (j, U, T_h) при постоянной температуре электронов ($T_e = const$).

Как видно из рис.1 в интервале температуры электронов 300- 800К ток изменяется всего на 50%. Отсюда следует, что увеличение тока горячих носителей в несимметричном р-п-переходе ($p_p \gg n_n$) почти не зависит от температуры электронов. На рисунке 2 приведена ВАХ р-п-перехода в трехмерном пространстве (j, U, T_h) при постоянной температуре электронов ($T_e = const$).

Как видно из рис.2, при увеличении температуры дырок с 300К до 800К сила тока увеличивается больше чем на порядок. Такая сильная зависимость тока от температуры дырок свидетельствует о том, что основной ток определяется дырочным током. Линия пересечения поверхностей рис.1 и рис.2 должна давать реальный ВАХ р-п-перехода для различных мощностей СВЧ волны. Из рис.-1 видно, что при $T_h = const$ и $n_n \ll p_p$ ВАХ диода почти не меняется, несмотря на то, что температура электронов увеличивается в три раза. Такая, нечувствительность ВАХ к температуре электронов объясняется тем, что ток через р-п-переход определяется дырочным током ($j_n \ll j_p$), температура дырок на таком же интервале влияет на ВАХ примерно, на порядок.

Анализ ВАХ р-п-перехода в трехмерном пространстве $(j_{кз}, T_e, T_h)$ показано, что ток короткого замыкания сильно зависит от температуры дырок и почти не зависит от температуры электронов, и он лежит на приведенной поверхности $f(j_{кз}, T_e, T_h)$.

Таким образом, в несимметричном р-п-переходе в сильном СВЧ поле для анализа напряжения и токов необходимо, учитывать как разогрев электронов, так и дырок. Полный ток и генерируемое напряжение определяется не температурой горячих электронов, а температурой тех носителей, которые являются определяющей.

Литература

1. Н.А.Абляимова, А.И.Вейнгер, В.С.Питанов. ФТП, 22, 2001 (1988).
2. С.Х.Шамирзаев, Г.Гулямов, М.Г.Дадамирзаев, А.Г.Гулямов. ФТП, 43,53 (2009).
3. М.Г.Дадамирзаев. ФТП, 45,299 (2011).
4. П.И.Баранский, В.П.Клочков, И.В.Потыкевич. Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев., Наукова Думка, 1975, с.704.

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В В КРЕМНИЕВЫХ МДП-СТРУКТУРАХ И МОП-ТРАНЗИСТОРАХ

Х.С.Далиев, Елгондиев К.К., Турданов К.Т., М.Б.Бекмуратов

НИИ прикладной физики Национального университета Узбекистана имени Мирзо Улугбека, e-mail: daliev@yandex.ru

В силу своих уникальных свойств, кремниевые МДП-структуры находят все более широкое применение в производстве интегральных схем, приборов с зарядовой связью (ПЗС) и в других областях опто- и микроэлектроники. Разработка методов повышения их эффективности, надежности, термической и радиационной стойкости параметров представляет научных интерес и является важной народно-хозяйственной задачей [1-2].

Известно, что основные параметры МДП-структур в значительной степени зависят от плотности поверхностных состояний (ППС) на границе раздела полупроводник-диэлектрик, а также от наличия и свойств различных зарядов в диэлектрике, наличия дефектов в переходном слое Si-SiO₂ и в объеме полупроводника. Присутствие поверхностных состояний (ПС) на границе раздела Si-SiO₂ полупроводниковых приборов на основе МДП-структур влияет на такие важные параметры, как пороговое напряжение, крутизна передаточных характеристик, токи утечки, эффективность переноса заряда, шумы, темновые токи и время хранения информационного заряда в ячейках памяти. Наличие подвижного и встроенного зарядов в диэлектрике приводит к нестабильности параметров МДП-приборов. Другой причиной нестабильности являются различные дефекты в диэлектрике, возникающие под действием таких внешних воздействий, как ионизирующее излучение, температура, электрическое поле и другие факторы. Дефекты в диэлектрике вызывают изменение электрического поля как внутри диэлектрика, так и на границе раздела полупроводник-диэлектрик. В связи с этим изучение дефектообразования и изменения электрических свойств системы Si-SiO₂ при внешних воздействиях вызывает интерес широких кругов исследователей, работающих в области полупроводниковой электроники, что обусловлено, во-первых, выяснением механизма образования электроактивных дефектов в диэлектрике, полупроводнике и на границе раздела полупроводник-диэлектрик. Во-вторых, выяснением возможностей и пределов применения таких воздействий в технологии полупроводниковых приборов [3-4].

Несмотря на большое число работ, посвященных изучению свойств МДП-структур, остается еще много неясного в понимании физических процессов в кремниевых МДП-структурах, особенно в происхождении и природе различных типов зарядов в системе Si-SiO₂. Мало изучены свойства переходного слоя Si-SiO₂ и влияние различных внешних воздействий на его свойства, остаются спорными вопросы о его происхождении и распределении дефектов в нем, о его местонахождении [1-5]. Изучение процессов образования дефектов и изменения электрических свойств системы Si-SiO₂ при внешних воздействиях вызывает интерес широкого круга исследователей. Этот интерес обусловлен, во-первых, выяснением механизма образования электрически активных дефектов в объеме полупроводника, в диэлектрике и на границе раздела Si-SiO₂. Во-вторых, выяснением возможностей и пределов применения таких воздействий в технологии полупроводниковых приборов. Несмотря на то, что имеются довольно полные экспериментальные данные по влиянию облучения, температуры и других воздействий на функционирование МДП-приборов, остается еще много неясного в физическом происхождении и природе различных типов зарядов в системе Si-SiO₂. В данной главе приведены результаты комплексного исследования влияния различных внешних факторов: γ -квантов Co⁶⁰ и высокоэнергетического тормозного (ВЭТ) γ -излучения, а также температуры, электрического поля и легирования примесями переходных и редкоземельных элементов на свойства и характеристики МДП-приборов с помощью методов СС-DLTS и ВЧ ВФХ.

В данной работе приведены результаты исследования генерационно-релаксационных процессов в МДП-структурах. Изучено влияние внешних воздействий на физические свойства кремниевых МДП-структур с помощью комплексных методов СС-DLTS и ВЧ ВФХ. Показано, что облучение МДП-структур γ -квантами приводит к увеличению ППС вследствие обрыва связи трехвалентного кремния с ионами ОН и Cl на границе раздела Si-SiO₂ и образованию положительного встроенного заряда в окисле. Обнаружено, что на границе раздела Si-SiO₂ и в объеме диэлектрика при облучении происходит образование РД, с ростом их концентрации при больших дозах появляется сквозной ток, препятствующий формированию стабильного инверсионного слоя на поверхности полупроводника.

Изучено влияние γ -облучения на параметры МДП-структур со смещением и без смещения на полевом электроде и обнаружено, что наличие смещения на полевом электроде и его полярность во время облучения слабо влияют на генерацию и ионизацию центров в диэлектрике, но плотность поверхностных состояний вблизи середины запрещенной кремния растет значительно быстрее при положительном смещении. Показано, что при облучении структур без смещения наблюдается большой разброс экспериментальных данных, что связывается с флуктуациями встроенного заряда в окисле. Облучение при $V \neq 0$ стабилизирует условия образования РД и позволяет установить четкие зависимости их плотности от дозы.

Впервые измерены высокочастотные С-V-характеристики структур типа металл-нитрид-окисел-полупроводник (МНОП-структуры), облученных высокоэнергетическим тормозным γ -излучением с максимальной энергией γ -квантов в тормозном спектре 30 МэВ. Получены

зависимости порогового напряжения и напряжения плоских зон МНОП-структур от величины переноса энергии высокоэнергетического тормозного γ -излучения.

Показано, что основные физические процессы, ответственные за накопление заряда в диэлектрическом слое МНОП-структуры при облучении высокоэнергетическим тормозным γ -излучением можно описать с помощью генерационно-рекомбинационной модели, развитой применительно к структурам металл-окисел-полупроводник (МОП-структурам), облученным γ -квантами ^{60}Co , учитывая особенности МНОП-структуры.

Установлено, что зависимости $\Delta V_{\text{FB}}(F)$ и $\Delta V_{\text{MG}}(F)$ для МНОП-структур, подвергнутых воздействию высокоэнергетического тормозного γ -излучения и облученных γ -квантами ^{60}Co , сдвинуты друг относительно друга, что связано с различной величиной поглощенной дозы в SiO_2 и на границе раздела Si-SiO_2 при одинаковом значении переноса энергии излучения.

Исследовано влияние высокоэнергетического тормозного γ -излучения и γ -квантов ^{60}Co на различные параметры МОП-транзисторов типа КП304А. Обнаружено, что облучение γ -квантами ^{60}Co приводит к большему изменению порогового напряжения и ППС границы раздела Si-SiO_2 по сравнению с влиянием высокоэнергетического тормозного γ -излучения, что связывается с различием величины поглощенной дозы в окисном слое. Это приводит, в свою очередь, к разному числу избежавших рекомбинации электронно-дырочных пар, генерированных излучением.

Впервые исследовано влияние высокоэнергетического тормозного γ -излучения на пороговое напряжение (V_{MG}), эффективную подвижность носителей заряда в инвертированном канале ($\mu_{\text{эфф}}$) и токовые характеристики МОП-транзисторов. Установлено, что с ростом переноса энергии излучения V_{MG} смещается в сторону больших отрицательных значений и это связывается с образованием положительного заряда в окисном слое. Показано, что эффективная подвижность носителей заряда в инвертированном канале с облучением уменьшается в 4÷5 раз.

Экспериментально обнаружено, что облучение МОП-транзистора высокоэнергетическим тормозным γ -излучением приводит к подъему всего энергетического спектра ППС границы раздела Si-SiO_2 с увеличением переноса энергии излучения и появлению локального максимума $E_c - 0.18$ эВ на спектре, связанного с разрывом напряженных связей на границе Si-SiO_2 , который при переносе энергии излучения $F=7.5 \cdot 10^3$ Дж/см² сливается со всем спектром.

Экспериментальное исследование подпороговых передаточных ВАХ МОП-транзисторов, подвергнутых воздействию высокоэнергетического тормозного γ -излучения, показало, что после отжига ППС во всем исследованном диапазоне энергий запрещенной зоны ведет себя немонотонно. Отжиг до температур $T_{\text{отж}}=150\div 170^\circ\text{C}$ приводит к увеличению ППС, а после $210\div 220^\circ\text{C}$ ППС начинает уменьшаться. Эти процессы объясняются с помощью диффузионно-дрейфового механизма.

Из экспериментов обнаружено, что при изохронном отжиге МОП-транзисторов, предварительно подвергнутых воздействию тормозного излучения, пороговое напряжение и ППС возвращаются в исходное состояние при $T_{\text{отж}}=350\div 360^\circ\text{C}$.

Исследовано влияние низкотемпературного изотермического и изохронного отжигов и ТПО на характеристики и параметры МНОП-структур и МОП-транзисторов и установлено, что термообработки МОП-транзисторов, предварительно облученных высокоэнергетическим тормозным γ -излучением при 360°C в течение 30 минут с медленным охлаждением приводят к уменьшению ППС на 1÷1.5 порядка по ширине запрещенной зоны кремния, а также ТПО необлученных при 300°C и $V_G=10$ В, приводят к уменьшению V_{MG} на 10-15%.

Литература:

1. Р. Мелен, Г. Гарланд. Интегральные микросхемы с КМОП структурами. (М., Энергия, 1979), 160 с.
2. Приборы с зарядовой связью. Под ред. Д. Ф. Барба, (М., Мир, 1982), 240 с.
3. W. Fahrner and A. Goetzberger, Determination of deep energy levels in Si by MOS techniques. Appl. Phys. Lett. 21, 329 (1972).
4. Lamb D.R., Badcock F.R. The Effect of Ambient, Temperature and Cooling Rate on the Surface Charge at the Silicon/Silicon Dioxide Interface. – Int.J.Electronics, 1968, v.24, No.1, p.9-16.
5. Badcock F.R., Lamb D.R., Stability and Surface Charge in the MOS System. Int.J.Electronics, 1968, v.24, No.1, p.1-9.

ВТОРИЧНО-ИОННЫЙ МАСС СПЕКТРОМЕТР ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Джаббарганов Р. Шаропов У.Б. Атабаев Б.Г. Курбанов М.К.

Институт Ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз,

Ташкент, ул. Дурмон йули, 33, (99871)2625390, E-mail: utkirstar@gmail.com

Метод вторично-ионной масс спектроскопии (ВИМС) является из физических методов исследования поверхности твердых тел. ВИМС обладает рядом уникальных возможностей:

1. Анализу можно подвергать любые твердые вещества без какой-либо специальной подготовки (металлы и сплавы, полупроводники, диэлектрики).
2. Регистрируются все элементы от водорода до трансурановых.
3. Идентификация изотопов не требует дополнительных усилий.
4. Чувствительность анализа на современных приборах составляет по концентрации $\sim 10^{12}$ - 10^{16} атомов примеси в 1 см^3 ($\sim 10^{-4}$ - $10^{-7}\%$), по расходу вещества $\sim 10^{-14}$ - 10^{-15} г ($\sim 10^{-6}$ монослоя).
5. Возможность проводить послыйный анализ материалов с высокой разрешающей способностью по глубине – порядка 30 - 100 Å.
6. Идентифицируются не только отдельные элементы, но и их химические соединения.

В тоже время метод имеет и некоторые недостатки:

1. Трудность точного количественного определения элементного состава образца, связанная с зависимостью вероятности ионизации частиц от их окружения.
2. Разрушающее воздействие пучка первичных ионов на исследуемый образец, и как следствие, возникновения эффектов связанных с перемешиванием и сегрегацией элементов на поверхности.

На рис. 1. показано принципиальная схема ВИМС отрицательных ионов.

Экспериментальный прибор состоял из следующих основных частей [1, 2]: камеры распыления I, включающей источник первичных ионов I, исследуемую мишень M_1 , систему электродов для вытягивания, ускорения первичных ионов, фокусировки их на мишень M_1 ; цилиндрического конденсатора, в электрическом поле которого поток заряженных частиц сепарируется от нейтралей; камеры отклонения ионной составляющей распыления (II); камеры ионизации распыленных частиц III, включающей мишень-ионизатор M_2 , источник первичных ионов 5; систему электродов для вытягивания, ускорения и фокусировки первичных ионов на мишень-ионизатор M_2 ; цилиндрический конденсатор для сепарации потока заряженных частиц от нейтралей; электрода 6, вытягивающего вторичные отрицательные ионы; 90°-го энергоанализатора IV и масс-анализатора V, включающего масс-спектрометр, где производился анализ распыленных ионов по массам.

Исследуемые мишени монтировались в камере III на место мишени M_2 . В этом случае поверхность исследуемой мишени M_2 бомбардируется пучком положительных ионов, полученным и сформированным указанным выше способом из ионного источника 5. Часть из распыленных на всю переднюю полусферу вторичных отрицательных ионов из мишени M_2 вытягивается провисающим полем электрода 6 и, пройдя через цилиндрический энергоанализатор 7, направляется через щель в масс-анализатор, работающий в режиме модуляции энергии.

Отрицательные ионы, прошедшие выходную щель энергоанализатора III, перед входом в масс-анализатор ускоряются электрическим полем, создаваемым последовательно включенными источниками постоянного напряжения (BC-23) и генератором пилообразных напряжений. Ионы, прошедшие через масс-анализатор, попадают в приемник вторичных ионов. Ввиду того, что для быстрой развертки масс-спектра была использована модуляция ускоряющего вторичные ионы напряжения при помощи генератора пилообразных импульсов, то достаточное быстродействие при скоростной регистрации импульсов ионного тока в настоящее время обеспечивают вторично-электронные умножители. Поэтому в качестве усилительного устройства был использован электронный умножитель открытого типа. Выход вторично - электронного умножителя присоединяется к вертикальному входу электронного осциллографа, горизонтальная развертка которого синхронизирована с модуляцией энергии вторичных ионов. При определенном значении магнитного поля на экране осциллографа будет воспроизводиться неподвижная картина некоторой области масс-спектрограммы, протяженность которой определяется глубиной модуляции энергии ионов генератором пилообразных импульсов. Наблюдения и измерения разных областей масс-спектра производились изменением магнитного поля.

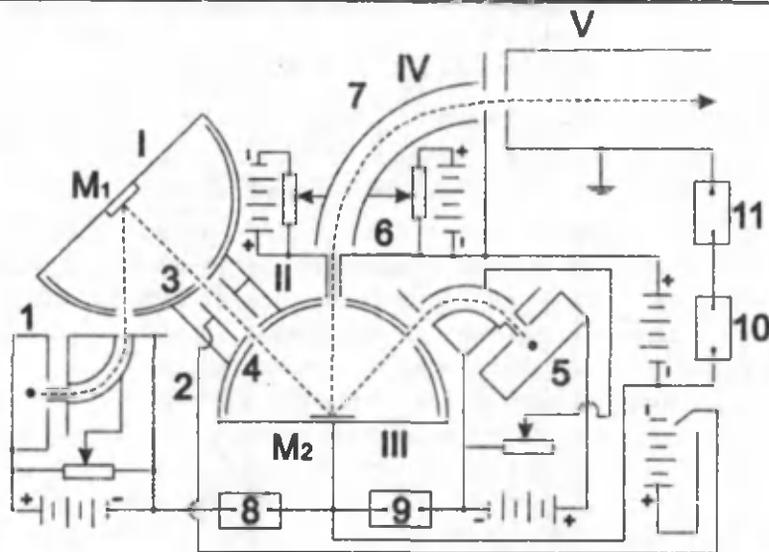


Рис. 1. Масс-спектрометр отрицательных ионов

Масс-спектрометрическая установка была изготовлена из нержавеющей безмагнитной стали. Вакуум создавался насосами Норд-250 и при работе всех частей прибора поддерживался на уровне $\sim 10^{-8}$ Торр.

Таким образом, наш метод исследования масс-спектров отрицательных ионов структуры материалов, может одновременно проследить за количественным анализом состава и состоянием поверхности, а также может определить, на сколько электрон-вольт изменилась работа выхода образца [3, 4].

Литература

1. I.G. Atabaev, C.C. Tin, V.G. Atabaev, F.R. Yuzikaeva et.al. // Materials Science Forum, 2009, V 600-603, p.457-460.
2. И. Г. Атабаев, Т. М. Салиев, Б. Г. Атабаев, Р. Джаббарганов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2011, № 8, с. 96–101.
3. Атабаев Б.Г., Джаббарганов Р., Шаропов У.Б. Саидханова Н.Г. // Узбекский физический журнал. 2009, V.11. №4. с.303-307.
4. Б.Г. Атабаев, Р. Джаббарганов, Н.Г. Саидханова // Известия Академии Наук. Серия физическая. 1998, Т.62, № 4, с.801-805.

ТЕОРИЯ ФОТОЭЛЕМЕНТА С МНОГИМИ НАНОРАЗМЕРНЫМИ P-N ПЕРЕХОДАМИ

Т.А.Джалалов, Э.З.Имамов, Р.А.Муминов

Электронно-дырочные переходы и контактные явления являются основой работы полупроводниковых приборов. Большинство ныне существующих фотоэлементов состоят из одного сплошного перехода (или каскада нескольких последовательно соединенных переходов), что сильно ограничивает возможности повышения эффективности гелиоустановок. Их модернизация на основе достижений современной нанотехнологии, в частности, нанесение на освещаемую поверхность многих нульмерных нанообъектов из другого однородного полупроводникового материала может значительно повысить эффективность солнечной энергетики [1]. Когда много нульмерных переходов соединяются параллельно, то их суммарное сопротивление будет меньше меньшего. В данной работе исследуется теория многоконтактных фотоэлементов, на основе нульмерных нанообъектов, нанесенных на их освещаемую поверхность.

Различие между работами выхода электрона КТ - квантовой точки ($A_{КТ}$) и электрона полупроводниковой базы (A_{n-Si}) ответственно за возникновение между ними контактной разности потенциалов (ϕ_0):

$$e\phi_0 = A_{КТ} - A_{n-Si} \tag{1}$$

Нановключения должны удовлетворять следующим модельным предположениям:

- имеют дискретный энергетический спектр состояний электрона;
- КТ (из материала с постоянной решетки a_0 и диэлектрической проницаемостью ϵ_N) имеет форму шара радиусом R ;

- количество КТ пропорционально $N_{0D}^{2/3}$ –поверхностной концентрации легирующих доноров;
- вероятность захвата электрона из объема одинаково для каждой молекулы КТ;
- занимая малое пространство ($\approx 10-40$ нм; молекул всего - $10^4 - 10^6$), КТ в состоянии сконцентрировать достаточно большой электрический заряд;
- площадь КТ составляет $\approx 10-16\%$ поверхности.

Величина φ_0 определяется количеством электронов N , которые за счет «оголения» доноров захватываются из объема n -типа кремния на дискретные энергетические уровни квантовой точки, а также образованием области пространственного заряда (ОПЗ) шириной d .

Заряды, которые в процессе образования контактной разности потенциалов сконцентрированы на КТ, и заряды самих «оголенных» доноров образуют p - n -переход весьма своеобразной природы. Ондлинный, отдельный, однотипный и расположенный за каждой КТ (КТ и p - n -переходов не меньше, чем $N_D^{2/3}$ штук). Свойства подобной приборной системы, состоящей из очень многих p - n -переходов должны быть специфическими и уникальными. Такое ожидание получило подтверждение в работе [2], в которой экспериментально показана корреляция между многопереходностью фотоэлемента и его уникальными прикладными проявлениями.

В длинном p - n -переходе всё поглощение видимого света происходит только в пределах присутствия поля перехода. Оно больше, чем область проникновения света, чем диффузионные длины и основных и неосновных носителей тока. Генерируемые электронно-дырочные пары (и за счет примесного поглощения, и поглощения светом с энергией $h\nu \geq E_g$, и далеким ультрафиолетовым излучением) сразу же после рождения будут пространственно разделяться этим полем.

Создать такой контакт возможно только после нанотехнологической обработки освещаемой поверхности фотоэлемента создается электрически емкий контакт нановключения, который своим сконцентрированным зарядом обеспечивает достаточно протяженное контактное поле.

Теория контактного явления в фотоэлементах со многими наноразмерными p - n переходами (ФМНП) строится из предположения, что каждая КТ, в соответствии со своей емкостью C_0 , захватывает N электронов базы:

$$C_0 = \frac{q}{\varphi_0} \quad C_0 = \frac{eN}{\varphi_0} \quad C_0 = 4\pi\epsilon_0\epsilon_N R \quad (2)$$

что дает для N соотношение:

$$N = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_N R \varphi_0}{e} \quad (3)$$

За КТ образуется однородная длинная линейная цепочка (длиной d) «оголенных» доноров иглообразной формы. В совокупности, поля всех p - n -переходов и КТ формируют ОПЗ с длиной, простирающиеся на десятки мкм.

На основе теоремы Остроградского-Гаусса и принципа суперпозиции полей, найдем $\mathbf{E}(x)$ – вектор напряженности электрического поля в каждом из k межплоскостном пространстве в ОПЗ ФМНП

где ϵ_0 –диэлектрическая постоянная, ϵ_{Si} – диэлектрическая проницаемость кремния, $[x_k]$ – целая часть x -координаты и равна k -номеру чередующихся плоскостей ($0 \leq k \leq N$) вдоль иглы.

Видно, что $E_k(x)$ между каждыми плоскостями равномерная и постоянная величина; везде отрицательная (из глубины p - n -перехода направлена к поверхности фотоэлемента); имеет дискретную структуру, при переходе на очередное межплоскостное пространство скачком изменяется (увеличивается) на 2β ($\beta = e/(\epsilon_0\epsilon_{Si})$), достигая нуля в конце p - n -перехода.

Из граничных условий $E_k(x_N = d) = 0$ при $x_k = x_0 = 0$ (равенства нулю $E_k(x)$ в конце p - n -перехода $x_N = d$), а также

$$e\varphi_N = 0, \quad \text{при } x_k = x_N = d \quad (k = N), \quad (5)$$

определим контактную разность потенциалов $\varphi_k(x)$ в каждом межплоскостном пространстве от x_k до x , где $0 \leq k \leq N$:

$$\varphi_k(x) = - \int_{x_k}^x E_k(x) dx = \varphi_0 \cdot \frac{\beta}{b^2} \left[\frac{d}{N} \sum_{i=0}^k (i-1) + (N+1-k)x \right] = \varphi_0 \cdot \frac{\beta}{b^2} \left[\frac{k d (k-1)}{2N} + (N+1-k)x \right] = \varphi_k(x) \quad (6)$$

где $b = N_D^{-\frac{1}{3}}$.
При $x_k = x_0 = 0$

$$\varphi_0 = \beta \frac{N^2 (N + 1)}{2d} \quad (7)$$

$\varphi_k(x)$ в конце очередного межплоскостного пространства ($x=x_k$) равно: (7')

$$\varphi_k = \varphi_k \left(\frac{kd}{N} \right) = \varphi_0 - \frac{\beta(kN)}{2d} (2N + 1 - k)$$

Несмотря на то, что потенциал образуется отдельными р-п переходами, его непрерывность сохраняется вдоль всей толщины области пространственного заряда. Специфика, связанная с наличием многих наноразмерных р-п переходов, проявляется в межплоскостных пространствах лишь в его структуре (она линейно, а не квадратично зависит от координаты).

Оценка полученных данных соотношений показывает, что $\varphi_k(x)$ спадает почти на половину ($\approx 54\%$) в конце первой четверти области пространственного заряда, а в середине - его величина составляет порядка 26% от величины φ_0 .

Длина иглообразного р-п перехода: (8)

$$d = \frac{\beta N^2 (N + 1)}{2\varphi_0} = \frac{C_0 N (N + 1)}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}}$$

При $N \gg 1$ (8')

$$d \approx \frac{\beta N^2}{2\varphi_0} = \frac{C_0 N^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}}$$

В таблице приведен результат численной оценки при различных значениях φ_0 - контактного потенциала R-радиуса КТ ($N_D \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $\varepsilon_N \approx \varepsilon_{Si} = 12$), из которого видно, что d - меняется от 43 до 482 мкм, что гораздо больше, чем длина области пространственного заряда в фотозlemente с одним сплошным р-п-переходом при $N_D \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

R (нм) \rightarrow		10	20	30	40	Толщина ОПЗ - d (мкм)
φ_0 (эВ) \downarrow	0,6	121	241	362	482	
	0,7	89	177	265	354	
	0,8	68	135	203	270	
	1	43	87	131	174	

Литература:

1. Т.А.Джалалов, Э.З.Имамов, Р.А.Муминов. «Механизм повышения эффективности солнечных фотозlementов». Журнал Гелиотехника 2010г, №4 (с. 3-9); «Особенности энергетического спектра и мультиэкситонной генерации в наночастицах PbSe и PbS». Журнал Гелиотехника 2011г, № 2 (с. 18-21).
2. Цой Броня. «Преобразователь Электромагнитного Излучения (Варианты) » Патент в Евразийском патентном ведомстве. EP2405487 A1, (2012.08.30); «Способ изготовления пучкового перехода, пучковый преобразователь электромагнитного излучения», Патент во всемирной организации интеллектуальной собственности, № WO 2011/040838 A2 (07.04.2011)

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ГОЛЬМИЕВОГО ФЕРРИТА-ГРАНАТА ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

Джуряев Д.Р., Ниязов Л.Н., Тураев А.А.

Бухарский государственный университет,
М.Икбол 11, lazizn@mail.ru

Известно, что редкоземельные ферриты-гранаты (РЗФГ) – двухподрешеточные ферромагнетики, имеющие кубическую кристаллическую структуру и характеризующиеся температурой Кюри

≈ 550 К. Одна магнитная подрешетка этих ферромагнетиков образована ионами Fe, вторая – РЗ ионами. При этом спонтанные магнитные моменты подрешеток ориентированы антипараллельно друг другу [1]. Так как в точке магнитной компенсации наблюдаются аномалии многих актуальных для практических приложений свойств РЗФГ (магнитной восприимчивости, магнитоотрицательности и др.), поэтому их исследования вблизи ТК представляют не только академический, но и прикладной интерес [2].

Для исследований использован образец монокристалла $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в виде плоскопараллельной пластинки с поперечными размерами ≈ 2×3 мм² толщиной ≈ 80 мкм, вырезанный таким образом, что развитые поверхности совпадали с кристаллографической плоскостью (100) (угол отклонения плоскости образца от плоскости (100), вызванный ошибкой ориентации кристалла на столике режущего станка, не превышал 5°).

По известным данным, значение ТК граната $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, найденное различными методами, колеблется в интервале 130–140 К [2, 3, 4], поэтому, кроме визуальных наблюдений ДС, для определения точки магнитной компенсации в кристалле исследована температурная зависимость эффекта Фарадея (ЭФ). Спонтанный ЭФ в РЗФГ может быть представлен в виде [5]:

$$\varphi = (a M\text{Fe} + b MR) l, \quad (1)$$

где a и b – магнитооптические коэффициенты, l – длина пути света в кристалле вдоль направления вектора M . Отметим, что в (1) не учтен вклад от гиромангнитного ЭФ, которым в $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в интересующей нас спектральной области можно пренебречь [8].

При понижении температуры образца от комнатной его ДС практически не изменялась до $T \approx 145$ К, ниже которой ширина доменов начинала заметно расти. Рост ширины доменов наблюдался до $T \approx 133$ К; при этой температуре в центре изображения поверхности образца скачком появлялась область, не содержащая доменов, которая быстро расширялась к периферии образца до тех пор, пока при $T \approx 132$ К на его изображении доменов не оставалось. Такое «бездоменное» состояние образца сохранялось до $T \approx 129$ К. При дальнейшем уменьшении температуры изображение полосовой ДС появлялось вновь: домены возникали на периферийной части образца, постепенно «прорастая» к его центру. При этом границы между возникающими доменами были параллельны направлению ДГ в ДС, как наблюдалось при $T = 295$ К. Ниже $T \approx 129$ К ширина доменов сначала быстро уменьшалась, достигая минимального значения при $T \approx 110$ К, после чего практически не зависела от температуры. Нагрев образца от $T = 85$ К до комнатной температуры приводил к воспроизведению описанной картины температурной эволюции его ДС в обратном порядке.

Полученная экспериментально температурная зависимость ширины доменов образца $d(T)$ показана на рис. 1. Приведенные на рис. 1 значения d определяли делением диаметра видимой площади образца (диаметра отверстия в держателе образца) на полное число доменов, наблюдаемых в равновесной ДС, реализующейся при данной T .

Феноменологическая теория полосовой ДС ферромагнитной пластинки, имеющей перпендикулярный к ее плоскости компонент вектора M , развита в [6, 7]. В частности, в предположении, что температурная зависимость спонтанной намагниченности вблизи T_K имеет вид

$$M(T) \propto |T - T_K|,$$

из полученных в [6, 7] результатов следует, что в пластинке, толщина h которой сравнима с периодом ДС (как в нашем случае), при условии $\epsilon/4M^2h \ll 1$ (где ϵ – плотность энергии доменных границ) зависимость ширины доменов от температуры представляется как

$$\frac{d}{d_0} = \frac{T(T_0 - T_K)}{T_0|T - T_K|}, \quad (2)$$

где d_0 – значение ширины доменов при $T_0 > T_K$.

В обратном предельном случае $\epsilon/4M^2h \gg 1$ (т.е. при $M \rightarrow 0$) при приближении температуры к T_K ширина доменов стремится к некоторой максимальной величине $d^* \approx h \exp(\epsilon/8\xi^2 h)$, где ξ – параметр, характеризующий обменные свойства ферромагнетика [7]. Таким образом, согласно существующей теории, в непосредственной близости к T_K ширина доменов остается конечной, что соответствует результатам наших наблюдений.

Рассчитанная по (2) с использованием значений $T_0 = 150$ К и $T_K = 131$ К зависимость $d/d_0(T)$ представлена на рис. 1. Из сравнения приведенных на рис. 3 графиков видно, что формула (2) достаточно хорошо описывает характер изменения ширины доменов исследованного образца с температурой.

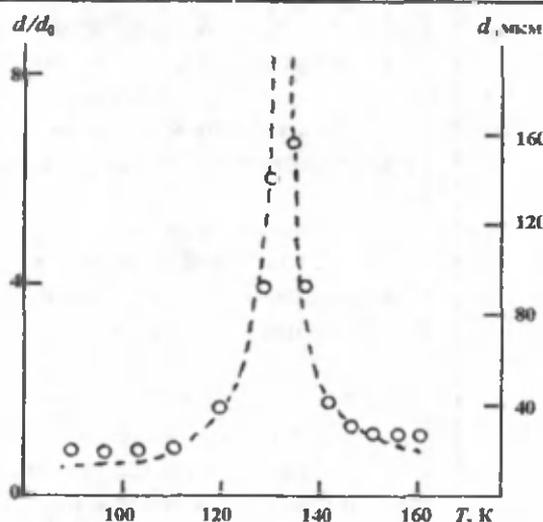


Рис. 1. Температурная зависимость ширины доменов в равновесной магнитной структуре образца: пунктирная линия – расчет по формуле (2), точки – эксперимент.

Что касается экспериментально наблюдаемого «бездоменного» состояния образца, то для объяснения его существования вблизи T_K следует учесть, что в отсутствие внешнего поля H ДС определяется балансом между магнитостатической энергией E_m и энергией ДГ $\epsilon \approx (AK)^{1/2}$ (где A – обменная константа, K – константа анизотропии) [4]. Поскольку $E_m \propto M^2$, а ϵ определяется вращением векторов M_R и M_{Fe} в ДГ, то вблизи T_K $E_m \rightarrow 0$, в то время как величина ϵ меняется слабо. Следовательно, существует температурный интервал ΔT , включающий T_K , в котором выигрыш в магнитостатической энергии кристалла за счет образования ДС становится меньше энергии ϵ , т.е. в интервале ΔT образование доменов становится энергетически невыгодным. Согласно выполненным в [6] расчетам, температурная ширина области «бездоменности» ферромагнитной пластинки в окрестности T_K составляет

$$\Delta T \approx T_K (A/K)^{1/4} h^{-1/2}. \quad (3)$$

Подставляя в (3) значения $T_K = 131$ К, $A = 2 \times 10^{-6}$ эрг/см [1], $K (T = 130 \text{ К}) = 2 \times 10^3$ эрг/см³ [3] и $h = 8 \times 10^{-3}$ см, получим $\Delta T \approx 8$ К, что по порядку величины согласуется с данными наших экспериментов (напомним, что в исследованном образце $129 \leq \Delta T \leq 132$ К).

Таким образом, несмотря на ряд сделанных предположений, упрощающих реальную ситуацию, теория полосовой ДС, развитая в [6, 7], позволяет (по крайней мере, качественно) описать основные особенности поведения ДС исследованного кристалла $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ вблизи точки магнитной компенсации.

Литература

1. А.К. Звездин, В.М. Матвеев, А.А. Мухин, А.И. Попов. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах (Москва, Наука, 1985).
2. К.П. Белов. Редкоземельные магнетики и их применение (Москва, Наука, 1980).
3. Физические величины: справочник под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (Москва, Энергоатомиздат, 1991).
4. В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика (Москва, Энергоатомиздат, 1990).
5. W.A. Crossley, R.W. Cooper, J.L. Page, R.P. van Stapele, Phys. Rev. **181**(2), 896 (1969).
6. В.Г. Барьяхтар, Д.А. Яблонский, ФТТ **16**(11), 3511 (1974).
7. А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, ФТТ **22**(3), 680 (1980).

ОСОБЕННОСТИ ЛЕГИРОВАНИЯ ПЛЕНОК РВТЕ ВИСМУТОМ

А.Д. Дилшодов

Ферганский филиал Ташкентского университета информационных технологий,
150100, Фергана, Узбекистан, atakulovsh@mail.ru

Круг термоэлектрических материалов, применяемых на практике, до сих пор ограничен Bi_2Te_3 , PbTe , GeTe и их твердыми растворами, сплавами BiSb , $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ и $\beta\text{-FeSi}_2$. Это связано с жесткими требованиями к зонным параметрам, механизмам рассеяния и концентрации носителей в веществах, причем, существенно то, что все требования должны выполняться одновременно. Перед

разработчиками стоит задача совершенствования свойств материалов из этого круга соединений. Наиболее эффективными методами в этом плане являются отклонение состава твердых растворов от стехиометрии и легирование материалов.

Важное место при разработке преобразователей занимают пленочные термоэлементы и термобатареи, применяемые в термо-, пиро- и актинометрии, при термостатировании интегральных микросхем [1,2]. Перспективность легирования кристаллов $PbTe$ висмутом [3,4] стимулирует исследования свойств пленок $PbTe <Bi>$.

Пленки получали термовакuumной конденсацией механических смесей $PbTe+Bi$, $PbTe+BiTe$ на слюду-мусковит и полиимид по технологии, описанной в [1]. Шихта содержала от 0,1 до 6 вес.% Bi ; максимальное содержание Bi в шихте - $2,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. В процессе шихта испарялась полностью, все пленки имели устойчивый n-тип проводимости.

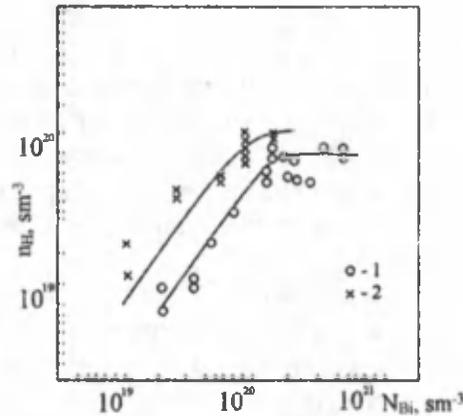


Рис. 1. Зависимость n_H электронов в пленках от концентрации вводимых атомов Bi . 1- $PbTe <Bi>$; 2 - $PbTe <BiTe>$.

В исследуемых пленках измеряемая холловская концентрация электронов (n_H) определяется их концентрацией в объеме кристаллитов. На рис.1 даны результаты холловских экспериментов.

При $N_{Bi} < 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ пленках $PbTe <BiTe>$ на каждый атом Bi в шихте зоне проводимости пленок появляется один электрон (рис.1, кривая 2). При легировании атомарным Bi такая пропорция отсутствует - $n_H < N_{Bi}$.

На рис.2 даны зависимости холловской подвижности электронов (μ_H) от концентрации примеси в шихте. Сравнивая зависимости $\mu_H(N)$ для массивных кристаллов и пленок $PbTe$ [1,5,6] с результатами рис.2, можно заключить, что при приближении концентрации Bi к 10^{20} см^{-3} спад в зависимости $\mu_H(N)$ сильнее, чем, например, в $PbTe <PbI_2>$.

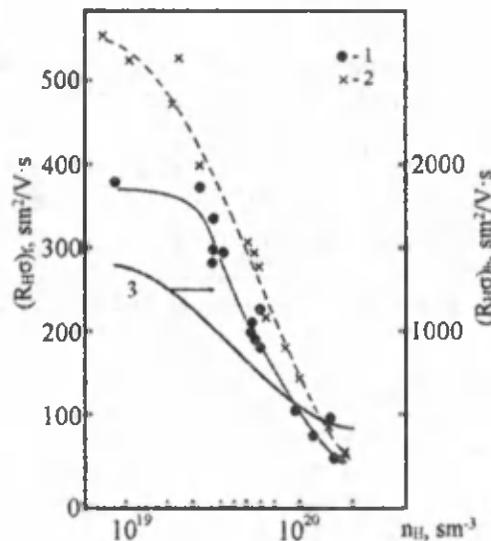


Рис. 2. Зависимости $\mu_H = R_{H0}$ от концентрации вводимой примеси. 1- $PbTe <Bi>$, 2- $PbTe <BiTe>$, 3- данные для массивных кристаллов $PbTe$, легированных галогенов.

Различие в зависимости $n_H(N_{Bi})$ для пленок $PbTe <Bi>$ и $PbTe <BiTe>$ (рис.1) связано с амфотерностью легирующего действия Bi [3,4]. Амфотерность Bi в $PbTe$ объясняется следующей

простой схемой [4]. Bi в подрешетке Pb находится в состоянии Bi^{+3} (вместо Pb^{+2}) и, являясь донором, дает один электрон в зону проводимости. В подрешетке Te висмут находится в состоянии Bi^{-3} (вместо Te^{-2}), являясь акцептором. Переход $Bi^{+3} \rightarrow Bi^{-3}$ сопровождается образованием вакансии на месте атома Bi в подрешетке Pb , при этом исчезают четыре электрона из зоны проводимости, т.е. происходит самокомпенсация легирующего действия Bi в $PbTe$. Pb^{+2} и Bi^{+3} имеют близкие радиусы: 1,76 и 1,82 Å; их массы 207,2 и 209 [7], замещение $Bi^{+3} \rightarrow Pb^{+2}$ в $PbTe$ проходит более эффективно. Процесс $Bi^{+3} \rightarrow Te^{-2}$ менее эффективен из-за заметных различий атомных масс и ионных радиусов Bi и Te . Тем не менее, в $PbTe <Bi>$ дефицит атомов Te скорее всего компенсируется частичным расположением атомов Bi в подрешетке Te . Равное по абсолютной величине зарядовое состояние Bi (Bi^{+3} и Bi^{-3}) вызывает самокомпенсацию легирующего действия висмута.

В пленках $PbTe <BiTe>$ атомы висмута в основном располагаются в подрешетке свинца, так как Bi в решетке $PbTe$ по показателю электроотрицательности является аналогом Pb . Из-за энергетической невыгодности в равновесных условиях в халькогенидах свинца практически невозможно образование антиструктурного дефекта (замещение свинцом халькогена) [5], поэтому при введении в $PbTe$ Bi и Te в пропорции один к одному висмут располагается в подрешетке свинца, а теллур в своей подрешетке. В этом случае предпосылок к проявлению амфотерности Bi и самокомпенсации – нет. Этим и объясняется закон $n_H \approx N_{Bi}$ при $N_{Bi} \leq 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Монотонное насыщение кривой $n_H(N_{Bi})$ при более высоких концентрациях легирующей добавки (кривая 2 рис.1), видится весьма интересным.

В нашем понимании картина явления в $PbTe <BiTe>$ выглядит так. Из-за высокой статической диэлектрической проницаемости $PbTe$ $\epsilon=400$ [5] боровский радиус, характеризующий локализацию электрона вблизи атома примеси в $PbTe$, значителен $a_B \approx 200 \text{ нм} \gg a$. Примесь Bi – «водородоподобная», так как находится в однозарядовом состоянии $Bi^{+3} = (Bi^{-2})^{+1}$ в сравнении с Pb^{+2} . Это в свою очередь уже при не высоких для $PbTe$ концентрациях примеси ($N > 10^{15} \text{ см}^{-3}$) вызывает расщепление примесных уровней. Малое значение боровской энергии $E_B \approx 10^{-5} \text{ эВ}$ даже при слабом легировании и низких температурах позволяет считать верхнее значение энергии примесного состояния совпадающей с дном зоны проводимости E_c . При $N \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ перекрываются волновые функции примесных электронов, так как радиус экранирования иона примеси становится меньше a_B , и, в рамках представлений теории сильнолегированных полупроводников [8], появляется примесная зона, проникающая в зону проводимости.

В системе с примесной зоной во внешних полях вплоть до очень низких температур перенос носителей заряда может осуществляться только в зоне проводимости [8]. В рассматриваемом нами случае $PbTe$ электронный газ вырожден. Если отсчет энергии вести от дна зоны проводимости, число электронов проводимости можно задать соотношением

$$n_H = N \left[1 + \exp\left(\frac{E_i - F}{kT}\right) \right]^{-1} = 4N_c F^{3/2} [3\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}]^{-1}, \quad (1)$$

где $E_i > 0$ и $F > 0$ – энергии потолка примесной зоны и Ферми соответственно; N_c – число состояний в зоне проводимости. Уравнение (1) записано для стандартной (параболической и изотропной) зоны. В $PbTe$ зона проводимости непараболична [9]; главные экстремумы зоны расположены на краю зоны Бриллюэна в направлениях $<111>$ (точка L); число экстремумов равно четырем. Изоэнергетические поверхности вблизи точек L имеют вид вытянутых эллипсоидов с двумя составляющими эффективной массы: продольной («тяжелой») и поперечной («легкой»). С ростом энергии и продольная, и поперечная составляющие растут. При сильном легировании проявляется дисперсия эффективной массы плотности состояний, влияющая на рассматриваемый эффект. Поэтому в (1) под N_c подразумевается

$$N_c(E) = \int_0^E \rho(E) dE \quad (2)$$

где $\rho(E)$ – плотность состояний в зоне проводимости.

В рамках простой зоны при $(E_i - F) \ll kT$ уравнение (1) разрешается в виде

$$F \approx E_i - kT \ln \frac{3\pi^2}{2\sqrt{2}} \frac{N}{N_c} \left(\frac{kT}{E_i}\right)^{3/2} \quad (3)$$

Согласно (3), при

$$\frac{3\pi^2}{2\sqrt{2}} \frac{N}{N_c} \left(\frac{kT}{E_i}\right)^{3/2} > 1 \quad (4)$$

$F < E_i$, и уровень Ферми располагается в примесной зоне. При обратном соотношении в (4) $F > E_i$, примесь полностью ионизирована и $n_H = N$. При переходе уровня Ферми в примесную зону $n_H = N = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. При таких концентрациях электронов, согласно [9], с учетом непараболичности зоны $N_c \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Подставляя эти данные в (4), получаем, что при $E_i > 0,24 \text{ эВ}$ уровень Ферми проникает в зону проводимости и слабо зависит от N и E_i , насыщая $n_H(N_{Bi})$ в $PbTe$ < $BiTe$ >. Иными словами уровень Ферми стабилизируется в примесной зоне.

Что касается холловской подвижности (рис.2), то следует отметить два фактора определяющих зависимость $\mu_H(N)$. Первый – это «утяжеление» не только эффективной массы плотности состояний, но и эффективной массы электропроводности при перераспределении носителей между неэквивалентными экстремумами. Второй – включение в процесс переноса свободных состояний примесной зоны, расположенных выше F (например, электрон-электронные взаимодействия в ней); впрочем, идентификация этого требует более детального рассмотрения.

Литература

1. Б.М.Гольцман, З.М.Дашевский, В.И.Кайданов, Н.В.Коломоец. Пленочные термоэлементы: физика и применения. (Москва, Наука, 1985).
2. Аморфные и поликристаллические полупроводники. Под ред. В.Хейванга (Москва, Мир, 1987).
3. Н.С.Голованова, В.П.Зломанов, О.И.Тананаева, Л.Д.Личева. Изв. АН СССР, Неорг.материалы, 20, 574 (1984)
4. Л.И.Бытенский, В.И.Кайданов, В.П.Макеенко, Р.В.Мельник, С.А. Немов, ФТП, 18,489 (1984).
5. Ю.И.Равич, Б.А.Ефимов, И.А.Смирнов. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидом свинца $PbTe$, $PbSe$, PbS (Москва, Наука, 1968).
6. Б.М.Гольцман, В.А.Кудинов, И.А.Смирнов. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 (Москва, Наука, 1972).
7. Таблицы физических величин. Справочник Под ред. И.К.Кикоина (Москва, Атом издат, 1976).
8. В.Л.Бонч-Бруевич, И.П.Звягин, Р.Кайпер, А.Г.Миронов, Р.Эндерлайн, Б.Эссер. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. (Москва, Наука, 1981)
9. И.Н.Дубровская, Ю.И.Равич. ФТТ, 8, 1455 (1966).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ

Дустназаров Э.М., Ашуров Н.Ш., Югай С.М., Ашуров Н.Р., Рашидова С.Ш.

Институт химии и физики полимеров АН РУз,

100128, г.Ташкент, ул. А.Кадыри Т^а, e-mail: ashnana2001@yahoo.com

Непрерывное обострение экологических проблем, а также удорожание и постепенное истощение запасов традиционных энергоносителей (прежде всего нефти и газа), возобновляемая энергетика считается весьма перспективной отраслью экономики. В текущем десятилетии в мировой энергетике на основе возобновляемых источников энергии наблюдаются весьма высокие темпы роста и инвестиционная активность. Наиболее перспективным возобновляемым источником электроэнергии является солнечная энергия.

Солнце доставляет ежегодно приблизительно 120000 ТВт (1 Тера Ватт = 10^{12} Вт) мощность энергии, что 10000 раз больше мощности энергии, потребляемой в мире ежегодно. В настоящее время доля солнечной энергетике на мировом рынке возобновляемой энергетике составляет примерно 5%.

Солнечные батареи на полимерной основе имеют ряд преимуществ перед традиционными на основе неорганическими полупроводников, как легкость, гибкость и технологические возможности получения ячеек на больших площадях. Однако низкая конверсия таких ячеек сдерживает их промышленное применение. Среди основных проблем повышения эффективности конверсии путем уменьшение ширины запрещенной зоны органического полупроводника, увеличения тока короткого замыкания и напряжение открытой цепи наибольший ресурс связан с оптимизацией морфологии взаимопроникающей сетки полимера (донор) и акцептора (производные фуллерена).

Последнее может быть осуществлено путем варьирования природы растворителя, концентрации раствора и температурного отжига наноразмерных пленок полисопряженного полимера.

В данной работе проведены исследования структурных и оптических характеристик РЗНТ (поли (3-гексилтиофен))а как общепринятого стандарта, выступающего в качестве донора солнечных батарей.

Методом УФ спектроскопии был изучен оптический спектр поглощения пленок РЗНТ, полученный варьированием условий приготовления (рис.1.).

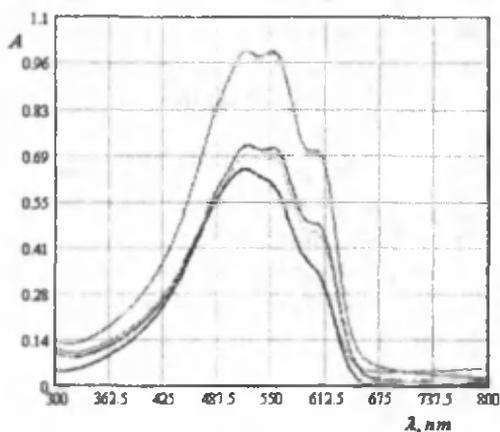


Рис. 1. УФ спектры пленок РЗНТ, полученных через раствор в дихлорбензоле различной толщины (от 113 нм до 250 нм)

Как видно из экспериментальных данных, спектроскопические исследования полученных пленок имеют все полосы поглощения соответствующие РЗНТ в области 513, 560 и 610 нм, которые связаны с различными электронными переходами. Варьирования типа растворителя, также и концентрации раствора и толщины пленок существенно сказывается на интенсивности полос поглощения. Этот факт свидетельствует о возможности варьирования поглощения фотонов солнечного спектра.

Методом рентгеноструктурного анализа было изучено надмолекулярная структура пленок РЗНТ и по экспериментальным данным были рассчитаны параметры элементарных ячеек, которые позволили оценить морфологию полученных пленок.

Как нам известно, межплоскостное расстояние системы является функцией параметров ячейки. Зная значение межплоскостного расстояния можно оценить параметры ячеек методом оптимизации, в котором межплоскостное расстояние является функцией зависимой от шести параметров $d = f(a, b, c, \alpha, \beta, \gamma)$.

Общий вид выражения межплоскостного расстояния имеет вид:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{\frac{h^2}{a^2 \sin^2 \alpha} + \frac{2kl}{bc} (\cos \beta \cos \gamma - \cos \alpha) + \frac{k^2}{b^2 \sin^2 \beta} + \frac{2hl}{ac} (\cos \alpha \cos \gamma - \cos \beta)}{1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta - \cos^2 \gamma + 2 \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma} + \frac{\frac{l^2}{c^2 \sin^2 \gamma} + \frac{2hk}{ab} (\cos \alpha \cos \beta - \cos \gamma)}{1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta - \cos^2 \gamma + 2 \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma}$$

Для высшей сингонии эта зависимость становится проще. Нами были рассчитаны параметры ячеек и размер кристаллитов которые связаны уширениями линии и были рассчитаны по формуле Дебая-Шеррера.

Рассчитанные значения параметров элементарных ячеек методом оптимизации для пленок РЗНТ, полученных в различных условиях имеют, $a=15.7 \text{ \AA}$, $b=7.8 \text{ \AA}$, $c=8.3 \text{ \AA}$ и имеют орторомбическую сингонию.

Размер кристаллитов, рассчитанный по формуле Дебая-Шеррера, составляет 16,4 нм.

Таким образом, толщина и морфология получаемых пленок зависит от концентрации растворов и условий получения. Полученные пленки имеют кристаллиты размерами 164 \AA . Возможность оценки параметров надмолекулярной структуры донора и закономерности их изменения от условий их формирования и воздействия внешних факторов (Т), содействуют целенаправленному регулированию подвижности зарядов и транспорт к соответствующим электродам.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА КРИТИЧЕСКУЮ ТЕМПЕРАТУРУ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

М.Р.Жумаев, Э.М.Кенжаев, В.Ш.Файзиев

БухДУ кафедра физики,

e-mail: zinatulina.88@mail.ru:Tel(93)452-87-82

Аннотация. Исследованы квантовым методом Монте-Карло с непрерывным по времени петлевым алгоритмом эффекты, обусловленные магнитными примесями для антиферромагнитной цепочки Гейзенберга со спином $S=1$ в простой кубической решетке. Определены температуры фазовых переходов, индуцированные примесями для магнитных примесей со значением спина $S = 1/2, 3/2$ и 2 и сравнены с индуцированными немагнитными примесями температурой перехода.

В последнее время ведутся интенсивные исследования фазовых переходов, вызванные магнитными полями и/или примесями в низкоразмерных магнетиках с квантовой щелью, в которых фазовые переходы не обнаруживаются вплоть до нулевой температуры. Среди них, в спин-пайерлсовском материале CuGeO_3 [1], и халдейновском материале $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ [2,3] экспериментально исследованы фазовые переходы, индуцированные немагнитными примесями, и определена температурная зависимость температуры перехода индуцированного примесями.

Определенно, температура перехода, вызванная Si^{2+} ионами с $S = 1/2$ очень низка по сравнению с примесью ионов Mg^{2+} с $S = 0$. Кроме того, ионы Co^{2+} с $S = 3/2$ на много стимулируют самую высокую температуру перехода, а температура перехода, индуцированная примесями Mn^{2+} с $S = 5/2$, оказывается ниже температуры перехода индуцированной примесями Mg^{2+} с $S = 0$. В данной работе, мотивируясь этими интересными экспериментальными результатами, квантовым методом Монте-Карло исследован фазовый переход, индуцированный магнитной примесью и определена температура перехода, индуцированная примесью в квазиодномерной антиферромагнитной модели Гейзенберга.

Для описания физики статических примесей в Халдейн-щелевом состоянии, выбрана антиферромагнитная гейзенберговская цепочка в простой кубической решетке с исходным спином $S=1$, случайно заменяемая примесями со спином $S \neq 1$. Гамильтониан системы для этого случая имеет следующий вид

$$H = J \sum_{x,y,z} S_{x,y,z} \cdot S_{x+1,y,z} + J' \left(\sum_{x,y,z} S_{x,y,z} \cdot S_{x,y+1,z} + \sum_{x,y,z} S_{x,y,z} \cdot S_{x,y,z+1} \right)$$

здесь J - сила внутрицепочечного взаимодействия, и этот параметр использовался как единица измерения энергии и температуры. А J' является силой межцепочечного взаимодействия и ось x выбрана, параллельно взаимодействующим цепочкам.

Модельные параметры и условия моделирования выбирались следующим образом.

На обеих гранях конечно-размерной цепочки появляются эффективные спиновые степени свободы с величиной $S = 1/2$ [9].

Таким образом, в узлах соседствующими с разбавленным узлом, появляются $S = 1/2$ эффективные спины, и взаимодействие между ними по самой короткой пути является ферромагнитным. Дальнедействующая корреляция между эффективными спинами поддерживается всеми взаимодействиями и таким образом немагнитные примеси индуцируют дальний антиферромагнитный порядок.

Типичная энергия взаимодействия между эффективными спинами экспоненциально уменьшается относительно расстояния между ними, с постоянной распада пропорциональной к щели беспримесной системы [9].

Для наблюдения примесь индуцированного фазового перехода в разумно высокой температуре, необходимо, чтобы щель чистой системы была в достаточной степени узкой. А это обстоятельство дает возможность выбрать большого масштаба длины корреляции между эффективными спинами, которые вносят вклад в дальний порядок.

Таким образом, в халдейновской фазе выбирается точка около фазовой границы, где щель в спектре спиновых возбуждений почти разрушается, приближаясь к квантовой критической точке чистой системы.

ТКС модель позволяет уточнить несколько тонких аспектов, при рассмотрении эффектов обусловленных магнитными примесями с $S = 1/2$.

Если учесть что, эффективный $S = 1/2$ спин в каждой примеси с $S = 1/2$ вносит вклад в объемный дальний порядок, в то время как эффективный $S = 1$ спин в примеси с $S = 0$ делает то же самое, тогда на первый взгляд, можно ожидать, что примеси с $S = 0$ стимулируют более высокую температуру перехода, чем примеси с $S = 1/2$.

Здесь мы полагаем, что $S = 1/2$ спин в позиции разбавленного узла из рис. 3 составляет синглетную пару с одним из эффективных спинов.

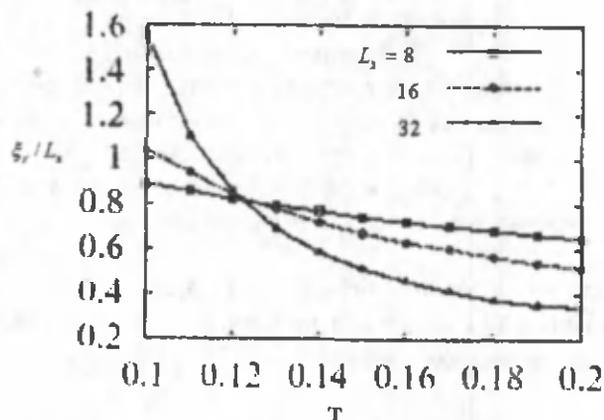
В связи с тем, что $S = 0$ спины отрезают сильных внутрицепочечных связей, тогда в качестве основного взаимодействия между эффективными спинами является только очень слабое межцепочечное спаривание.

Но в противоположность к этому, магнитные примеси сохраняют сильное внутрицепочечное взаимодействие по определению существующей модели, и сила взаимодействия между локальными эффективными спинами вокруг примесей остается сильным.

Кроме того, структура ТКС может быть нарушена вокруг $S = 1/2$ спинов примесей и тогда три $S = 1/2$ спины в каждом $S = 1/2$ спине примеси вносят вклад в объемный антиферромагнитный порядок.

Как показали результаты моделирования, из примесных эффектов в существующих простых моделях более вероятным является последний сценарий.

Температура перехода индуцированной примесями и ее зависимость от величины спина примесей определялась следующим образом.



По аналогии со стандартным анализом конечно-размерного масштабирования, получено отношение длины корреляции ξ к линейному размеру системы L относительно температуры изменяющей размер системы. Определение температуры перехода производилось, наблюдением точки пересечения в ξ/L . Здесь антиферромагнитная длина корреляции рассчитана методом второго момента [8] с использованием динамической функции корреляции. Анализ для примесей с $S=2$ показано в рис.1.

Литература

1. M. Hase, I. Terasaki, Y. Sasago, K. Uchinokura and H. Obara, Phys. Rev. Lett. 71, 4059 (1993).
2. Y. Uchiyama, Y. Sasago, I. Tsukada, K. Uchinokura, A. Zheludev, T. Hayashi, N. Miura, and P. Booni, Phys. Rev. Lett. 83, 632 (1999).
3. N.Kawashima and K. Harada, J. Phys. Soc. Jpn. 73, 1379 (2004).
4. T. Sakai and M. Takahashi, J. Phys. Soc. Jpn. 58, 3131 (1989).
5. A. Koga and N. Kawakami, Phys. Rev. B 61 (2000), 6133.
6. С.Ю.Давыдов, С.В.Трошин, ФТТ т. 49, вып.8, 1508 (2007).
7. S. Todo and K. Kato, Phys. Rev. Lett. 87, 047203 (2001).
8. F. Cooper, B. Freedman, and D. Preston, Nucl. Phys. B210 [FS6], 210 (1982).
9. M. Sigrist and A. Furusaki, J. Phys. Soc. Jpn. 65, 2385 (1996).

ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК P-N- ПЕРЕХОДОВ НА ОСНОВЕ 4H-SiC И 6H-SiC

Атабаев И.Г., Жураев Х.Н., Пак В.А., Адамбаев К

Физико-технический институт Академии наук Республики Узбекистан,
100084 Ташкент, Узбекистан, atvi@uzsci.net

Введение

Карбид кремния является одним из эффективных материалов для приборов микроэлектроники, работающих в экстремальных внешних условиях. Поэтому ведутся интенсивные работы по структурному совершенствованию монокристаллов SiC и разработке приборов на его основе [1-2]. Для карбида кремния актуальной проблемой является получение совершенных p-n- переходов и контактов, которые обуславливают, быстроедействие и максимальную рабочую температуру устройства.

Характеристики диодных структур определяют высота потенциального барьера, ширина области пространственного заряда (ОПЗ), наличие внутреннего электрического поля структуры (градиент концентрации примесей).

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты изучения емкостных свойств структур на основе кристаллов 4H-SiC и 6H-SiC.

Подготовка образцов и методика эксперимента

Исходными образцами для исследования являлись монокристаллические пластинки карбида кремния выращенных CVD методом с относительно низкой концентрацией ростовых дефектов концентрация дислокаций 10^4 см^{-2} и концентрацией микротрещин до $10 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}$ (производства США), различного политипа 4H-n-SiC и 6H-n-SiC, толщина образцов 400-600 мкм. Удельное сопротивление ρ , полученных слитков, при комнатной температуре составляло $\sim 3 - 20 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Исследуемые образцы, созданы низкотемпературной диффузией бора и алюминия, которые являются основными акцепторными примесями в SiC [3, 4].

Омические контакты к слою p-типа проводимости были получены напылением слое Al и Sn, и последующим отжигом в вакууме при температуре 400°C . Площадь контакта составляла 10^{-6} м^2 .

Получение диффузионной области p-n- перехода описано в работах [3, 4]. До проведения вольт-фарадных измерений формировались тыльные контакты. Во всех структурах наблюдалось несимметричные ВАХ, в изучаемых структурах в исследуемом диапазоне напряжений ток утечки не превышал 10^{-6} А .

ВЕХ измерялась на мосте переменного тока (измеритель LCR, цифровой E7-12 и мост переменного тока P5058) при частотах 10^3 , 10^4 , и 1 MHz . Для определения параметров необходимо проведение измерений при таких частотах сигнала чтобы эмитированные заряды с локальных состояний дефектов не захватывались обратно этими центрами [5].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Частотные измерения показали, что до определенной частоты $\sim 10 \text{ кГц}$ емкость не зависела от частоты. На рис.1 приведены результаты измерений ВФХ 4H-SiC, измеренные при комнатной температуре (293 K). Параллельно измерению ВЕХ измерялась комплексная проводимость $Z(G)$ (на рис.2).

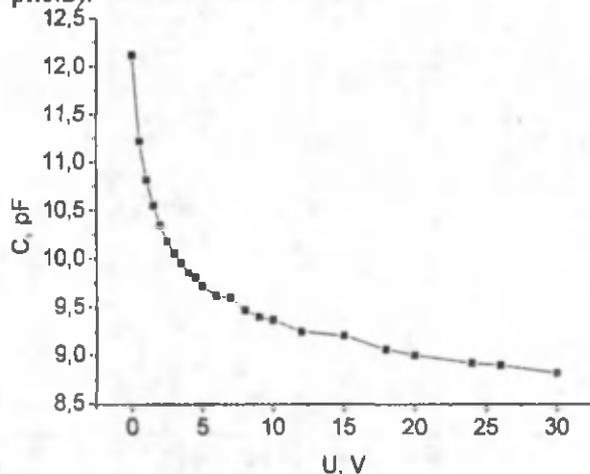


Рис.1. Вольт-фарадные характеристики 4H-SiC p-n-структур, измеренных при 1MHz частотах

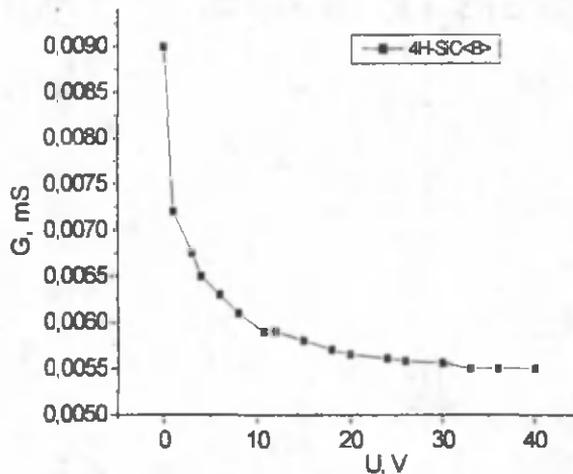


Рис.2. Комплексной проводимости от напряжения 4H-SiC-B p-n-структур, измеренных при 1MHz частотах

Известно, что измерения ВФХ позволяет судить о величине потенциального барьера, о ширине ОПЗ, о резкости p-n- перехода, о наличии градиента концентрации ионизированных центров в исследуемой области. Наклон зависимости $S^2/C^2(V)$ пропорционален концентрации примеси, как видно из графика рис.3, в образце существует неравномерное определенное распределение примеси. Экстраполяция кривой на ось напряжения показывает, что высота потенциального барьера для структур p-n-4H-SiC, равна 1,55В.

Исследование ВФХ p-n- структур дает возможность определить толщину переходной области W от приложенного напряжения в образцах 4H-SiC-B с резким несимметричным p-n- переходом. Согласно [6] емкость в общем случае может быть найдена как емкость плоского конденсатора, расстояние, между обкладками которого равно ширине ОПЗ W .

$$C = S \sqrt{\frac{qN_d \epsilon \epsilon_0}{2(U_0 + U)}} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{W}$$

Значения относительной диэлектрической проницаемости для 4H-SiC принимались $\epsilon \approx 6.5 \div 6.8$ [7].

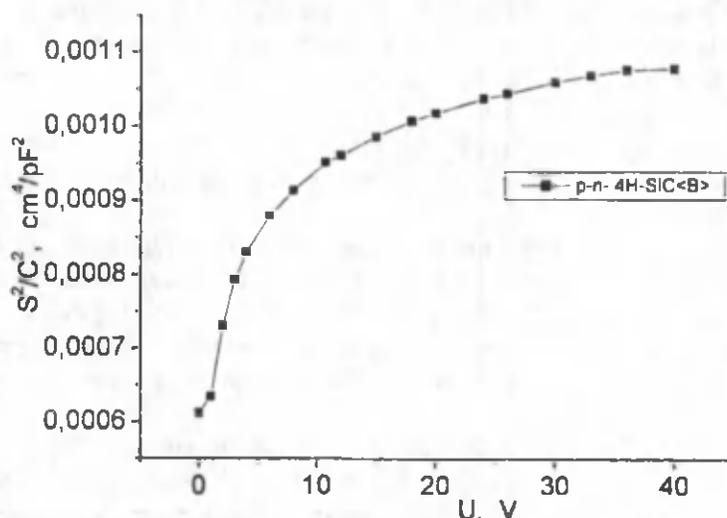


Рис. 3. Зависимость $(S/C)^2$ от приложенного напряжения для 4H-SiC p-n-структур, измеренных при 1 MHz частотах.

На рис.4, приведен результаты расчета толщины области пространственного заряда W в p-n-переход 4H-SiC по ВФХ образца. Толщина p-n-перехода, определенная из значения емкости при нулевом смещении, составляет $0,75 \cdot 10^{-6}$ м, что удовлетворительно согласуется с результатами изучения p-Si-n-3C-SiC гетероструктур [8, 9].

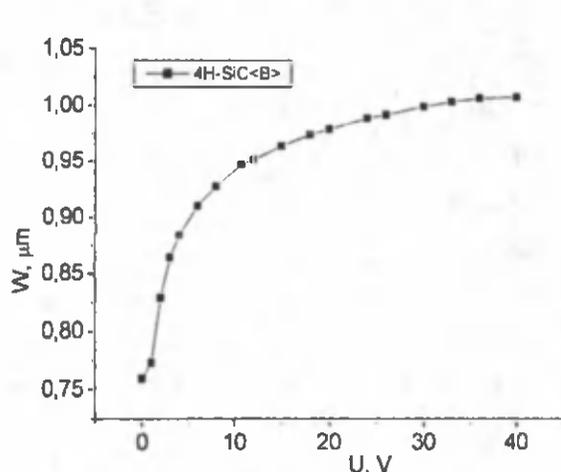


Рис. 4. Зависимости толщины ОПЗ W в структурах p-n-4H-SiC от напряжения

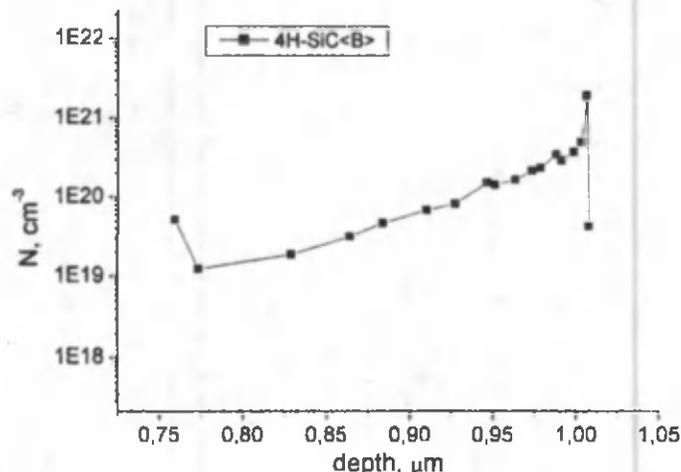


Рис. 5. Распределение примеси бора по данным ВЕХ в образце p-n-4H-SiC

По наклону ВФХ в координатах $C^{-2}-U$, используя формулу [10, 11],

$$N(x) = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_0 S^2} \frac{\Delta U}{\Delta(1/C^2)} = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_0 S^2} \frac{(U_2 - U_1)}{1/C_2^2 - 1/C_1^2}$$

можно определить концентрацию примеси. Результаты расчетов приведены на рис.5.

Определенная величина концентрации примесей высока N_{Bx} для 4H-SiC составляет от $1,2 \cdot 10^{19}$ см⁻³ до $2 \cdot 10^{21}$. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются результатами работ [12, 13].

Заключение

Измерением вольт-фарадных характеристик установлено, что в 4H-SiC-B структурах, полученных методом низкотемпературной диффузии бора в 4H-SiC, образуются резкие несимметричные переходы. Для сформированной структуры толщина области объемного заряда составляет $0,75 \cdot 10^{-4}$ см.

Из вольт-фарадных характеристик рассчитаны значения растворимости примеси в образцах, концентрация бора достигает 10^{21} см⁻³, сделан вывод о неравномерном распределении примесей.

Литература

1. Иванов П.А., Челноков В.Е. ФТП., 1995, т.29, вып.11, стр.1421-1443
2. Lebedev A.A. Proc. Of ISSCRM-2000, III International seminar on silicon carbide and related materials. 2000, May 24-26. p.111-112.
3. Атабаев И.Г., Салиев Т.М., Бахранов Э.Н. Способ низкотемпературной диффузии бора в карбид кремния. Патент РУз IDP 05199.
4. Atabaev IG and etc. Material Science and Applications. USA, 2010, Vol.1, No.2, p.53-58.
5. Л.С. Берман. Емкостные методы исследования параметров полупроводников. Л.: Наука. 1982.
6. В.Г. Георгиу. Вольт-фарадные измерения параметров полупроводников. стр.35
7. Справочник по электротехническим материалам, под ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева (Л., Энергоатомиздат, 1988) том 3.
8. С.Ж. Каражанов, И.Г. Атабаев, Т.М. Салиев, Э.В. Канаки, Е. Джаксимов. ФТП, 2001, том 35, вып.1, стр.75
9. В.А. Батенков. Электрохимия полупроводников. Учебное пособие. Барнаул – 2002, стр.18
10. Павлов Л П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М.Высшая школа, 1987, с.177.
11. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984), том 1, стр.261
12. M. Canino. PhD thesis. Phosphorus ion implantation in SiC: influence of the annealing Conditions on dopant activation and defects. 2007, page 64, Bologna
13. А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов, К.И. Игнатъев. ФТП 1996. том 30, вып.10, ст.1865-1870

ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА $p(GaAs)-n(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ ГЕТЕРОСТРУКТУР

С.З.Зайнобиддинов¹, Р.Н.Хамраева², Д.А.Нишанова², А.Ю.Бобоев¹, Ж.Н.Усмонов¹, В.М.Рустамова²

¹Андижанской Государственной Университет, ²Институт Ядерной Физики АН РУ, e-mail: aboboevsc@mail.ru

В данной работе приведены результаты исследований вольтамперной характеристики (ВАХ) $p(GaAs)-n(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ гетероструктур. Гетероструктура была получена методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава в атмосфере очищенного палладием водорода. Подложками служили арсенид галлиевые пластины диаметром 20 мм и толщиной 350 мкм, вырезанные в кристаллографическом направлении (100), легированные оловом с концентрацией $(3-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Состав раствора-расплава был получен на основе предварительных исследований системы GaAs-Ge-Sn-ZnSe и литературных данных [1,2].

Температурные интервал кристаллизации 640-740 °С и скорость выращивания $\Theta=0,1 \text{ мкм/мин}$. Выращенные пленки имели *n* тип проводимости с толщиной ~ 10 мкм.

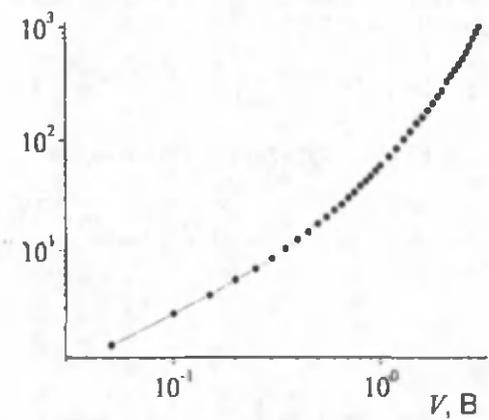


Рис. 1. Вольтамперная характеристика $p(GaAs)-n(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ гетероструктур

На рис.1. представлена темновая вольтамперная характеристика $p(GaAs)-n(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ гетероструктур при комнатной температуре. Из рисунка видно, что зависимость темнового тока от напряжения имеет выпрямляющие свойства. Коэффициенты выпрямления

$$K = \frac{J_d}{J_s} (V = const.) \text{ приблизительно равны } 10 \text{ при } U=3 \text{ В.}$$

На начальном участке ВАХ до 0,2 В обычно Омический, в интервале от 0,25 до 1 В зависимость тока от напряжения носит экспоненциальный характер

$$I = I_0 e^{\frac{qU}{ckT}} \quad (1)$$

где $I_0 \approx 2,6 \cdot 10^{-3} \text{ мА}$, $c \approx 9,3$. Это однозначно указывает на то, что наши структуры имеют достаточно

длинную базу [3], т.е. $d/L_p > 1$, где d – длина базы, L_p – диффузионная длина неосновных носителей. С другой стороны параметр «с» по теории В.И. Стафеева зависит от отношения

подвижностей электронов и дырок – $b = \mu_n / \mu_p$, толщины базы, которая составляет $d \approx 10$ мкм и от диффузионной длины неосновных носителей – дырок твердого раствора $n(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$,

$$c = \frac{2b + ch(d/L_p) + 1}{b + 1} \quad (2)$$

С помощью этого выражения, зная отношения подвижностей электронов и дырок, можно будет найти диффузионную длину неосновных носителей. Экспоненциальная зависимость в интервале напряжений от 1 до 3 В ВАХ подчиняется степенному закону вида $I = AV^\alpha$ с разными значениями α . При высоких уровнях инжекции когда $V > 1$ В следует участок более умеренного роста тока с напряжением. Такую ВАХ можно интерпретировать дрейфовым механизмом переноса тока в режиме омической релаксации, который реализуется в случае, когда инжектированный объемный заряд меньше заряда некомпенсированных доноров N_d . С учетом инерционности рекомбинационно-стимулированной перестройки рекомбинационных центров N_R скорость рекомбинации имеет вид [3]:

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) + c_n c_p \tau_{RS} np} \quad (3)$$

где c_n, c_p – коэффициенты захвата электронов и дырок на рекомбинационные центры, соответственно, n_1, p_1 – статистические факторы Шокли-Рида, τ_{RS} – время рекомбинационно-стимулированной перестройки N_R . В зависимости от уровня возбуждения р-п-перехода, соотношения между первыми двумя членами и последним членом в знаменателе этого выражения, скорости рекомбинации меняются, следовательно решение уравнения токопереноса и соответственно ВАХ структуры будет иметь различный вид.

С ростом уровня инжекции когда $c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) < c_n c_p \tau_{RS} np$ ВАХ имеет более сложный вид типа –

$$V = A + B\sqrt{I} - D/\sqrt{I} \quad (4)$$

где A, B, D – постоянные зависящие от параметров материала базы р-п перехода, в данном случае от свойств твердого раствора $n(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$, ВАХ, где наблюдается более резкая зависимость тока $I = 55,70 V^{2,263}$ и $I = 19,67 V^{3,585}$ на участке от 1 до 3 В, может быть интерпретирован с помощью зависимости [4].

Таким образом, на основе исследований ВАХ $p(\text{GaAs})-n(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ структур можно заключить что, в твердом растворе $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ имеет сложный вид ВАХ из-за различий скоростей рекомбинаций на р-п переходе.

Литература

1. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Сов. Радио. 1975. С. 328.
2. Саидов А.С., Саидов М.С., Кошчанов Э.А. Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев Арсенида Галлия и твердых растворов на его основе. Ташкент, изд. «Фан». 1986, с.127.
3. Стафеев В.И. ЖТФ, 28(9), 1631 (1958).
4. А.Ю. Лейдерман, М.К. Минбаева. ФТП, 1996, Т.30, вып.10, с.1729-173

СПЕКТРАЛЬНАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГЕТЕРОСТРУКТУР $P(\text{GAAS})-N(\text{GAAS})_{1-x-y}(\text{GE}_2)_x(\text{ZNSE})_y$

С.З.Зайнобиддинов¹, Р.Н.Хамраева², Д.А.Нишанова², А.Ю.Бобоев¹, Ж.Н.Усмонов¹, В.М.Рустамова²

¹Андижанской Государственной Университет, e-mail:

²Институт Ядерной Физики АН РУ,

aboboevscp@mail.ru

В настоящей работе приводятся результаты предварительных экспериментальных исследований спектральной зависимости фоточувствительности $p(\text{GaAs})-n(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ гетероструктур. Гетероструктура выращивались методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава в атмосфере очищенного палладием водорода. Подложками служили арсенид галлиевые пластины диаметром 20 мм и толщиной 250 мкм, вырезанные в кристаллографическом направлении (100), легированные оловом с концентрацией $(3 \div 5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Состав раствора-расплава был получен на основе предварительных исследований системы GaAs–Ge–

Sn-ZnSe и литературных данных [1,2]. Выращенные пленки имели n тип проводимости с толщиной ~ 10 мкм.

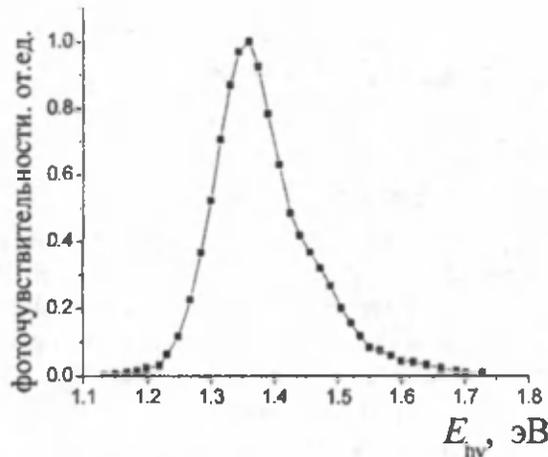


Рис. 1. Спектральная фотоувствительность гетероструктур $p(\text{GaAs})-n(\text{GaAs})_{1-x,y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$, ($a \leq x \leq b$; $a \leq x \leq b$) при комнатной температуре.

На поверхности эпитаксиальной пленки молярное содержание Ge_2 составляет 14 ат.%, ZnSe составляет 7 ат.%, пленка представляет собой твердый раствор (ТР) замещения $(\text{GaAs})_{1-x,y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$. Состав переходного слоя меняется по толщине пленки; ближе к подложке преобладает GaAs , и по мере роста слоя молярное содержание Ge_2 и ZnSe растет. Компоненты GaAs , Ge_2 и ZnSe удовлетворяют условиям образования концентрированного твердого раствора приведенной в работе [3]. Молекулы Ge_2 и ZnSe изовалентны относительно GaAs и образование твердого раствора на основе Ge и ZnSe обусловлено замещением GaAs молекулами Ge и ZnSe . Для выяснения роли компонентов ТР экспериментально исследовали спектральную зависимость фотоувствительности изготовленных структур с помощью зеркально-призмной монохроматора фирмы CARL ZEISS JENA с кварцевой оптикой, который позволяет исследовать образцы в спектральном диапазоне светового излучения длин волн от 0,35 до 2,5 мкм. На рис.1. представлена спектральная зависимость фотоувствительности $p(\text{GaAs})-n(\text{GaAs})_{1-x,y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ структур. Из рис.1. видно, что спектральная зависимость фотоувствительности исследованных структур охватывает диапазон энергии фотонов от 1,13 до 1,73 эВ. Спектральная фотоувствительность начинается с энергии фотонов 1,13 эВ, что обусловлен узкозонной компонентой Ge_2 твердого раствора $(\text{GaAs})_{1-x,y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ [4]. Известно, что запрещенная зона германия $E_{\text{Ge}}=0,67$ эВ, расположен внутри ширины запрещенной зоны арсенида галлия $E_{\text{GaAs}}=1,42$ эВ, а широкозонная компонента ZnSe несильно вляет на ширину запрещенной зоны GaAs . Максимум спектральной фотоувствительности твердого раствора $(\text{GaAs})_{1-x,y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ составляла 1,34 эВ, ближе чем запрещенной зоны GaAs .

Однако подъем спектральной чувствительности не резкий, что, возможно, обусловлено толщиной слоя ТР $(\text{GaAs})_{1-x,y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$, эффективно поглощающего низкоэнергетические кванты. Спад фотоувствительности при энергиях фотонов больше чем 1,34 эВ обусловлен глубиной залегания разделяющего барьера p - n -перехода, которая определяется в нашем случае толщиной эпитаксиального слоя составляет ~ 10 мкм. Как показано выше, диффузионная длина неосновных носителей в слое $(\text{GaAs})_{1-x,y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$, составляет $\sim 4,8$ мкм, что меньше, чем глубина залегания разделяющего барьера. Следовательно, электронно-дырочные пары, генерированные в приповерхностной области структуры коротковолновыми фотонами, не доходят до разделяющего барьера и не участвуют в создании фототока, что является основной причиной спада фотоувствительности исследованной структуры в коротковолновой области спектра излучения[5].

Литература

1. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Сов. Радио. 1975. С. 328.
2. Саидов А.С., Саидов М.С., Кошчанов Э.А. Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев Арсенида Галлия и твердых растворов на его основе. Ташкент, изд. «Фан». 1986, с.127.
3. Саидов М.С., Гелиотехника, 2001, №3, с.4-10.
4. К.А.Амонов. «Спектральная фотоувствительность $p\text{Si}-n(\text{SiGe})_{1-x}(\text{ZnSe})_x$ структур» //Материалы XLVIII международной научной студенческой конференции//Новосибирск. 2010 г. Ст 182.

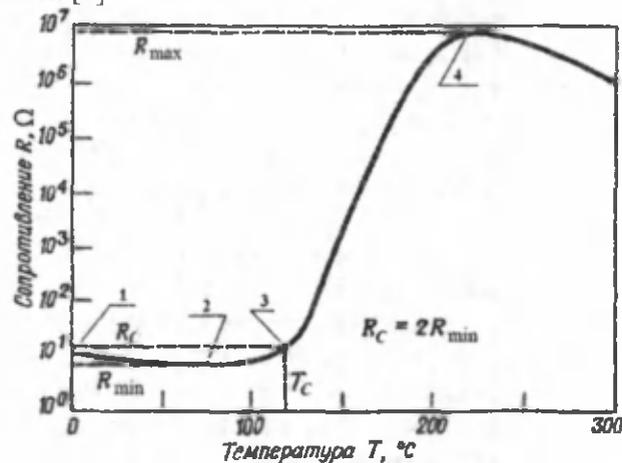
5. А.С. Саидов, Ш.Н. Усмонов, У.П. Асатова «Выращивание пленок твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ и исследование их структурных и некоторых фотоэлектрических свойств» //Физика и техника полупроводников// 2012, том 46, вып. 8

К ТЕОРИИ КЕРАМИЧЕСКИХ ТЕРМИСТОРОВ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ТЕМПЕРАТУРНЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ СОПРОТИВЛЕНИЯ

С.М. Зайнолобидинова

Ферганский государственный университет,
150100, Фергана, Узбекистан, atakulovsh@mail.ru

Термисторы с положительным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС) обычно называют РТС – термисторами (Positive Temperature Coefficient Thermistor) или позисторами. Большинство металлов и некоторые полупроводники в определенном интервале температур являются позисторами. Особое место среди позисторов занимают приборы на основе керамического титаната бария и родственных ему материалов, обладающих сегнетоэлектрическими свойствами. Собственно BaTiO_3 керамика в температурном диапазоне 100-200⁰С, где происходит фазовый переход в сегнетоэлектрическое состояние, обладает очень высоким положительным ТКС (до 0,3К⁻¹), а суммарное изменение сопротивления может составить более шести порядков. Типичная экспериментальная зависимость $R(T)$ такого позистора представлена на рис.1. Это свойство керамических позисторов делает их незаменимыми в некоторых областях применения, в частности, в нефтегазовой промышленности [1].



Необычное поведение ТКС керамических позисторов связано со способностью этих материалов одновременно проявлять и сегнетоэлектрические, и полупроводниковые свойства, а эффект наблюдается при фазовом переходе вблизи точки Кюри [1,2].

Титанат бария явился первым сегнетоэлектриком – полупроводником с не слишком широкой запрещенной зоной ($E_g \approx 3\text{эВ}$), в котором оказалось возможным исследовать явления переноса, механизмы рассеяния, неравновесную проводимость и люминесценцию, спектры оптического поглощения, зонную структуру и другие свойства [1,2].

Решающий вклад в понимание эффекта в BaTiO_3 был сделан в начале 60-х годов прошлого столетия [3]. Оказалось, что эффект локализован в тонких запирающих слоях материала у границ кристаллитов (ГК), тогда как объем кристаллита может иметь небольшое и почти не зависящее от температуры сопротивление. То обстоятельство, что монокристаллы BaTiO_3 не проявляют эффект, а также существенная зависимость сопротивления позистора от частоты переменного сигнала, указывали, что такими запирающими слоями являются области объемного заряда у ГК керамики [1,3]. Это нашло прямое подтверждение при исследованиях керамик с помощью эмиссионного электронного микроскопа, позволяющего наблюдать электрические поля на поверхности твердого тела [1].

Причиной образования запирающих слоев считался захват основных носителей заряда, локализованными на ГК акцепторными поверхностными состояниями (ПС), природа которых была неизвестна. Ситуация подробно рассмотрена нами в [4] при анализе особенностей образования потенциальных барьеров на ГК поликристаллов полупроводников при захвате электронов на ПС. При $\phi \gg kT$ удельную проводимость (или сопротивление) таких структур в основном определяет потенциальный барьер на ГК и его прозрачность.

Как отмечено в [1], теория [3] дает качественное понимание эффекта, но не объясняет поведение $R(T)$ в температурном диапазоне, где происходит нарастание диэлектрической проницаемости при фазовом переходе (левее точки Кюри T_c). А ход $R(T)$ правее точки Кюри обнаруживал даже количественное согласие теории и эксперимента.

По нашему мнению, используя подход, предложенный в [3,4], можно существенно уточнить теорию эффекта с целью проведения количественного сравнения с экспериментом во всем температурном диапазоне, где наблюдается позисторный эффект.

Будем считать, что керамика состоит из прямоугольных кристаллитов с характерным размером L в направлении, в котором измеряется эффект; ГК – плоская, а направление x – перпендикулярно ей и параллельно линиям тока. Считаем, что материал кристаллитов легирован относительно мелкой донорной примесью до концентрации N_d , которая в интересующем нас интервале температур полностью ионизирована $n = N_d$ (Позисторный эффект свойственен материалу с электронной проводимостью [1]).

На ГК имеются ПС концентрации N_s ; их моноэнергетический уровень E_s может располагаться достаточно глубоко в запрещенной зоне. Отсчет энергии будем вести от дна зоны проводимости ($E_c=0$), тогда $E_d < 0$, $E_s < 0$, $E \geq 0$ (E – энергия свободного электрона).

Если материал пленки легирован так, что $E_F > E_s$, ПС захватывают электроны проводимости и на ГК образуются барьеры. РТС – эффект в титанате бария наблюдается в отсутствие вырождения электронного газа. Высота потенциального барьера в этом случае задается решением уравнения Пуассона и в Шоттки – приближении имеет вид [4]

$$\varphi(x) = \frac{e^2 N_d}{2\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{l}{2} - x \right)^2, \quad \varphi(0) = \frac{e^2 f^2 N_s^2}{8\epsilon_0 \epsilon N_d} \quad (1)$$

где $\epsilon\epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость; $l = gfN_s/N_d$ – толщина барьера (радиус экранирования избыточного заряда вблизи ГК); g – фактор вырождения уровня ПС ($g=1$ или $g=2$); f – функция заполнения ПС электронами:

$$f = \left[1 + \exp\left(\frac{\varphi(0) - E_F + E_s}{kT} \right) \right]^{-1}. \quad (2)$$

Когда $\varphi(0) + E_s < E_F$, $f = 1$, $\varphi(0) = e^2 g^2 N_s^2 / 8\epsilon\epsilon_0 N_d$. При этом

$$N_s < \sqrt{\frac{8\epsilon\epsilon_0 N_d (E_F - E_s)}{e^2 g^2}} = N_s^*. \quad (3)$$

При $N_s > N_s^*$ $\varphi(0)$ отыскивается совместным разрешением. В первом приближении

$$\varphi(0) \approx E_F - E_s + kT \ln \left(\frac{N_s}{N_s^*} - 1 \right). \quad (4)$$

Если концентрация ПС велика, реализуется именно такая ситуация. Уровни Ферми и ПС взаимно «завязываются» с точностью порядка kT (пининг уровней Ферми и ПС) [4].

Согласно [4] проводимость поликристаллов определяется прозрачностью потенциального барьера, поэтому прежде чем перейти к обсуждению РТС – эффекта, посмотрим как изменение диэлектрической проницаемости, например с температурой (фазовый переход), может повлиять на прозрачность барьера. В качестве $\epsilon(T)$ имеет смысл выбирать реальные температурные зависимости диэлектрической проницаемости $BaTiO_3$, например в [5]. Согласно этим данным точка Кюри соответствует 120°C (393 K).

Как показано в [4], прозрачность потенциального барьера в отсутствие вырождения определяется соотношением

$$D(E) = A \cdot B \exp\left(\frac{C^2 - 1}{C^2 + 1} \frac{\varphi(0)}{kT \ln C} \right), \quad C = \exp \frac{1}{4} \sqrt{\frac{e^2 \hbar^2 N_d}{\epsilon\epsilon_0 m_e k^2 T^2}}, \quad (5)$$

где A и B – численные коэффициенты порядка единицы. C является квантовым параметром, учитывающим туннелирование через барьер В физическом смысле $C=1$ соответствует туннельно непрозрачному барьеру [4]. Используя (5), легко рассчитать, что в отсутствие вырождения в $BaTiO_3$ C всегда с большой точностью находится вблизи 1 из-за очень высоких ϵ , поэтому в соотношении (5) $(C^2 - 1)/(C^2 + 1) \ln C \approx 1$ и перенос электронов осуществляется только термоактивационно.

Для сопротивления керамики можно принять

$$R(T) \sim D^1(T). \quad (6)$$

Пусть высота барьера у ГК в каждой точке T характеристики $R(T)$ на рис.1, определяется соотношением (1) при $\varepsilon(T)$ - диэлектрическая проницаемость в точке T . Считая, что $\Delta\varepsilon$, Δf и $\Delta\varphi$ - малые изменения соответствующих параметров при увеличении температуры на ΔT и учитывая слабую зависимость E_F и E_S от температуры, продифференцировав (2) по T , установим связь между Δf и $\Delta\varepsilon$, а также между $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\varphi$

$$2 \left(1 - \frac{kT}{\varphi} \frac{f}{1-f} \right) \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}, \quad (7)$$

$$\Delta\varphi = 2\varphi \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \frac{1}{1 - \frac{kT}{\varphi} \frac{f}{1-f}} = 2\varphi \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \frac{1}{1-a}. \quad (8)$$

При увеличении температуры, если $\Delta\varepsilon > 0$ и $(\Delta\varepsilon/\varepsilon) > (\Delta T/T)$, что вблизи точки Кюри слева всегда выполняется, при $a < 1$ $R(T)$ растет. В случае $a > 1$ $\Delta\varphi$ уменьшается, при $\Delta\varepsilon > 0$ $\Delta\varphi$ увеличивается. Точно также справа от точки Кюри если $\Delta\varepsilon < 0$, при $a < 1$ $\Delta\varphi < 0$, а при $a > 1$ $\Delta\varphi > 0$.

С физической точки зрения картина явления выглядит следующим образом: изменение ε за максвелловское время релаксации вызывает перезарядку ПС – меняется функция их заполнения, что в свою очередь модулирует φ , а вместе с ним и сопротивление керамики.

Таким образом, функция заполнения ПС электронами следует за изменениями диэлектрической проницаемости. Казалось бы сильное увеличение ε в малом интервале температур слева от точки Кюри должно было согласно (1) уменьшить φ , а следовательно и R . Однако мы наблюдаем противоположную картину, за что ответственность несет перезарядка ПС.

Литература

1. Аморфные и поликристаллические полупроводники. Хейванг В., Биркхольц У. и др. Под ред. В. Хейванга.-М.: Мир, 1987.-160с.
2. Фридкин В.М. Сегнетоэлектрики-полупроводники.-М.: Наука, 1976.-408 с.
3. Heywang W. Bariumtitanat als Sperrschichtableiter. Solid state Electron, 1961, №1(3). P. 51-58.
4. Ш.Б.Атакулов, С.М.Зайнолобиддинова, Г.А.Набиев, М.Б.Набиев, А.А.Юлдашев. ФТП, 2013, №7(47). С.869-873
5. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.-1008 с.

ДАТЧИКИ УГЛА ПОВОРОТА И СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ВАЛА

Ж.К. Зиёваддинов, А.Л. Шамирзаев.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН Узбекистана,
ул. Бодомзор йули 2 “б”, Ташкент, 100084, Узбекистан, e-mail: sham.sez@mail.ru

В настоящее время разработано большое количество цифровых датчиков угла поворота вала, позволяющих считывать с них цифровой код текущего угла поворота. Преимущества цифровых датчиков общеизвестны и им было отдано предпочтение при разработке измерительно-вычислительного комплекса для универсального балансировочного стенда. Такие датчики получили название энкодеров. Энкодеры выпускаются многими фирмами, такими как Bourns, BEIsensors, MicroMo Electronics Inc., и др.

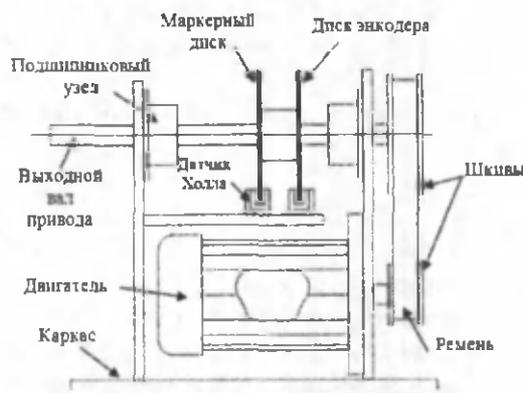


Рисунок. Пример конструкции управляемого электропривода со встроенным энкодером.

Часто датчики являются встроенными узлами других изделий, например, электродвигателей или подшипников. Датчики делятся на два типа: абсолютные и относительные (инкрементные). По принципу действия энкодеры делятся в основном на оптические и магнитные, имеют разрешающую способность от десятков единиц до сотен тысяч отсчетов на полный оборот вала. При этом скорости вращения вала могут достигать 30000 об/мин. Часто энкодеры содержат встроенные интерфейсы: параллельные и последовательные. Анализ характеристик различных энкодеров показал, что наиболее подходящим для применения в стенде является энкодер инкрементного типа, имеющий 2-битный квадратурный выход и дополнительный маркерный сигнал начала отсчета. Такой выход позволяет не только постоянно отслеживать угол поворота и направление вращения вала, но и измерять с его помощью скорость вращения. Кроме того, для работы с таким датчиком требуется всего 3 сигнальных линии. Может быть использован как оптический, так и магнитный датчик. Однако предпочтение следует отдать магнитным датчикам как более долговечным. Дело в том, что в оптических датчиках используются светодиоды, подверженные деградации. В магнитных датчиках применяются постоянные магниты и магниторезисторы или элементы Холла, имеющие гораздо больший срок службы. Преимущество оптических энкодеров перед магнитными заключается в их большей разрешающей способности, но для разрешения по углу в 1° - 3° , которого достаточно для балансировочного стенда, вполне подходят магнитные энкодеры. К тому же, изготовление энкодера с такими характеристиками на датчиках Холла не представляет особых трудностей, а это позволяет отказаться от закупки достаточно дорогих энкодеров заводского изготовления. Такой энкодер может быть встроен как дополнительный узел в управляемый электропривод стенда.

Еще одним преимуществом квадратурного энкодера перед другими может считаться то, что в составе некоторых микроконтроллеров имеется встроенный квадратурный декодер, предназначенный для прямого подключения квадратурных энкодеров, как это имеет место в микроконтроллерах семейства Xmega фирмы Atmel

Энкодер содержит диск, закрепленный на выходном валу привода. По внешней кромке диска расположены прорезы и зубцы, имеющие одинаковые угловые размеры. Число зубцов в четыре раза меньше требуемого количества отсчетов на полный оборот вала. Так, если требуется получить угловое разрешение в 3° , число зубцов должно быть равно 30. Рядом с диском устанавливается два датчика Холла таким образом, чтобы кромка диска входила в рабочий зазор обоих датчиков. При вращении диска зубцы и прорезы поочередно проходят вдоль рабочего зазора датчиков, а их выходные сигналы принимают состояния высокого или низкого уровня в зависимости от того, находится ли в данный момент в рабочем зазоре зубец или прорезь. Датчики устанавливаются относительно друг друга со сдвигом на половину углового шага зубцов. Таким образом, выходные сигналы датчиков оказываются сдвинутыми относительно друг друга на четверть периода, а фазовый сдвиг сигналов зависит от направления вращения диска. В энкодере содержится еще один диск (маркерный) и датчик Холла. Маркерный диск имеет только одну прорезь (или зубец) такого же углового размера, как и на основном диске. Этот дополнительный диск и датчик используются для получения маркерного сигнала, появляющегося один раз на полный оборот вала и свидетельствующий о прохождении вала через условную точку начала отсчета. Каждый из трех выходных сигналов энкодера может быть использован для измерения скорости вращения вала.

Применение датчиков Холла со встроенным преобразователем и формирователем сигнала позволяет обойтись без дополнительных схемных элементов и напрямую подключать их выходы к микроконтроллеру. Таким датчиком является, например, ранее выпускавшийся датчик ДМИ-1 российского производства или его зарубежные аналоги (1AV10A) от фирм «Хоневелл» (США) и «Сименс» (ФРГ).

Литература

1. Ж.К. Зиевадинов, А.Л. Шамирзаев "Датчики веса и силы для стендов динамической балансировки пыльных цилиндров машины для очистки хлопковолокна".. Журнал Механика-2013.

БЕЗЭРОЗИОННЫЙ СПОСОБ ДИФФУЗИИ ТЕЛЛУРА И СЕЛЕНА В КРЕМНИИ

Зикриллаев Н., Содиков У., Рахмонов Б., Мавлонов Г., Дусгмухамедов Х., Камалов Х.

Кремний легированный теллуrom (Te) и селеном (Se) представляет большой практический интерес, такие материалы широко используются в разработке инфракрасных фотоприемников работающих в области $\lambda=1\div 6$ мкм. Это прежде всего связан, во-первых, с достаточно большой

концентрацией электроактивных атомов теллура и селена в кремнии в отличие от других примесей, которые создают глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне, во-вторых, энергетические уровни создаваемые этими примесями относительно не глубокая ($E=0,1\div 0,22$ эВ), что позволяет поглощение примесного света с длиной волны до $\lambda=8$ мкм, и наконец, электрические параметры кремния легированного этими примесями различаются тем, что они достаточно стабильны до температуры $T=600$ К, что и обеспечивает устойчивость термостабильность и не изменяет параметров в различных условиях термообработки. Однако, сильная эрозия поверхности кремния, которая всегда имеется в процессе диффузии этими примесями (Te и Se) существенно затрудняет получение качественного материала с необходимыми параметрами, что ограничивает их использования в микроэлектронике.

В данной работе предложен новый способ диффузии Te и Se, который позволяет не только полностью исключить эрозию поверхности кристалла в кремнии, но и обеспечивает получить достаточно высокую концентрацию электроактивных атомов этими примесями в кремнии. Основная суть предлагаемого способа легирования кремния заключается в том, что диффузия проводится многоэтапным способом, т.е. с постепенными повышениями температуры. При этом температура, время выдержки в каждом определенном этапе, регулируется таким образом, чтобы давления паров диффузанта в кварцевой ампуле постепенно увеличивается, но и не превышает 0,5 атм.

Диффузия Te и Se в кремнии одновременно проводилась по новой и обычной технологии в отдельных кварцевых ампулах в интервале температур $1150-1250^{\circ}\text{C}$ в течение от 10 до 18 часов, с целью сравнения параметров кремния полученного по этим двум технологиям. Как показали экспериментальные результаты в легированных образцах с условиями новой технологии, во всех образцах на поверхности кристалла полностью отсутствует эрозия. В образцах, диффузия которых проводилась в условиях обычного режима, обнаружены сильные эрозии поверхности с глубиной до 150-200 мкм. Также следует отметить, что концентрация электроактивных атомов в образцах по новой технологии, почти 2-2,5 раза больше чем, в образцах полученных по обычной технологии. Разработанный способ легирования кремния вышеуказанными примесями позволяет полностью исключить эрозию поверхности и увеличивает концентрации электроактивных атомов, а также обеспечивает однородность легирования.

ФОРМИРОВАНИЕ БИНАРНЫХ НАНОКЛАСТРОВ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ В РЕШЕТКЕ КРЕМНИЯ

Илиев Х.М., Саттаров О.Э., Рахмонов Б.Р., Тачилин С.А., Сапарниязова З.М., Асанов Д.

Формирование кластеров примесных атомов с управляемой концентрацией и распределением их в кристаллической решетке представляет большой научный и практический интерес. Это прежде всего связано с возможностью управления фундаментальными параметрами полупроводниковых материалов, а также с использованием таких кластеров для создания микрогетеропереходов, барьеров Шоттки и более эффективных фотоэлементов. Однако формирование бинарных нанокластеров состоящих из нескольких сортов примесных атомов представляет особый интерес, так как такие бинарные кластеры примесных атомов в решетке позволяют формировать нано и микро варизонные структуры и гетероструктуры без поверхностных состояний. Поэтому целью данной работы является определение оптимальных термодинамических и технологических условий, а также выбор примесей для формирования бинарных нанокластеров в решетке кремния. В качестве примесей были выбраны атомы марганца и элементы VI-группы таблицы Менделеева (S, Se, Te). Такой выбор диктовался тем, что все эти примеси в кремнии являются донорами. Поэтому прямое комплексобразование между этими атомами отсутствует, что очень важно для формирования кластеров между ними.

Кремний одновременно легировался примесями Mn:S, Mn:Se и Mn:Te. При этом использовался новый способ многоэтапного и низкотемпературного легирования с учетом давления паров, коэффициента диффузии и растворимости этих примесей в кремнии. В качестве исходного материала был использован монокристаллический кремний p-типа с удельным сопротивлением $\rho=5$ Ом·см при $T=300$ К. При этом были изготовлены три партии образцов: первая партия- кремний легированный только Mn, вторая партия – кремний легированный только элементами VI-группы по отдельности и третья партия – кремний легированный одновременно Mn:S, Mn:Se и Mn:Te по отдельности. Условия легирования, охлаждения, а также после диффузионной обработки практически для всех образцов были идентичными.

Эксперименты показали, что для формирования кластеров между этими атомами необходимо после диффузии провести дополнительный отжиг с определенным временем. Нами определены такие температуры и время дополнительного отжига.

Установлено, что более эффективной температурой и временем отжига для взаимодействия между Mn и S являлась $T=1100^{\circ}\text{C}$ и $t=3$ час, для Mn:Se являлась $T=850^{\circ}\text{C}$ и $t=5$ час, для Mn:Te являлась $T=720^{\circ}\text{C}$ и $t=11\div 12$ час. Основные электрофизические параметры образцов после данного отжига приведены в таблице 1.

таблица 1.

Материал	ρ , Ом·см	μ , см ² /В·с	Тип
$T=1100^{\circ}\text{C}$, $t=3$ ч			
Si<Mn>	$3 \cdot 10^3$	1120	n
Si<S>	2	1200	n
Si<Mn,S>	5	220	p
$T=850^{\circ}\text{C}$, $t=5$ ч			
Si<Mn>	$2 \cdot 10^4$	250	p
Si<Se>	0,7	1200	n
Si<Mn,Se>	5	230	p
$T=720^{\circ}\text{C}$, $t=11\div 12$ ч			
Si<Mn>	$2 \cdot 10^2$	280	p
Si<Te>	0,5	1310	n
Si<Mn,Te>	5	250	p

Эти результаты показывают, что независимо от донорного характера этих примесей в кремнии, в образцах Si<Mn,S>, Si<Mn,Se>, Si<Mn,Te> после дополнительного отжига преобладают параметры исходного материала p-типа, как будто в них отсутствуют электроактивные атомы Mn и элементы VI группы.

На основе результатов активационного анализа и микрозондового исследования установлено, что в этих образцах концентрация Mn и элементов VI группы, такая же как и в образцах Si<Mn>, Si<S>, Si<Se>, Si<Te>. Эти данные позволяют нам предполагать, что в решетке кремния формируются новые соединения Si_2MnS , Si_2MnSe , Si_2MnTe (рис. 1).

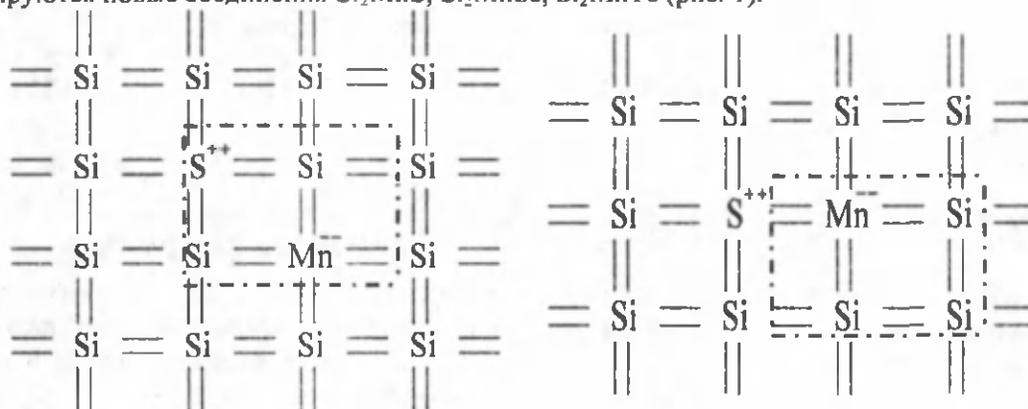


Рис. 1. Формирование новых соединений в ячейке Si_2MnS .

При этом атомы VI группы отдают два своих электрона атомам марганца находящимся в узлах рядом с атомами VI группы. В этих условиях все атомы VI группы и атомы Mn образуют нормальные тетраэдрические связи, без нарушения химических связей в решетке, которые обеспечивают энергетически более выгодные условия для формирования бинарных кластеров.

ШИФЕР ИШЛАБ ЧИҚАРИШДА ИНФРАҚИЗИЛ НУРДАН ФОЙДАЛАНИШ.

К.Оваркулов, Ғ.Рахматов, Қ.Ғойназарова

Фаргона давлат университети

Инфрақизил нур ёрдамида ишлаб чиқариш соҳасида, яъни шифер қурилиш материаллини қурилиш жараёни ўрганилган. Шифер сланецни қуйдириш-қизитиш йўли билан олинадиган плита ҳисобланади. Ҳозирги кунда қурилишда ишлатилаётган асбестли цементли шиферлар тўлқинсимон листлар каби ишлаб чиқарилади (ГОСТ 30340-95 асбестли цементли тўлқинсимон лист).

Агар нурланиш максимал даражада сув томонидан ва минимал даражада асосий материал томонидан ютилса, куритиш жараёнида энг яхши самара беради. Инфрақизил нурнинг маълум бир диапазондаги импульсли нурланишга айлантурувчи керамикадан чиқаётган нурланишнинг тўлқин узунлиги сувнинг ютиш соҳасида бўлади.

Инфрақизил нурлар билан шифер куритиш қурилмаси инфрақизил нурлар таркатувчи функционал керамикали нурлатгич блоклар, шифер хом-ашёсини ташувчи транспортёр ленталар ўрнатилган уч қаватли тагликлар, шифер хом-ашёсини совутиш учун ҳаво пуркагичлар блокдан иборатдир.

Куритиш қурилмаси шифер хом-ашёси таркибидаги сувни инфрақизил нурлар ёрдамида буғлантириб куритиш жараёни олиб боради. Функционал керамика қўлланган найчалардан таркалувчи тўлқин узунлиги 16 мкм ва импульси 10 мксек бўлган инфрақизил нурлар, асосан сувда ютилади ва шифернинг температурасини юқори даражага киздирмаганлиги сабабли, унинг барча сифат кўрсаткичларига таъсир ўтказмайди.

Нурлатгич блоклар ҳар бирига 9 донадан узунлиги 1000 ммли функционал керамика ўрнатилган ва юқори томонидан нур қайтаргичлар билан тўсилган, эни 1000 мм бўлган тўртбурчак шаклдаги корпусдан иборат.

Модел	Катта ХСВ-320	Катта ХСВ-340	Катта ХСВ-360	Катта ХСВ-380	Кичик ХСВ-320	Кичик ХСВ-340	Кичик ХСВ-360	Кичик ХСВ-380
Ишлаб чиқариш 100 000 дона/йил	20	40	60	80	20	40	60	80
Қувват	45	50	68	85	50	50	70	85
Линия юзаси (м ²)	300	500	660	700	300	350	400	840
Одамлар	11	13	16	18	11	14	16	20

1. Р.Х.Рахимов. / “Керамические материал и их применение”, част-3, Фергана, 2005 г.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ $CdO - pCdTe/MO$ – СТРУКТУРЫ.

Р.Р. Кабулов

Физико-технический Институт, Научно-производственное объединение «Физика - Солнце» АН РУз, ул. Бодомзор Йули 2Б, 100084, Ташкент, Узбекистан. E-Mail: krr1982@bk.ru, mirsagatov@uzsci.net.

$n-CdS/p-CdTe$ - гетероструктура является одной из перспективных структур для изготовления дешевого, тонкопленочного и высокоэффективного солнечного элемента (СЭ) для наземного применения [1]. Несмотря на хорошую воспроизводимость и высокое значение КПД, дальнейшее улучшение фотовольтаических характеристик тонкопленочных солнечных элементов на основе гетероперехода $CdTe/CdS$ ограничивается многими нерешёнными вопросами, связанными с качеством гетерограницы $n-CdS/p-CdTe$. На границе гетероструктуры $n-CdS/p-CdTe$ в результате взаимной диффузии S в CdTe и Te в CdS образуется переходная область, состоящая из твердого раствора (ТР) CdS_xTe_{1-x} [2]. Твердый раствор CdS_xTe_{1-x} является высокоомным, а толщина этого слоя ~ 2 мкм [3] и он, в основном, определяет электронные процессы в структуре в целом, в том числе и механизм переноса тока [4]. Для исключения рекомбинационных процессов на границе возможен путь замены слоя CdS на широкозонный слой CdO.

Данная работа посвящена исследованию температурной ВАХ $n-CdO/p-CdTe$ гетероструктуры для создания эффективных фотопреобразователей.

Методика эксперимента.

Для проведения настоящих исследований были изготовлены $In-n-CdO/p-CdTe-Mo$ - гетероструктуры. Базовым материалом для структур служили пленки $p-CdTe$, выращенные методом сублимации в потоке водорода на поверхности подложки. Подложка из молибдена (Mo) также служила тыльным собирающим контактом. Удельное сопротивление $p-CdTe$ пленок составляло $\rho \approx$

$10^3 + 10^4$ Ом·см, а ее толщина равнялась $d \approx 70$ мкм. Эти пленки состоят из блоков микрокристаллов со столбчатой структурой зерен, ориентированных по направлению роста и разориентированных по азимуту. Размеры зерен находятся в пределах от 150 до 250 мкм, так что зерна охватывают всю толщину пленки. Пленка оксида кадмия *n*-типа проводимости (CdO) наносилась на поверхность пленки *p*-CdTe методом магнетронного распыления толщиной $d \approx 0,5$ мкм. Верхний «П» образный собирающий электрод формировался методом термического испарения индия (In) в вакууме 10^{-5} торр на поверхности пленки CdO. Эффективная площадь входного окна *n*-CdO/*p*-CdTe - гетероструктуры, через которую осуществлялось освещение, составляла 1 см². Темновые вольтамперные характеристики *n*-CdO/*p*-CdTe-структуры исследовались в температурном диапазоне от +24°C до +81°C, и в прямом направлении приложенных напряжений до 5 Вольт. Прямым направлением тока в структуре считалось то, когда к Мо - контакту подавалось положительное напряжение смещения.

Проведенные исследования показали (рис.1), что прямая ветвь ВАХ до напряжений +5 Вольт состоит из трех участков. Первые два участка в интервале напряжений 0-0.5 Вольт и 0,5-1,0 Вольта имеют экспоненциальный характер зависимости описываемой соотношением [5]:

$$I = I_{01,02} \left(e^{\frac{qU}{c_{1,2}kT}} - 1 \right), \quad (1)$$

где *k* – постоянная Больцмана, *q* – заряд электрона, $I_{01,02}$ – предэкспоненциальный множитель, $c_{1,2}$ – фактор идеальности диода. В интервале напряжений $V > 1$ Вольт за экспоненциальной зависимости появляются сублинейный участок.

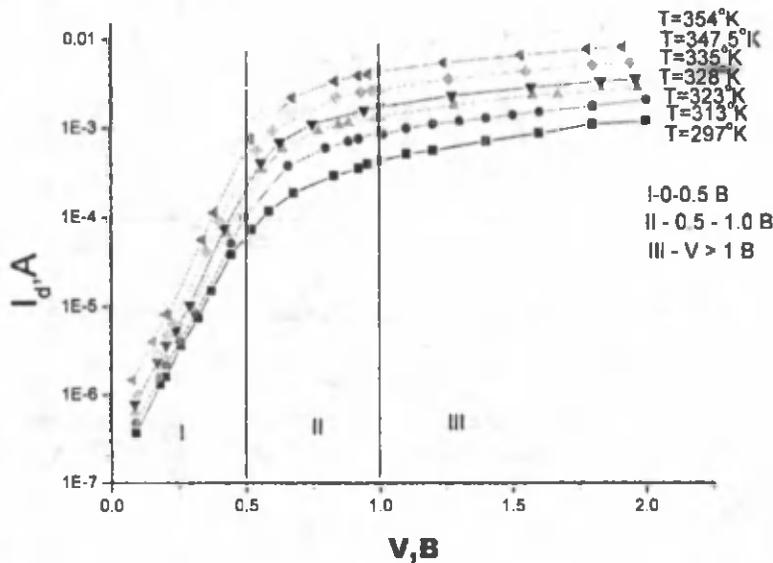


Рис. 1. Темновая прямая ветвь ВАХ CdO-*p*CdTe/Мо – структуры при различных температурах.

Методом экстраполяции, для всех исследованных температур, был определен предэкспоненциальный множитель - I_0 в зависимости (1). Используя соотношения (1) был определен фактор идеальности $c_{1,2}$ для двух экспоненциальных участков. Результаты проведенных расчетов для различных температур представлены в таблице 1.

Таблица 1.

T, K	297	313	323	328,2	335,5	347,7	354
I_{01}, A	$1.2 \cdot 10^{-7}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$	$2.6 \cdot 10^{-7}$	$3.1 \cdot 10^{-7}$	$5.5 \cdot 10^{-7}$	$7.3 \cdot 10^{-7}$
I_{02}, A	$3.7 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$4.3 \cdot 10^{-4}$	$7.4 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
C_1	3	2.8	2.74	2.65	2.5	2.38	2.21
C_2	16.74	18.35	31.15	40.8	38	41.2	46.9

На рис. 2 представлены результаты температурной зависимости предэкспоненциального множителя $I_{01,02}$ для двух участков ВАХ. Предэкспоненциальный множитель, как для первого, так и для второго участка ВАХ в широком интервале температур имеют экспоненциальный характер роста от температуры (2):

$$I_0 = I_{00} \cdot \exp(-E_a/k \cdot T) \quad (2)$$

Оцененная величина энергии активации для первого участка ВАХ имеет величину $E_{a1} = 0.3$ эВ, для второго участка имеет значение $E = 0,75$ эВ.

Из таблицы 1 видно, что фактора идеальности C_1 для первого участка ВАХ уменьшается с температурой от 3, при $T=297$ К, до 2.2, при 354 К. Однако для второго участка ВАХ величина фактора идеальности диода C_2 растет с увеличением температуры от 16,74, при $T=297$ К, до 46,9, при 354 К.

Полученная величина энергии активации $E_{a1} = 0.3$ эВ, характерна для первого участка ВАХ, она соответствует слабой инжекции тока, т. е. токоперенос определяется рекомбинационными центрами $E_{c-d} = 0,3$ эВ. Эти энергетические уровни могут образовываться неконтролируемыми примесями такими как Cu, Ag, Au [6]. Для случая второго участка с энергией активацией $E_{a2} = 0,75$ эВ, токоперенос определяется рекомбинацией зона – зона, что и соответствует $E_{gCdTe}/2 \sim E_{a2} = 0,75$ эВ. Возникновение третьего сублинейного участка ВАХ, связано с заполнением рекомбинационных центров и перераспределением приложенного напряжения в квазинейтральную часть p -CdTe.

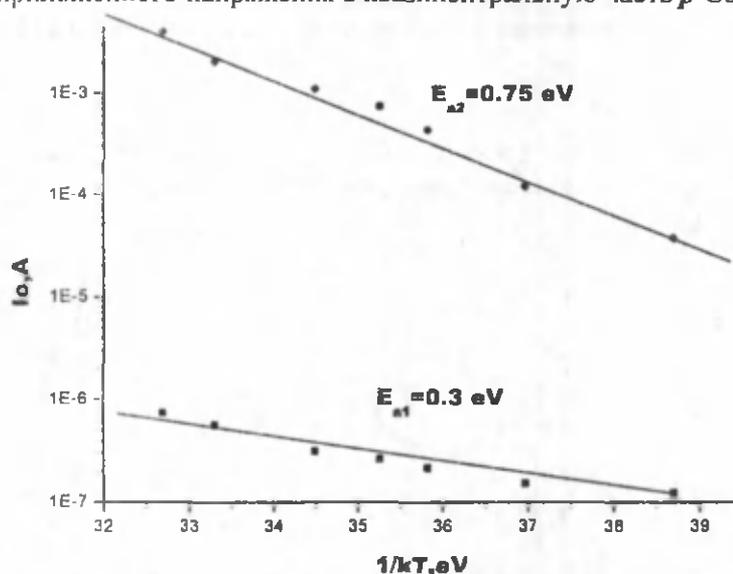


Рис.2. Температурная зависимость предэкспоненциального множителя I_{01} и I_{02} .

Литература.

1. Durose K., Edwards P.R., Holiday D.P. J.Cryst.Growth, 197, 733 (1999).
2. Жанабергенов Ж., Мирсагатов Ш.А., Каражанов С.Ж. Неорганические материалы, 41,915 (2005).
3. Музаффарова С.А., Мирсагатов Ш.А., Жанабергенов Ж., ФТТ, 49, 6, 1111 (2007).
4. Мирсагатов Ш.А., Лейдерман А.Ю., Айтбаев Б.У., Махмудов М.А. ФТТ, 51, 10, 1917 (2009).
5. В.И.Стафеев. ЖТФ, 28 (9), 1631 (1958).
6. K. Zanio. In: Semiconductors and Semimetals, v. 4 (Academic Press. 1978).

ПРОБЛЕМЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ПЭС/CDS/CDTE/ CDCL₂/SB₂TE₃

Ш.Б.Каримов, Б.Х.Каримов

Ферганский Государственный Университет
karimov1948@rambler.ru

Особое место среди альтернативных и возобновляемых источников энергии занимают фотоэлектрические преобразователи солнечной энергии, изучение которых превратилось в отдельное научное направление-фотовольтаику.

В настоящее время в космических и наземных условиях для электроснабжения широко используется солнечные элементы (СЭ) на основе монокристаллического кремния. К основным технико-экономическим показателям таких солнечных элементов, наряду с коэффициентом полезного действия, себестоимостью вырабатываемой ими электроэнергии и степенью устойчивости выходных характеристик к воздействию солнечных излучения. Исследования показали [1,2], что наилучшую устойчивость к.п.д. к радиационному воздействию космических условий имеют тонкопленочные элементы на основе теллурида кадмия.

Возможность реализации тонкопленочной гетероструктуры CdS/CdTe дешевле и достаточно эффективных солнечных модулей большой площади (а значит, возможность их массового

производства в перспективе) была доказана 1990-е годы. Коэффициент полезного действия образцов площадью 1см^2 , полученных химическим осаждением CdS на стеклянных подложках (покрытие проводящем полупроводящем слоем ITO или SnO_2) и последующей сублимацией в закрытом объеме теллурида кадмия был доведен до 15,8% [3]. При условиях солнечного облучения (AM1.5) было достигнуто рекордное значение плотности тока короткого замыкания $26,7\text{мА/см}^2$ [4]. Максимально удешевленную технологию изготовления тонкопленочной гетероструктуры CdS/CdTe удалось перенести на модули площадью 27×60 и $82\times 71\text{см}^2$ мощностью 45 и 140Вт с коэффициентом полезного действия 10,5 и 8,4% соответственно [5]. Результаты, полученные на элементах малой площади, вселяют надежду на повышение эффективности таких модулей, как минимум, до 16-17%. Однако остается неясным, почему даже при этом коэффициент полезного действия намного ниже теоретически возможного 28-30% [6]. Широкое внедрение в производство солнечных модулей на основе CdTe сталкивается с проблемами, требующими дальнейших исследований, выяснения процессов, которые определяют потери в фотовольтаической структуре.

Работа солнечного элемента предполагает участие в формировании фототока в лучшем случае всех фотогенерированных носителей заряда, т.е. 100% эффективность (коэффициент) собирание заряда (отношение числа разделенных пар электронно-дырочных пар к числу возникших в результате поглощения фотонов). Реально это условие по разным причинам выполняется только в большой или меньшей степени. Во-первых, из-за отражения от внешней фронтальной поверхности и других границ раздела не все фотоны, падающие на солнечный элемент, проникает в его активную область. Такие потери можно свести к минимуму, нанося просветляющие покрытия известными технологическими методами. Во-вторых, не все фотоны, уже проникшие в полупроводник, поглощаются. Из-за того что CdTe является полупроводником с прямыми межзонными переходами, коэффициент оптического поглощения быстро достигает значений 10^4см^{-1} и больше, как только энергия фотона повысит ширину запрещенной зоны. Это означает, что во всей области собственного поглощения глубина проникновения света в полупроводник меньше $10^{-4}\text{см}=1\text{мкм}$, т.е. практически все излучение поглощается, если толщина слоя превышает несколько микрометров (~ 63 при $d=1\text{мкм}$, ~ 86 при $d=2\text{мкм}$, ~ 95 при $d=3\text{мкм}$) Остаются потери иной природы, которые не так просто устраняются. Среди них важнейшими являются рекомбинация фотогенерированных носителей в области пространственного заряда (обедненном слое) диодной структуры и рекомбинация поверхности поглощающего слоя.

В связи с этим целесообразно вести научно-исследовательскую работу по изучению проблемы эффективности фотоэлектрического преобразования в тонкопленочных солнечных элементах CdS/CdTe.

Традиционно высокоэффективные тонкопленочные солнечные элементы на основе CdTe получают на стеклянных подложках вакуумным испарением при температурах не менее 400°C [7]. Такие солнечные элементы, несмотря на экономичность и радиационную стойкость пока существенно уступает СЭ на основе монокристаллов кремния.

Исходя из этого разработка технологии получения многослойных солнечных элементов и исследование физические характеристики является актуальным.

Для получения многослойных структур ПЭС/CdS/CdTe/CdCl₂/Sb₂Te₃ методом пиролиза получили прозрачные электропроводящие слои (ПЭС) на стекло, слюду или полиамид. Формирование ПЭС толщиной (0,4-0,5) мкм осуществляется в аргонокислородной смеси при давлении 10^{-3}мм.рт.ст. Температура подложки 400°C . Эти режимы были идентифицированы нами для осаждения слоев ПЭС с оптимальными оптоэлектрическими свойствами на стеклянных, слюдяных и полиамидных подложках. На слои ПЭС термическим испарением осаждались пленки CdS толщиной 0,3-0,4 мкм при давлении 10^{-5}мм.рт.ст. при температуре подложки $250-300^\circ\text{C}$. Затем без нарушения вакуума при температуре 260°C осаждались пленки CdTe толщиной 1-3мкм. Полученные гетеросистемы ПЭС/CdS/CdTe подвергались "хлоридной" обработке. Для этого на слои CdTe без нагрева подложки, термическим испарением при давлении 10^{-4}мм.рт.ст. наносились пленки CdCl₂. Полученные гетеросистемы ПЭС/CdS/CdTe/ CdCl₂ подвергались отжигу на воздухе в закрытом объеме при температуре $420-460^\circ\text{C}$ в течении 30 минут. После на поверхность отожженных гетеросистем термическим испарением наносились электрические контакты Sb₂Te₃. Таким образом, получен многослойный солнечный элемент на основе ПЭС/CdS/CdTe/CdCl₂/Sb₂Te₃.

Чтобы обойти сложности при интерпретации результатов, связанные с неоднородностью свойства пленки, использовались диодные структуры малой площадью (0,1-1мм²). Напряжение холостого хода образцов составляло 0,3-0,4В, плотность тока короткого замыкания несколько мА/см²,

коэффициент полезного действия несколько процентов. Задачей исследования ставилось не достижение высокой эффективности солнечных элементов, а выяснение причин их столь низких характеристик. Измерения световых вольтамперных характеристик полученных СЭ осуществлялось в режиме освещения АМ1.5. Исследованы световые вольтамперные характеристики, и определены выходные параметры солнечных элементов: плотность тока короткого замыкания ($J_{кз}$), напряжение холостого хода ($U_{хх}$), фактор заполнения (FF) нагрузочной световой вольтамперной характеристики ($ВАХ$) и, в конечном итоге, коэффициент полезного действия η :

$$\eta = (J_{кз} \cdot U_{хх} \cdot FF) / P_u$$

где $P_u = 1000 \text{ Вт/м}^2$ - мощность падающего солнечного излучения. Ведутся работы по увеличению эффективности фотоэлектрического преобразователя в тонкоплёночных солнечных элементах ПЭС/CdS/CdTe/CdCl₂/Sb₂Te₃.

Литература

1. Bonnet D., Meyers P. Cadmium telluride-materials for thim film solar cells// J.Mater. Res.-1999.-Vol.13, №10.-P.2740-2753.
2. Bonnet D., Romeo A., Dobeli M., Weinert K., Zogg H., Tiwari A.N.High energy irradiation pro-perties of CdS/CdTe solar cells//Proceedings of 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference. New Orleans-2002.-P.962-985.
3. J.Britt. Ferekides. Appl. Phys. Lett, 62(22), 2851 (1993).
- 4.D.P/Holliday.J.M. Eggieston, K. Durose. J. Cryst. Growth, 186,543 (1998).
5. A.Ilanafusa.T.Aranoto, M. Tsuji, T.Yamamoto, T. Nishio, R.Vekuchemy, H.Higuchi, S. Kumasawa, S.Shibutani, J.Nakajima, T. Ariga, H. Ohyama, T. Hibino, K. Omura. Sol Energy Mater. Solar Cells, 67,21, (2001).
6. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М.,Мир 1994)
7. Г.С.Хрипунов, Б.Т.Бойко. Гибкие солнечные элементы ITO/CdS/CdTe/Cu/Au с высокой удельной мощностью. ФИП.Т.2, №1-2, Вып.2,69-73 С.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРОБОРАТОВ $RM_3(BO_3)_4$ ($M=FE$), ($R=Y,ND$) ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

О.К. Кувандиков, Н. И. Леонюк, Х. О. Шакаров, З. М. Шодиев, Б. У. Амонов, У.Э. Нуримов, О. Сулайманов

Самаркандский государственный университет.

Университетский бульвар, 15, Самарканд, quvandikov@rambler.ru

Редкоземельные ферробораты $RFe_3(BO_3)_4$ представляют большой интерес для физики магнитных явлений как соединения с двумя типами магнитных ионов: 4f и 3d. Установлено, что $RFe_3(BO_3)_4$ принадлежат к классу мультиферронков, в которых сосуществуют упругие, магнитные и электрические параметры порядка. Главным элементом кристаллической структуры редкоземельных ферроборатов (пространственная группа R32) являются спиральные цепочки октаэдров FeO_6 , соприкасающихся по ребру, ориентированные вдоль оси c [1]. $RFe_3(BO_3)_4$ являются новыми магнитоэлектрическими материалами, которые объединяют в себе фазы двух видов «ферро» - упорядочения: ферромагнитное (ферромагнетик) и сегнетоэлектрическое (ферроэлектрик) [2]. Парамагнитное состояние этих соединений к сегодняшнему дню почти не изучено. Целью настоящей работы является определение основных магнитных характеристик редкоземельных ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ ($R=Y, Nd$) методом измерения температурной зависимости их магнитной восприимчивости $[\chi(T)]$ в интервале высоких температур 293-1123°K.

Магнитная восприимчивость измерялась методом Фарадея с помощью высокотемпературных маятниковых весов [3]. Максимальная относительная ошибка измерения χ не превышала 3%.

Экспериментальные зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученных ферроборатов, представлены на рис.1,2. Зависимости $\chi^{-1}(T)$ боратов имеют два излома и три линейных участка. Зависимости $\chi^{-1}(T)$ эти изломы наблюдаются для бората $NdFe_3(BO_3)_4$ при 540 и 670°С, а для $YFe_3(BO_3)_4$ - при 360 и 650°С (рис.1, 2). Следует отметить, что после первого излома наклон зависимости $\chi^{-1}(T)$ увеличивается, а после второго – слабо увеличивается. Зависимости $\chi^{-1}(T)$ между изломами имеют линейный характер. Это свидетельствует о том, что зависимости $\chi(T)$ изученных боратов между интервалами

вышеуказанных температур подчиняются линейному закону Кюри-Вейсса: $\chi = C/(T - \theta_p)$, где C – постоянная Кюри-Вейсса, θ_p – парамагнитная температура Кюри.

Изломы, наблюдаемые на зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученных боратов, можно объяснить следующим образом. Известно, что магнитоактивными компонентами в изученных соединениях являются Nd, Y и Fe, магнитные свойства которых определяются 4f и 3d-электронами. Эти электроны локализованы в узлах их кристаллической подрешетки изученных боратов. Связывать наблюдаемые изломы с магнитными фазовыми переходами не имеет смысла по следующим соображениям. Из компонентов изученных соединений R (4f металлы) имеют магнитоупорядоченные состояния ниже комнатной температуры, а Fe (3d металл) – ниже 760°С. Отсюда следует, что объяснить наблюдаемые изломы на зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученных боратов – можно только структурными фазовыми переходами, происходящими в их кристаллических решетках в зависимости от температуры.

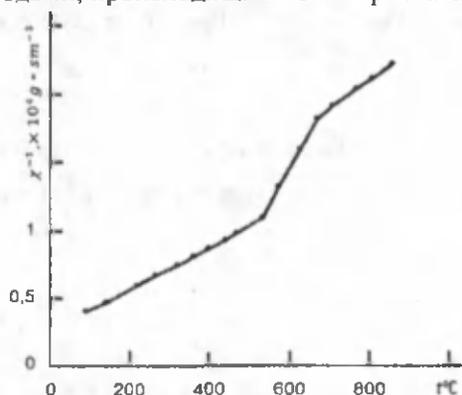


Рис. 1. Зависимости $\chi^{-1}(T)$ для $Nd_3(BO_3)_4$

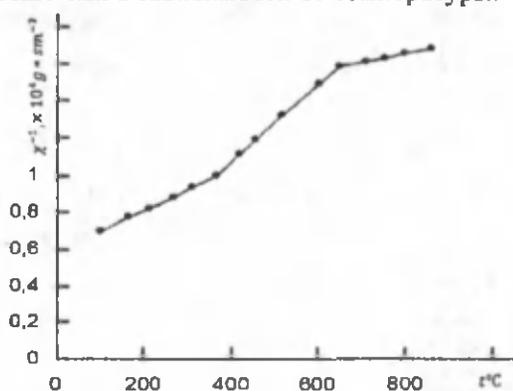


Рис. 2. Зависимости $\chi^{-1}(T)$ для $YFe_3(BO_3)_4$

Структурные переходы происходят следующим образом. Элементарная ячейка кристаллической решетки боратов $RFe_3(BO_3)_4$, как отмечалось выше, изоструктурна природному минералу хантиту $CaMg_3(CO_3)_4$ [4]. Это ячейка содержит три формульные единицы: RO_6 (ион R находится в призматическом окружении O), FeO_6 (ион Fe находится в октаэдрическом окружении O) и два типа BO_3 (треугольных групп). В трехмерном пространстве кристалла $RFe_3(BO_3)_4$ октаэдры FeO_6 соединены гранями и образуют одномерные слабо связанные между собой спиральные цепочки, вытянутые вдоль кристаллической оси C_3 (направления ближайшего обмена Fe-O-Fe) [5]. Из вышесказанного следует, что параметры подрешетки кристалла октаэдра FeO_6 (точнее расстояние между ионами Fe) с повышением температуры изменяются, и вследствие этого происходят два структурных фазовых перехода.

Обработкой методом наименьших квадратов экспериментальных зависимостей $\chi^{-1}(T)$ изученных боратов с помощью ЭВМ были определены их основные магнитные характеристики - θ_p , C , и затем по значению C были рассчитаны магнитные моменты, приходящиеся на их химическую формульную единицу боратов по следующей формуле:

$$\mu_{\Phi} = 2,83\sqrt{CM} \mu_B,$$

Результаты расчетов приведены в таблице.

Основные магнитные характеристики боратов.

Образцы	Интервал температуры, °С	θ_p , К	$C \cdot 10^{23}$, $cm^3 \cdot K \cdot g^{-1}$	μ_{Φ} , μ_B
$NdFe_3(BO_3)_4$	100-540	108	63,6	5,9
	540-670	633	78,75	3,2

	670-850	-447	50,0	5.2
$\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$	100-360	203	88,2	6.59
	360-650	403	45,5	4.74
	650-850	-2250	200,0	9.93

Анализ таблицы показывает, что по значениям θ_p , C и μ_ϕ для изученных боратов $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ не наблюдается общая закономерность. Отрицательные значения θ_p свидетельствуют о том, что в изученных боратах имеется антиферромагнитное упорядочение.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

Впервые измерены температурные зависимости магнитной восприимчивости редкоземельных ферроборатов $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{R}=\text{Y}, \text{Nd}$) в парамагнитном состоянии в интервале температур 20-850°C. На зависимости $\chi^{-1}(T)$ обнаружены два излома, которые объясняются структурными фазовыми переходами. Установлено, что зависимости $\chi^{-1}(T)$ между изломами подчиняются закону Кюри – Вейсса.

Обработкой зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученным боратов методом наименьших квадратов с помощью ЭВМ рассчитаны парамагнитная температура Кюри θ_p , C – константа Кюри-Вейсса и магнитный момент, приходящийся на их химическую формулу.

Литература

1. А.А. Демидов, Д.В. Волков Магнитные свойства $\text{Tb}_{1-x}\text{Er}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($x=0.75, 1$) //Физика твердого тела, 2012, том 54, вып. 3, с 505-515.
2. Леонюк Н. И. Кристаллические бораты – оптические материалы нового поколения.// Природа.- 2007.- №12.-с.52-60.
3. Кувандиков О. К., Шакаров Х. О., Иргашев К. М. //В сб.: Оптико-акустические, электрические, магнитные исследования конденсированных сред.-Самарканд. 1982. –с.122-130.
4. Харламова С. А. Синтез, структура, магнитные и оптические свойства редкоземельных галлоферроборатов с структурой хантита. Автореферат канд. дисс. Красноярск. 2004.
5. Волков Д. В. Магнитные и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{R}=\text{Nd}, \text{Tb}, \text{Dy}$). Канд.дисс. М.,2007.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Тi И Сu В АМОРФНОМ И КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СОСТОЯНИЯХ

О.К.Кувандиков, Н.С.Хамраев, Р.М.Ражабов

СамГУ,

г.Самарканд, Университетский бульвар 15, тел.(91) 532-97-83, quvandikov@rambler.ru

В настоящее время нарастающий интерес к аморфным сплавам связан с большим числом данных по электронным явлениям переноса, демонстрирующих интересные зависимости от температуры и состава. Как известно аморфные сплавы представляют собой удобные объекты для изучения электронных свойств неупорядоченных систем. Они обладают структурами жидкостного типа, сферическими поверхностями Ферми и существуют при температурах ниже Дебаевской, где наблюдаются нелинейности в температурной зависимости удельного электросопротивления. В настоящее время не существует теории объясняющей все особенности кинетических свойств аморфных металлов из единых физических посылок. [1] В литературе хотя и имеются многочисленные экспериментальные данные по температурной зависимости электросопротивления аморфных сплавов, большинство из них относятся к низким температурам или охватывают только аморфного состояния.

В данной работе проведено систематическое экспериментальное исследование температурной зависимости электросопротивления $\rho(T)$ аморфных сплавов на основе Ti и Cu с 5% ными добавлениями металлов Ni, Fe, Co в широком интервале температур 77 – 1000 K, т.е., в аморфном и кристаллическом состояниях. Измерения проводились контактным, четырехзондовым методом. Результаты исследований приведены на рис.1.(а, б, в, г). На рисунке с горизонтальными стрелками на кривых показаны направление измерения температуры. Как видно из рисунков при комнатной

температуре значение удельного электросопротивления сплавов в аморфном состоянии лежит в интервале от 240 мкОм*см до 280 мкОм*см, при этом с увеличением концентрации металлоида Si ρ увеличивается (рис.1.а,б, в). Такая же ситуация наблюдается и для сплавов с различными концентрациями Ti, Cu и Ni (рис.1.г). Для исследованных сплавов которые не содержат металлоида температурный коэффициент электросопротивления α для аморфного состояния имеет почти нулевое значение, что можно их использовать в качестве материалов для резистивных элементов в электротехнике и электронике. Для сплавов, которые содержат металлоид α имеет отрицательный знак, причем изменение Ni в составе сплавов на Fe или на Co а также замещение атомов Si атомов Ti не приведут к существенному изменению значения α. При достижении температуры, называемой температурой кристаллизации T_{кр} значение ρ уменьшается 2- 2,5 раза.

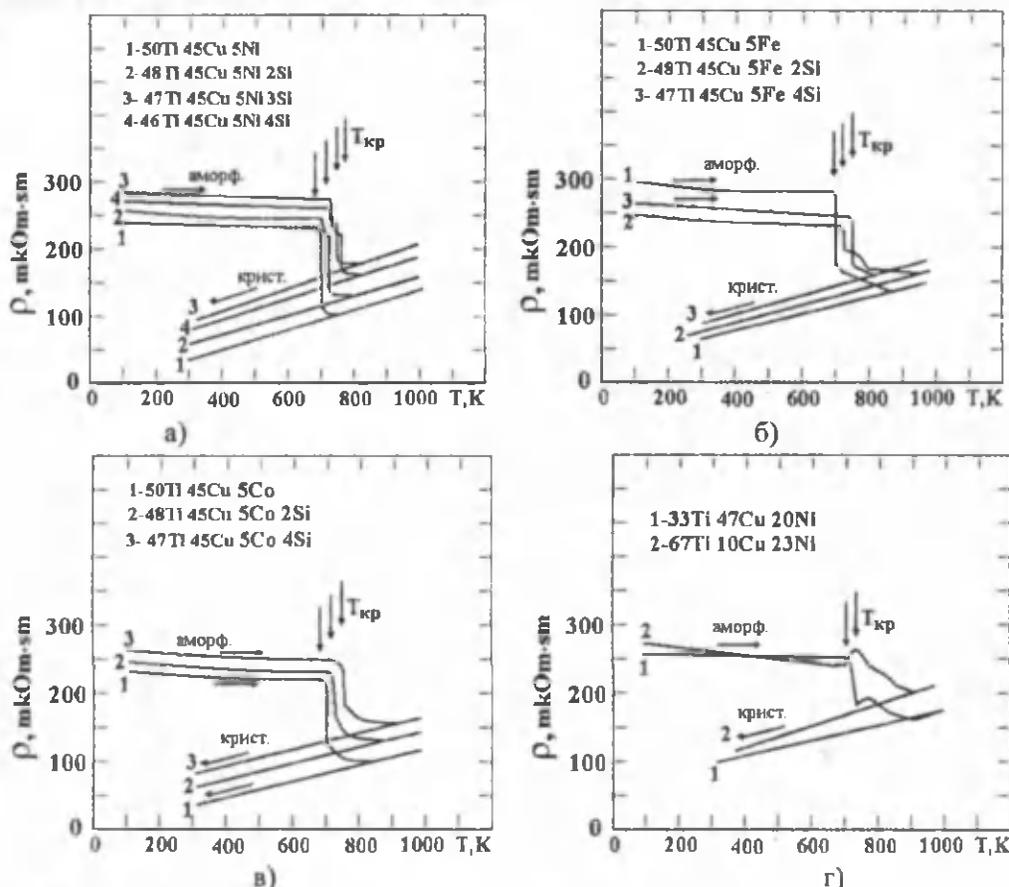


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления аморфных сплавов на основе металлов Ti и Cu, а также 5% Ni, Fe и Co. На рис. 1. а), б), в) в аморфных сплавах атомы титана замещаются атомами металлоида Si. Горизонтальными стрелками указаны направление изменения температуры.

На рисунках температура кристаллизации T_{кр} аморфных сплавов показаны вертикальными стрелками. Как видно из рисунков с увеличением концентрации Si температура кристаллизации заметно увеличивается. После полного перехода сплавов из аморфного состояния в кристаллическое α становится положительным. При комнатной температуре значения отношения ρ_{аморф.}/ρ_{крист.} увеличивается, например, для сплава 50Ti 45Cu 5Ni составляет ρ_{аморф.}/ρ_{крист.} = 5,2. В кристаллическом состоянии эффект насыщения удельного электросопротивления не наблюдается.

Наблюдаемые в наших экспериментальных исследованиях особенности т.е. большое значение электросопротивления, отрицательный температурный коэффициент и «эффект» насыщения сопротивления лежит в хорошем согласии с корреляцией Муиджи [2] между величиной электросопротивления ρ и его температурным коэффициентом α. Теоретическое описание поведения электросопротивления с изменением температуры в аморфных системах можно проводить на основе дифракционной теории Займана – Фабера [3], которая модифицирована для аморфных сплавов. По этой теории электросопротивление можно выразить как:

$$\rho = \frac{12\pi\Omega}{e^2 v_F^2 \hbar} \left[d \left(\frac{K}{2K_F} \right) \left(\frac{K}{2K_F} \right)^3 S^{\rho}(K) |t(K)|^2 \right]$$

где V_F - скорость электрона на поверхности, Ω - объем приходящийся на один атом, K_F - Фермиевский волновой вектор, K - вектор рассеяния, $S^p(K)$ - статический структурный фактор. В аморфных сплавах значение $2K_F$ в общем случае лежит в окрестности первого пика структурного фактора. С увеличением температуры максимум структурного фактора термически размывается и его пик уменьшается. По выводам дифракционной модели это может привести к уменьшению значения удельного электросопротивления.

Литература

1. Кувандигов О.К. Магнитные и кинетические свойства конденсированных сплавов на основе переходных и редкоземельных металлов. Ташкент. Изд. Фан. 2009, 292 с.
2. Moojy J.H. Electrical Conduction in Concentrated Disordered Transition Metal Alloys. Phys.Stat.Sol.(a), 1973, 17, 521 - 530
3. Коут П., Майзел Л. Электронные явления переноса в стеклообразных металлах. - В кн.: Металлические стекла. Пер.с англ. под. ред. Алексева В.А. и Максимова Е.Г., М. Мир, 1983 с. 208 - 244.

ЭФФЕКТ ХОЛЛА АМОРФНЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ТI И СU С ДОБАВЛЕНИЕМ МЕТАЛЛА NI И МЕТАЛЛОИДОВ SI И P

О.К.Кувандигов, Н.С.Хамраев

СамГУ,

г.Самарканд, Университетский бульвар 15, тел.(91) 532-97-83, quvandikov@rambler.ru

Экспериментальное исследование коэффициента Холла аморфных металлов и их сплавов в зависимости от температуры и состава может дать ценные информации об их электронной структуре и механизмов проводимости [1]. Особенно если исследования проводятся на одном и том же сплаве одновременно и в аморфном состоянии и в кристаллическом состоянии.

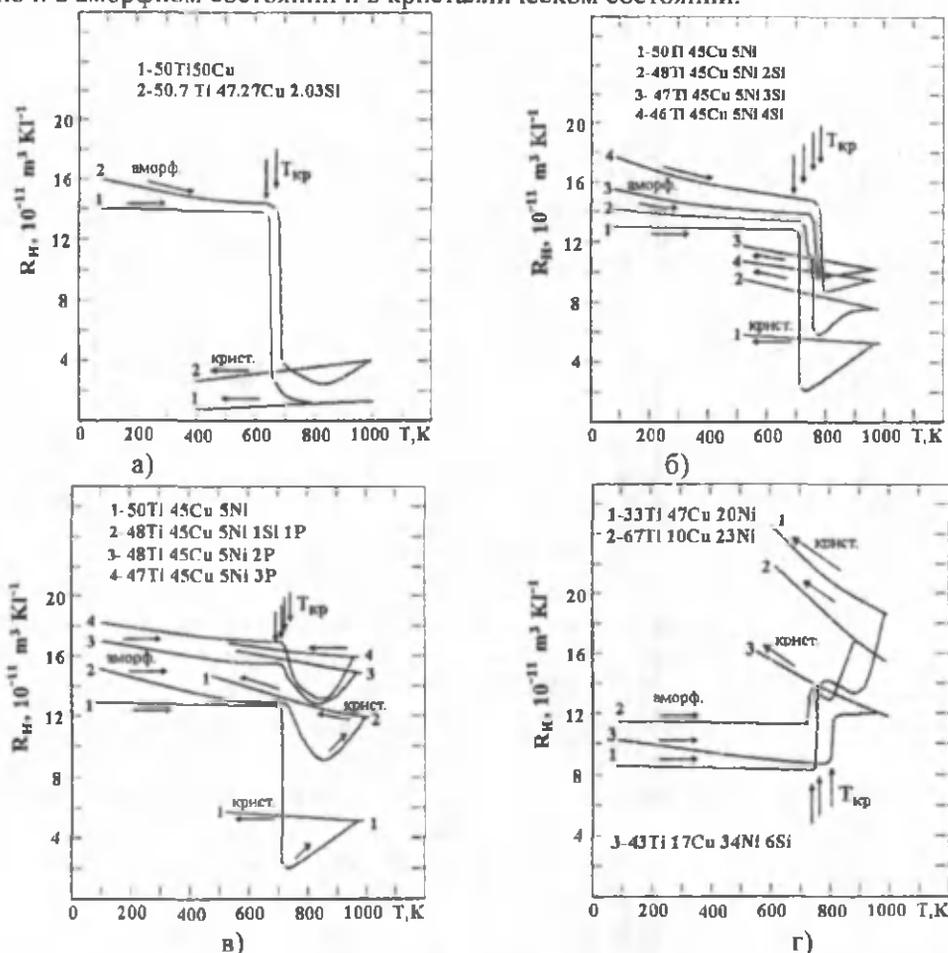


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла аморфных сплавов на основе металлов Ti и Cu, с добавлением магнитного металла Ni и металлоидов Si и P. На рис. б), в) в аморфных сплавах атомы титана замещаются атомами металлоида Si и P. Горизонтальными стрелками указаны направление изменения температуры, вертикальными стрелками указаны температура кристаллизации аморфных сплавов.

С этой целью в данной работе проводились измерения коэффициента Холла на сплавах на основе Ti и Cu, с добавлением ферромагнитного металла Ni и металлоидов Si и P в широком интервале температур 77 -1000 К. Для измерения коэффициента Холла использовали метод переменного тока и переменного магнитного поля разных частот. Аморфное состояние сплавов было получено методом быстрой закалки расплава из жидкого состояния.

Результаты экспериментальных измерений коэффициента Холла приведены на Рис.1.а,б,в,г. Исследованные нами образцы по составу можно разделить на четыре группы: 1-сплавы, которые не содержат ферромагнитного Ni, (Рис.1.а), 2 – сплавы содержащие Ni и с металлоидом Si, (Рис.1.б), 3-сплавы содержащие Ni и с металлоидом P, (Рис.1.в), и 4-сплавы с большим содержанием Ni, (Рис.1.г). В каждой из этих групп имеются сплавы с и без содержанием металлоида. На рисунках с горизонтальными стрелками на кривых показаны направление изменения температуры. Как видно из рисунков при комнатной температуре коэффициент Холла для аморфного сплава 50Ti50Cu имеет значение $14 \cdot 10^{-11}$ м³/ Кл, для 50Ti45Cu5Ni имеет значение $13 \cdot 10^{-11}$ м³/ Кл, а для аморфных сплавов содержащих большие концентрации Ni значение коэффициента Холла имеет значение $11,8 \cdot 10^{-11}$ м³/ Кл и имеет значение $8,6 \cdot 10^{-11}$ м³/ Кл, т.е. с изменением концентрации Ni заметно меняется значение R_H . Но с изменением температуры коэффициент Холла этих аморфных сплавов, которые не содержат металлоид, фактически остаются без изменения (Рис.1.а,б,в,г). С добавлением концентрации металлоида появляется зависимость R_H от температуры, причем с увеличением концентрации металлоида $R_H(T)$ становится заметнее. Для аморфного состояния с увеличением температуры при достижении температуры кристаллизации значение R_H всех исследованных сплавов изменяется скачкообразно. На графиках температура кристаллизации $T_{кр}$ указаны вертикальными стрелками. Анализ полученных $R_H(T)$ графиков показывает, что температура кристаллизации аморфных сплавов увеличивается с увеличением концентрации металлоида. В кристаллическом состоянии всех исследованных сплавов, кроме четвертой группы, R_H меняется линейным образом. В кристаллическом состоянии, также как и в аморфном состоянии, добавление металлоида приведет к увеличению зависимости R_H температуры. Для сплавов четвертой группы значение коэффициента Холла в кристаллическом состоянии почти три раза больше чем в аморфном состоянии и очень сильно зависит от температуры, что по нашему мнению, является следствием влияния намагниченности сплава, зависящего от концентрации магнитного металла никеля, на коэффициент Холла.

Объяснение температурной зависимости коэффициента Холла аморфных и кристаллических сплавов является одним из важных вопросов. В работе [2, 4] коротко проанализированы механизмы, которые способны привести к температурной зависимости R_H в аморфных сплавах. Эти механизмы: тепловое расширение образца, магнитные примеси, структурные флуктуации, структурная наведенная анизотропия и наконец, для объяснения температурной зависимости R_H может быть привлечена двухзонная модель. Тепловое расширение образцов может придать значение температурного коэффициента Холла много меньше и противоположное по знаку, наблюдаемому в результатах эксперимента. Остальные механизмы кроме модели двух зон в немагнитных аморфных сплавах также приводят к незначительной температурной зависимости. Кроме этих механизмов, температурная зависимость R_H может быть следствием активации носителей тока и прыжкового механизма проводимости [3], если уровень Ферми находится вблизи края подвижности для d – подобных электронов, зависимости от температуры $s - d$ гибридизации и вероятности межзонных переходов, различия в температурных зависимостях подвижностей разных групп электронов проводимости.

Литература.

1. Кувандигов О.К. Магнитные и кинетические свойства конденсированных сплавов на основе переходных и редкоземельных металлов. Ташкент. Изд. Фан. 2009, 292 с.
2. Коут П., Майзел Л. Электронные явления переноса в стеклообразных металлах. – В кн.: Металлические стекла. Пер.с англ.под.ред. Алексеева В.А. и Максимова Е.Г., М. Мир, 1983 с. 208 – 244.
3. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах.М.Мир,1982
4. Кувандигов О.К., Грановский А.В, Хамраев Н.С. Эффект Холла в аморфных и кристаллических сплавах переходных металлов. ФММ, т.63, вып.2, 1987.

ВТОРИЧНО-ИОННЫЙ МАСС СПЕКТРОМЕТР ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Курбанов М.К. Атабаев Б.Г. Джаббарганов Р. Шаропов У.Б.

Институт Ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз,

Ташкент, ул. Дурмон йули, 33, (99871) 2625390, E-mail: utkirstar@gmail.com

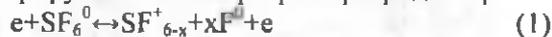
Для экспериментальной реализации вторично-ионной масс спектроскопии (ВИМС) положительных ионов в простейшем случае необходима схема, показанная на рис. 1 [1, 2, 3].

Основные требования к методике вытекают из необходимости комплексного и сравнительного исследования природы распыленных и десорбированных частиц и структурных нарушений при бомбардировке ионных и полупроводниковых кристаллов моно и полиатомными ионами инертных и химически активных газов. К их числу относятся достаточная определенность первичных ионов по m/q , монокинетичность пучка первичных ионов в широком диапазоне изменения их энергии.

Обязательным требованием, предъявляемым к установкам, предназначенным для исследования десорбции и вторичной ионной эмиссии, является использования масс-спектрометрической техники, необходимой для разделения и регистрации вторичных положительных ионов по заряду и массе.

В соответствии с перечисленными требованиями была разработана методика для комплексного исследования масс-спектров десорбированных, распыленных положительных ионов и структурных изменений поверхности неметаллических объектов при бомбардировке моно Ag^+ и полиатомными ионами SF_n^+ ($n=1\div 5$).

В основу источника ионов была положена модель источника Нира, который был нами модифицирован (1). Для получения потока бомбардирующих ионов использовались: спектрально чистый Ag^0 и химически активный молекулярный SF_6^0 газы. Оба типа газов широко применяются в распылительных системах при травлении материалов полупроводниковой техники. При соударении молекулы SF_6^0 с электроном генерируются атомы фтора и фториды серы по реакции:



Природа фторидов серы, образующихся в результате реакции (1), определяется энергией электрона E_0 в магнитном поле. При $E_0=20\text{эВ}$ основную часть продуктов диссоциации составляют ионы SF_5^+ .

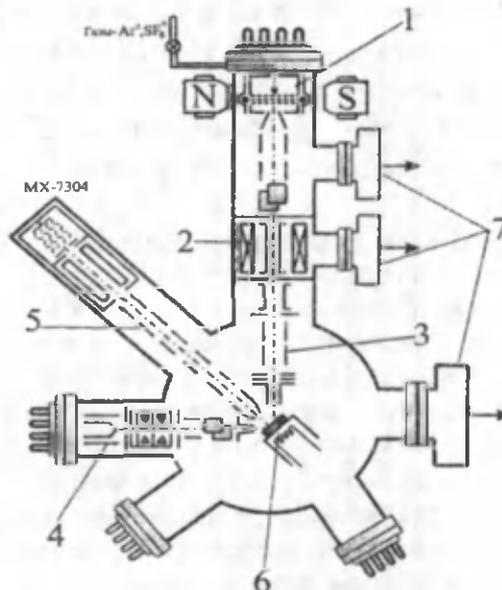


Рис. 1. Схема прибора для исследования продуктов распыления кристаллов под действием многозарядных и полиатомных ионов: 1—источник газовых ионов; 2—сепаратор первичных частиц по заряду и массе (Фильтр Вина); 3—ионно-оптическая система замедления и ускорения потока первичных ионов; 4—источник электронов; 5—система отбора вторичных ионов; 6—мишень с подогревом; 7—откачка.

Для сепарации первичного ионного пучка по m/q нами был изготовлен масс-фильтр Вина, разработанный в [2].

Сбор, ускорение и предварительная фокусировка вторичных ионов, выбитых из исследуемого образца, производится иммерсионным объектом (5), катодом которого служила сама мишень. В нашем приборе применена система ускорения-замедления, в которой для улучшения эффективности сбора ионов между образцом и первым электродом иммерсионного объектива прикладывается поле

400-500В. Здесь разделение вторичных ионов по массам происходит в гиперболическом электрическом поле высокой частоты (монополюсный масс-фильтр МХ-7304).

Оптимальные условия сбора вторичных ионов, сильно различающихся по массам, подбираются изменением напряжения на его электродах. Ток вторичных ионов регистрируется лабораторным компенсационным самопишущим прибором ЛКС4-003. В масс-спектрометре используется цифровая индикация массовых чисел.

Бомбардировка мишеней производится при интенсивностях тока первичных ионов 10^{-10} – 10^{-9} А. Использование ионов с такой интенсивностью не может вносить существенное изменение в стехиометрию и структуру поверхностного слоя мишеней, которые как мы полагаем, остаются неизменными в ходе эксперимента [4, 5].

Литература

1. Раджабов Ш.С., Рахимов Р.Р. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. с. 1812.
2. Атабаев Б.Г., Раджабов Ш.С., Курбанов М.К., Джаббарганов Р. // Физика и химия обработки материалов. – Москва, 2011. – №4. – С. 10-12.
3. Раджабов Ш.С., Атабаев Б.Г., Курбанов М.К., Юзикаева Ф.Р., Джаббарганов Р. // Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2005. –V 7. – № 2. –С. 139-145.
4. Раджабов Ш.С., Атабаев Б.Г., Лифанова Л.Ф., Курбанов М.К., Чурило И.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – Москва, 2003. – №9. – С. 76-78.
5. Раджабов Ш.С., Курбанов М.К., Атабаев Б.Г., Юсупов А., Джаббарганов Р. // Доклады Академии Наук Республики Узбекистан. – Ташкент, 2005. – № 2. –С. 25-29.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ НА ИНЖЕКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ И ЭЛЕМЕНТАХ.

А.Ю.Лейдерман, Р.А.Аюханов, А.Б.Каршиев, В.Г.Стельмах

ФТИ НПО «Физика-Солнце» АНРУз,
г.Ташкент, ул. Бодомзор йули 2Б, ley@uzsci.net

В последние годы ведется интенсивный поиск новых материалов для нужд полупроводниковой электроники. Среди них важное место занимают так называемые многокомпонентные твердые растворы, создаваемые на основе полупроводников A^3B^5 и A^2B^6 методами газофазной и жидкофазной эпитаксии из раствора-расплава (см.напр.[1], [2]). При этом, в силу своей сложной природы, эти материалы содержат большое количество примесей и дефектов, а также примесь-примесных и дефект-примесных комплексов различной природы. И что особенно важно эти примеси распределены неоднородно (см.напр.[3]). В силу условия квазинейтральности распределение всех примесей будет неоднородным, в частности и тех примесей, что играют роль рекомбинационных центров. Между тем, обычная теория инжекции и фотовозбуждения полупроводниковых структур построены в предположении об однородности распределения рекомбинационных центров. В данной работе делается попытка учесть влияние неоднородности распределения рекомбинационных центров на инжекционные процессы в полупроводниковых р-п структурах.

Основное уравнение задачи, описывающее распределение концентрации инжектированных носителей в n-базе р-п структуры обычно имеет вид.

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p}{L_{p0}^2} = 0, \tag{1}$$

где $L_{p0} = \sqrt{D_p \tau_{p0}}$ - диффузионная длина неосновных носителей, $\tau_{p0} = (N_R C_{eff})^{-1}$ - их время жизни

при достаточно высоком уровне инжекции, $C_{eff} = \frac{C_n C_p}{C_n + C_p}$ - эффективный коэффициент захвата

электронов и дырок на рекомбинационные центры с концентрацией N_R , однородно распределенной вдоль базы. Решение этого уравнения хорошо известно:

$$p = C_1 e^{-\frac{x}{L_{p0}}} + C_2 e^{\frac{x}{L_{p0}}}, \tag{2}$$

т.е. концентрация впрыснутых через р-п- переход носителей убывает экспоненциально вдоль длины n-базы.

Пусть полная концентрация рекомбинационных центров линейно убывает вдоль длины p-базы (см. рис. 1):

$$N_R = N_{R0}(1 - \beta x). \quad (3)$$

Тогда основное уравнение задачи принимает вид:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{(1 - \beta x)p}{L_{p0}^2} = 0 \quad (4)$$

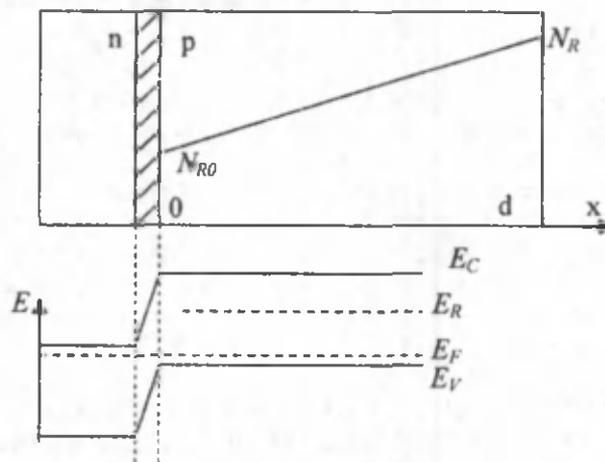


Рисунок 1. Диаграмма структуры с p-n-переходом. E_C и E_V - зона проводимости и валентная зона, E_F - уровень Ферми, E_R - энергетическое расположение рекомбинационного уровня с концентрацией N_R , 0 и d - границы квазинейтральной базы.

Представим полную концентрацию свободных носителей как $p = p_{ucx} + \Delta p$, где Δp - изменения, вносимые убыванием концентрации рекомбинационных центров N_R (3). Тогда, в предположении $\Delta p < p_{ucx}$, можно получить решение уравнения (2) в виде:

$$p = C_1 e^{\frac{x}{L_{p0}}(1 - 2\beta L - \beta x)} + C_2 e^{\frac{x}{L_{p0}}(1 + 2\beta L - \beta x)} \quad (5)$$

которое переходит в обычное решение (2) при $\beta = 0$. Здесь C_1 и C_2 - постоянные, определяемые из граничных условий на концах базы:

$$p|_{x=x_0} = p(0), \quad p|_{x=d} = p(d). \quad (6)$$

Из (3) видно, что независимо от конкретного вида граничных условий (идеальные и неидеальные p-n и n-p⁺ переходы и т.д.) линейное убывание концентрации рекомбинационных центров вдоль длины базы (5) не может изменить экспоненциальный характер распределения инжектированных носителей. Оно только даст поправку. Теперь предположим, что

$$N_R = \frac{N_{R0}}{\beta x^2}, \quad (7)$$

т.е. что концентрация рекомбинационных центров убывает по длине базы обратно пропорционально x . Тогда уравнение (1) примет вид:

$$x^2 \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p}{\beta L_{p0}^2} = 0 \quad (8)$$

Решение такого уравнения, согласно [4], имеет вид:

$$p = C_1 x^{B + \frac{1}{2}} + C_2 x^{-B + \frac{1}{2}}, \quad (9)$$

где $B = \frac{1}{2} + \frac{1}{\beta L_{p0}^2}$, а C_1 и C_2 - по прежнему постоянные, определяемые из граничных условий (6) на концах базы.

Независимо от конкретного значения этих постоянных, которые будут сильно зависеть от свойств контактов, т.е. идеальности или не идеальности p - n и n - n^+ переходов и т.д., из выражения (9) ясно видно, что убывание концентрации рекомбинационных центров по закону (7) принципиально изменяет закон распределения концентрации инжектированных носителей вдоль образца – вместо обычной экспоненциальной зависимости (2) возникает степенная, что не может не привести к принципиальным изменениям в процессах токопрохождения и фотовозбуждения в подобных структурах.

Таким образом, проведенный расчет показывает, что даже не очень значительные нарушения однородности концентрации рекомбинационных центров приводят к изменениям в распределении концентрации возбужденных свободных носителей и, следовательно, не могут не сказаться на основных характеристиках приборов, создаваемых на основе структур с p - n - переходом – инжекционных диодов, фотоэлементов и т.д. В тоже время более существенные, нелинейные изменения в характере распределения рекомбинационных центров приводят к принципиальным изменениям в характере распределения свободных носителей – вместо обычного, экспоненциального он становится степенным, что обязательно приводит к принципиальным изменениям в характере зависимости тока от напряжения и других важнейших характеристик полупроводниковых приборов, создаваемых на основе таких материалов.

Литература

1. A.Saidov, Sh. Usmanov, U.Rahmonov. Journal of Material Science Research, 2012., Vol. 1.No 2,pp. 150-153.
2. Середин П.В., Терновая В.Е. и др. ФТТ, 2013, т.55, №10, с.2047-2051.
3. С.В.Булярский, В.И.Фистуль, Термодинамика и кинетика взаимодействующих дефектов в полупроводниках. Москва, Наука, 1997, с.352.
4. Э.Камне. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Москва, Физмат, 1961, с.703.

ОСОБЕННОСТИ ВРЕМЕНИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ P - I - N -СТРУКТУР

Лутпуллаев С.Л., Каримов А.А., Каримов А.В.

ФТИ АН РУз

karimov@uzsci.net

В последнее время p - i - n -диод стал основным полупроводниковым элементом высокоскоростных сверхвысоких частот (СВЧ) - модуляторов заменяя смесительные и СВЧ выпрямительные диоды [1]. В диодах с p - i - n -структурой две сильнолегированные области p - и n -типа разделены достаточно широкой областью близкой к собственной проводимости (i -область). Заряды донорных и акцепторных ионов расположены вблизи границ i -области. В отличие от обычного p - n -перехода они имеют малые емкости определяемые размерами i -слоя и по мере увеличения рабочего напряжения их значения, уменьшаясь, приобретают неизменные значения. Они используются также в аппаратуре, вырабатывающей электромагнитные колебания СВЧ диапазона, излучающей их в окружающее пространство в виде радиоволн и принимающей и преобразующей эти волны с последующим использованием преобразованного сигнала для управления исполнительными элементами [2]. Переключающие способности p - i - n -диода определяются одним из весьма важных параметров - временем восстановления. Чем меньше его значение, тем лучше переключательные свойства p - i - n -диода.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования зависимости времени восстановления диодов с p - i - n -структурой от обратного тока.

Исследуемые эпитаксиальные p - i - n -диоды получены эпитаксиальным выращиванием из газовой фазы при 1180°C сильнолегированных областей p^+ - и n^+ -типа на монокристаллическом кремнии p -типа проводимости с удельным сопротивлением 1 кОм и толщиной $200\div 500\text{ мкм}$. Полученные эпитаксиальные p^+ - p - n^+ -структуры устанавливались на посеребренный медный корпус в виде цилиндра с диаметром 6 мм и высотой 12 мм путем напайки с помощью припоя ПСр-1.5 и серебряных шайб. Второй верхний контакт в виде шарика с диаметром 0.7 мм получен сплавлением с помощью серебряного припоя.

На рис. 1 приведена вольтамперная характеристика исследуемой эпитаксиальной p^+ - p - n^+ -структуры. В режиме прямого смещения вплоть до 0.5 В ток минимален и далее экспоненциально увеличивается до 100 мА при 1.0 В . В обратном направлении выдерживает большие напряжения до $600\div 800\text{ В}$. При этом обратный ток доходит до 25 мкА , что в 4 раза меньше по сравнению с справочными данными для диффузионного диода, а исходная емкость структуры составляет 3 пФ и

уменьшается до 1.5 пФ при напряжении 40 В, что находится на уровне с диффузионными диодами [3].

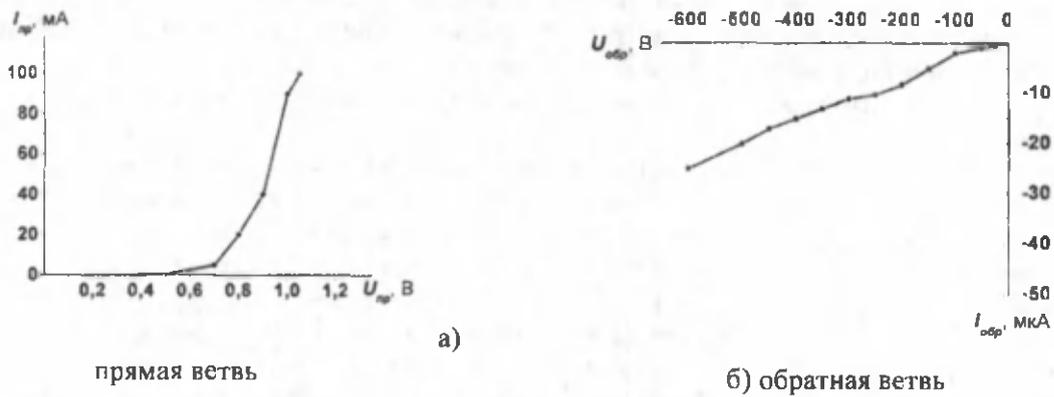


Рис. 1. Вольтамперная характеристика $p^+ - p - n^+$ -структуры

Коэффициент выпрямления (отношение прямого тока к обратному при 1 В) исследуемых структур имеет высокие значения ($K=10^6 - 10^7$), что свидетельствует о высоком качестве структуры пригодности для изготовления СВЧ диодов используемых в переключающих устройствах. Низкие обратные токи и резкость выпрямляющего перехода способствуют получению больших электрических полей и быстрой экстракции носителей из i -области. При этом уменьшение концентрации носителей в базе приводит к дополнительному возрастанию сопротивления i -области по сравнению с равновесным состоянием, увеличивая отношение прямого и обратного сопротивлений. Чем быстрее будут выноситься носители из базовой области, тем меньше будет время восстановления обратного тока и выше быстродействие. Поэтому важным является экспериментальное исследование временных характеристик.

Исследования времени восстановления обратного тока кремниевых двухсторонне-эпитаксиальных диодных $p^+ - p - n^+$ -структур проведены методом переключения из прямого направления на обратное из переходных характеристик определяемых на основе формулы [4]:

$$t_1 + t_2 = \frac{\tau_p}{2} \left(\frac{j_{обр}}{j_{прям}} \right)^{-2},$$

где $t_1 + t_2$ соответствует времени восстановления обратного тока.

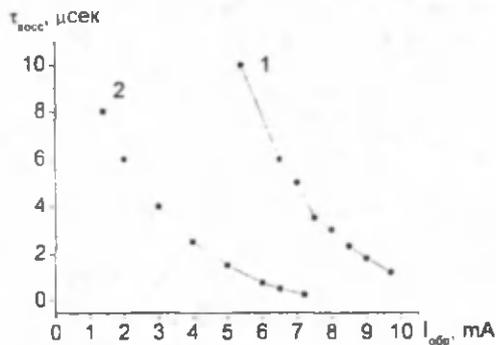


Рис. 2. Времена восстановления обратного тока в $p^+ - p - n^+$ -структуре в зависимости от толщины базы: 1-толщина базы 300 мкм; 2-толщина базы 400 мкм

Зависимости времени восстановления от обратного тока приведены на рис. 2. Откуда видно, что в обеих $p^+ - p - n^+$ -структурах времена восстановления уменьшаются с увеличением обратного тока по одному и тому же закону. В структуре с толщиной базы 300 мкм (кривая 1) время восстановления имеет большее значение по сравнению со структурой с толщиной базы 400 мкм (кривая 2). Однако с увеличением обратного тока значения времени восстановления синхронно уменьшаются и более резко в образце с тонкой базой (1.2 мкс). Наблюдаемое уменьшение времени восстановления от обратного тока обусловлено быстрым вытягиванием из базовой области носителей заряда сильным электрическим полем, возникающим в i -области. При этом по мере увеличения запирающего напряжения емкости исследуемых диодов также уменьшаются,

способствуя увеличению частотного диапазона, а уменьшение времени восстановления обратного тока приводит к увеличению быстродействия, то есть уменьшению времени переключения.

С физической точки зрения для улучшения временных характеристик необходимо уменьшить толщину базы, а для улучшения частотных свойств необходимо увеличить толщину базы. Эта проблема в исследуемой структуре в определенной степени решается за счет выбора рабочего тока.

Таким образом, экспериментально показано, что меняя толщину базы и рабочий ток $p^+ - p - n^+$ - структуры можно управлять временными параметрами.

Литература

1. Шахнович И. Твердотельные СВЧ- приборы и технологии, состояние и перспективы. Электроника НТБ. 2005. №5. С. 58-64.
2. Резников В., Губырин Л. Высокочастотные и СВЧ pin -диоды // Компоненты и технологии. - 2000. - №3. - С. 42-43.
3. Полупроводниковые приборы: диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы. Справочник. Москва, Энергоиздат. 1982. с. 466.
4. Sze S.M., Kwok K.Ng. Physics of semiconductor devices. – John Wiley & Sons, 2007. – 815 p.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГАММА- И ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МОЩНЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ ДИФфуЗИОННЫЕ ДИОДЫ

Лутпуллаев С.Л., Рахматов А.З.

ОАО "Foton"

e-mail foton@globalnet.uz

Влияние воздействия электронного и гамма-излучения на кремниевые диффузионные диоды исследовалось многими авторами [1-3]. Однако в этих работах не приводится систематического сравнения влияния вышеуказанных двух видов излучения на регламентированные параметры диффузионных диодов. В этом плане исключение составляет работа [4], в которой показано, что облучение быстрыми электронами должно быть более предпочтительным с точки зрения получения меньших значений прямого падения напряжения при заданном уровне времени восстановления обратного сопротивления.

В работе [5] исследовано влияние электронного и гамма-излучения на планарные диоды. Данные этой работы свидетельствуют о том, что облучение гамма-квантами CO^{60} с точки зрения соотношения между прямым падением напряжения на диоде (U_F) при плотности прямого тока ~ 250 А/см² и временем восстановления обратного сопротивления (τ_{rr}) идентично облучению электронами с энергией (4÷4.5) МэВ и обеспечивает лучшее, по сравнению с облучением электронами, соотношение между уровнем обратного тока (I_R) и соответствующим ему значением τ_n . Сделано заключение, что основным глубоким энергетическим уровнем, который формирует значения τ_n и U_F в диодах, чья база насыщена кислородом ($\sim 2.0 \cdot 10^{17}$ см⁻³), является А-центр ($E_c - 0.17$ эВ) и наиболее вероятным глубоким энергетическим уровнем, который формирует величину I_R является Е-центр ($E_c - 0.4$ эВ).

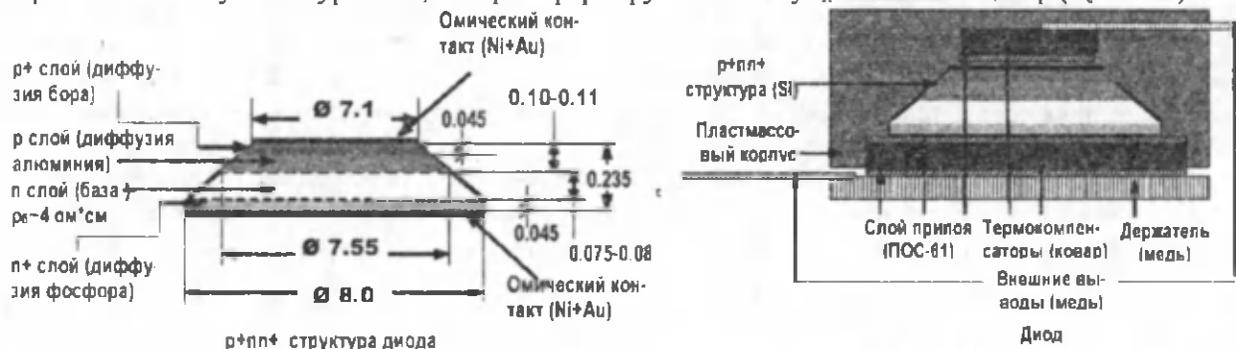


Рис. 1 Схематическая конструкция диффузионного диода и его $p^+ - pp^+$ структуры

Настоящая работа посвящена исследованию возможных различий электронного и гамма - радиационного воздействия с точки зрения оптимального сочетания важнейших параметров кремниевых диффузионных выпрямительных диодов средней мощности – прямого падения напряжения (U_F), обратного тока (I_R) и времени восстановления обратного сопротивления (τ_n). Схематические конструкции исследуемой диффузионной $p^+ - pp^+$ структуры и диодов на их основе (с указанием основных размеров в миллиметрах) показана на рис. 1 (двухслойная защита поверхности кристалла органическими материалами условно не показана).

Эти диоды рассчитаны на номинальный прямой ток (I_F) 10 А и обратное напряжение 100÷200 В. Облучение образцов гамма-квантами и электронами проводилось на гамма-установке и ускорителе

У-003 ИЯФ АН РУз. Средняя энергия гамма-квантов при облучении диодов на гамма-установке соответствовала гамма-излучению Co^{60} (~ 1.25 МэВ) с интенсивностью $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Точность определения потока гамма-квантов (Φ_γ), которым облучались диоды, составляла $\sim \pm 10\%$. Средняя энергия электронов при облучении диодов электронами составляла $(7 \div 7.5)$ МэВ с интенсивностью $\sim (2.5 \div 3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Точность определения флюенса электронов (Φ_e), которым облучались диоды, составляла $\sim \pm 15\%$.

Радиационному воздействию подвергались диоды, имеющие минимальный разброс по основным параметрам до воздействия радиации: прямое падение напряжения $U_F = 0.75 \div 0.8$ В при прямом токе $I_F = 10$ А, обратный ток $I_R \sim 0.5-0.7$ мкА и $0.7-1.0$ мкА при обратном напряжении $U_R = 100$ В и 200 В соответственно, время восстановления обратного сопротивления $\tau_n \leq 2.8 \pm 0.2 \cdot 10^{-6}$ с при $I_F = 1$ А, $I_F/I_R = 1$ и уровне отсчёта обратного тока $0,1$ А. Эти параметры соответствовали средним значениям, наблюдаемым в процессе массового производства диодов. Каждому уровню радиационного воздействия подвергалась группа диодов в количестве 10 шт. На рис. 2 и 3 представлены экспериментальные зависимости $\Delta[1/\tau_p](\Phi_\gamma)$ и $\Delta[1/\tau_p](\Phi_e)$. При этом каждой экспериментальной точке сопоставлен наблюдавшийся разброс значений $\Delta[1/\tau_p]$ и возможная погрешность определения Φ_γ и Φ_e (потоков гамма-квантов и электронов, соответственно).

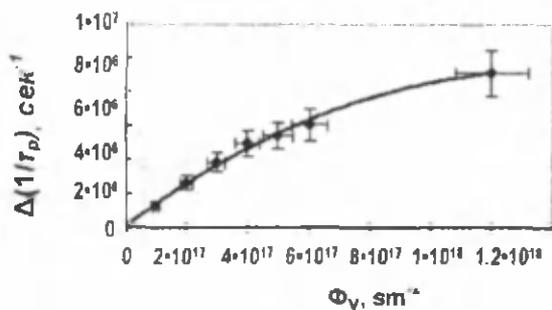


Рис. 2 Зависимость $\Delta(1/\tau_p) = F(\Phi_\gamma)$

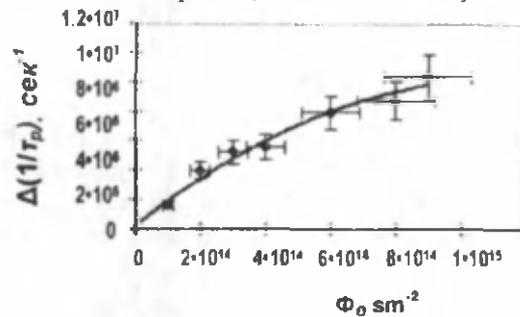


Рис. 3 Зависимость $\Delta(1/\tau_p) = F(\Phi_e)$

Из рис. 2 и 3 следует, что зависимость $\Delta(1/\tau_p) = F(\Phi)$ для диффузионных диодов с геометрией и параметрами, приведёнными выше, в отличие от планарных приборов, исследованных в [6] явно нелинейная с уменьшением величины $dF/d\Phi$ при увеличении Φ . Это по сути означает, что с ростом Φ уменьшается величина коэффициента K_t (при линейной зависимости $\Delta(1/\tau_p) = F(\Phi)$ K_t - величина постоянная). Подобная нелинейная зависимость $\Delta(1/\tau_p) = F(\Phi)$ для диффузионных диодов наблюдалась и анализировалась в работе [4] (для диодов, подвергнувшихся гамма-облучению) и в работе [7] для диодов, подвергнувшихся электронному облучению. В работе [4] предполагается, что наиболее вероятной причиной наблюдаемой зависимости $\Delta(1/\tau_p) = F(\Phi)$ является снижение скорости введения А-центра с увеличением потока радиации (Φ), воздействующего на диод. В связи с этим, представляет несомненный интерес разработка (на основе вышеприведённых экспериментальных данных), инженерной методики расчёта зависимостей $\Delta(1/\tau_p) = F(\Phi)$ и(или) $K_t(\Phi)$. При этом будем исходить из двух основополагающих предпосылок достаточно хорошо обоснованных и описанных в [1-3, 8]:

В соответствии с теорией Шокли-Рида, для рекомбинационного центра расположенного в верхней половине запрещённой зоны, константа повреждаемости времени жизни K_t для полупроводника n -типа определяется следующей формулой:

$$K_t = \frac{1 + \Delta n/n_0}{1 + \Delta n/n_0 + n_1/n_0} V_p \sigma_p \frac{dM}{d\Phi} \quad (1)$$

В формуле (1): Δn - концентрация неравновесных носителей, n_0 - концентрация равновесных носителей, n_1 - концентрация носителей в зоне проводимости, в случае, если энергетическое положение уровня Ферми совпадает с энергетическим положением рекомбинационного уровня (~ 0.17 эВ для нашего случая), V_p - тепловая скорость дырок, σ_p - сечение захвата дырок на рекомбинационный уровень, $dM/d\Phi$ - скорость введения рекомбинационного центра при облучении. Анализ формулы (3) показывает, что она, по крайней мере качественно, объясняет известные нам закономерности, определяющие зависимости K_t от потока радиации, воздействующего на диод, удельного сопротивления его базы и прямого тока через него. K_t уменьшается с увеличением Φ , если $\Delta n/n_0 \leq n_1/n_0$, ибо с ростом Φ уменьшается диффузионная длина дырок и, следовательно, уменьшается уровень инжекции. Этот случай, как это будет показано ниже, в полной мере реализуется в настоящей

работе. Для исследуемого диода Δn , концентрацию неравновесных носителей, в первом приближении можно рассчитать по формуле [9]:

$$\Delta n \approx \frac{I_F L_p}{q D_p S_{pn}} = \frac{I_F (D_p)^{0.5}}{q D_p S_{pn}} = \frac{I_F}{q (D_p)^{0.5} (K_i \Phi)^{0.5} S_{pn}} \approx 4 \cdot 10^{18} (K_i \Phi)^{-0.5} \quad (2)$$

В формуле (2): $I_F = 1$ А – прямой ток, с которого происходит переключение на обратное напряжение при измерении τ_{rn} , $D_p \approx 10$ см²/сек – коэффициент диффузии дырок, L_p – диффузионная длина дырок в базе диода, $\tau_p \approx (K_i \Phi)^{-0.5}$ – время жизни неосновных носителей заряда в базе диода, изменяющееся под действием облучения с потоком Φ , $S_{pn} \approx 0.5$ см² – площадь p - n -перехода исследуемых диодов.

$n_0 \approx 1.25 \cdot 10^{15}$ см⁻³ – концентрация основных носителей в базе при $\rho_0 \approx 4$ Ом·см, – для температуры 300 °К – тепловая скорость дырок $V_p \approx 1.67 \cdot 10^7$ см/сек; $n_1 = N_c \exp(-0.17/kT) = 4.05 \cdot 10^{16}$ см⁻³ (для расчёта n_1 использовались значения $N_c \approx 2.8 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $kT \approx 0.0256$ eV из [10]), значение сечения захвата А-центром дырок (σ_p) не зависит от вида и энергии радиоактивного воздействия и равно $\sim 2 \cdot 10^{-14}$ см². В соответствии с этими работами, $dM_c/d\Phi_{e|A-C} \approx 0.6$ см⁻¹ (для энергии электронов 7 МэВ), а $dM_p/d\Phi_{\gamma|A-C} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹,

Подставляя все вышеприведённые численные значения в формулу (3) можем получить следующее выражение, которое характеризует связь между K_i и Φ для диодов, исследовавшихся в настоящей работе:

$$K_i = R \cdot \frac{3.2 \cdot 10^3 + (K_i \Phi)^{0.5}}{3.2 \cdot 10^3 + 33.4 (K_i \Phi)^{0.5}} \quad (3)$$

В формуле (3) коэффициент $R = V_p \sigma_p (dM/d\Phi)$ равен $\sim 1.67 \cdot 10^{-10}$ см²/сек и $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ см²/сек для облучения гамма квантами и электронами соответственно.

Таким образом, формула (3) описывает связь между K_i и Φ в неявном виде и ход экспериментальных зависимостей $K_i = F(\Phi)$, что позволяет прогнозировать величины времени жизни неосновных носителей, а также времени восстановления обратного сопротивления диффузионных диодов.

Литература

1. Ладыгин. Радиационная технология твердотельных электронных приборов, Москва, 1976 г. 48 с.
2. Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. – Минск: Наука, 1978. – 231 с.
3. В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах, Атомиздат, г. Москва, 1969 г., 170 с.
4. Ю.М. Добровинский Исследование радиационных эффектов в диффузионных элетронно-дырочных переходах на основе кремния. Разработка гамма-радиационного технологического процесса. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Г. Ташкент, 1981 г., стр. 59, 67-68, 61
5. В.М. Кулаков, Е.А. Ладыгин, В.И. Шаховцов Действие проникающей радиации на изделия электронной техники, г. Москва, Советское радио, 1980. С. 136 – 139
6. А.З. Рахматов, М.Ю. Ташметов, Л.С. Сандлер. Влияние проникающей радиации на параметры кремниевого планарного высокочастотного высоковольтного выпрямительного диода. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (98), Киев, 2011. №4. стр. 26-33.
7. Rai-Choudry P., Bartko J., Johnson J., Electron radiations induced recombination ctntrs in silicon-minority carrier lifetime control. IEEE Trans. Electron. Div. 1976, ED-23, № 8, pp 814 – 818.
8. И.Д. Конозенко, А.К.Семенюк, В.И.Хиврич. Радиационные эффекты в кремнии Наукова думка, г. Киев, 1974 г. стр. 50 полупроводниках. – М.: Советское радио, 1978. –235 с.
9. Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. – М.: Советское радио, 1978. – 235 с.
10. Росадо Л. Физическая электроника. М. Высшая школа 1991. 351 с.

THE METHOD OF ESTIMATION OF SINGLE TRAPPED CHARGE POSITION IN NANOMETER MNOSFET OXIDE LAYER AND SI-SIO₂ INTERFACE

Matyakubov H., Atamuratova Z. A., Abdikarimov A., Halillaev M., Atamuratov A.E.

Urganch State University,

H. Olimjon str., 14, Urganch, aatabe@hotmail.ru

Ultra thin oxide layers of MOSFETs should satisfy to the unexpected requirements with such as atomic-scale heterogeneity in thickness and composition. Even small quantity of atomic-scale defects are problematic because they can trap superfluous amount of electrons or holes and to be sources of instability and degradation of MOSFET. In this connection it is very important to investigate such defects. Macroscopic C-V methods show only the average properties of area under gate without specification of exact spatial distribution of the trapped charge. In [1-6] by applying a technique of scanning tunnel microscopy, the spatial distribution of the trapped charge was shown. But these methods are labour-consuming and it require the applications of mechanical parts.

Oxide trapped charge influence to width of depletion layer of lateral transitions. This effect is used in this work for developing the method of estimation of trapped charge position in nanometer nMNOSFET (metal-nitride-oxide field effect transistor) oxide layer with 2D simulation. From depletion layer width dependence on position of oxide trapped charge in flat capacitor approach by measuring of capacitance it is possible to estimate trapped charge position.

Modeling of trapped charge it is realized by introducing of homogeneously charged restricted area in oxide layer or interface. In accordance with [5,6] density of states is selected equal to $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. At this density of states single charge, in average, can be trapped in square area with sides 1.8 nm. From this statement at simulation it was considered nMNOSFET with 1.8 nm oxide layer thick and charged area size. Channel length is 55 nm.

Source-substrate (drain-substrate) transition consist of two parallel parts: source-channel (drain-channel) and source-substrate(drain-substrate). Trapped charge mainly influence to source-channel (drain-source) part therefore it is considered only this part. So as considered MOSFET has symmetrical structure only source-substrate transition is considered. Maximal distance from Si-SiO₂ interface to bulk where still it is visible change of lateral transitions depletion layer width under influence of trapped charge is 10 nm. The depletion layer width d is different on different depth, therefore changing of the width was considered on depth 5 nm as it is average.

Transition capacitance is determined in flat capacitor approach. So as metallurgical border of lateral transitions did not changed at charge trapping in oxide layer or interface surface area S of transition also not changed. Therefore for estimation of capacitance changing it is considered normalized to S specific capacitance $C' = \epsilon \epsilon_0 / d$.

The results show that C' is not monotonously changed at increasing distance X between trapped charge and source area right border (Fig.1). On Fig 2 it is shown C' dependence on X at bias voltage $V=0$ on source relative substrate in case of both positive and negative charge trapping in oxide layer. For negative trapped charge C' is increased up to the maximal value on few distance between source and trapped charge and on more long distance the C' is decreased up to value appropriate to case of no trapped charge. Appropriate to maximal and minimal C' trapped charge coordinates depend on bias voltage. For positive trapped charge $C'(X)$ dependence has reverse character. On dependences it is visible that irrespective of trapped charge position the value of C' in case of negative trapped charge more and in case of positive trapped charge lower than value appropriate to case of no trapped charge.

C' dependence on X is shown on Fig 3 for different bias voltage on source in case of negative trapped charge. Appropriate to maximal C' trapped charge coordinate is increased at increasing of source bias. Obviously maximal value of C' is reached at defined distance between depletion layer border and centre of trapped charge. At increasing of bias voltage the depletion layer border is displaced therefore the appropriate to maximal C' trapped charge coordinate is displaced. The difference between trapped charge coordinate and depletion layer border coordinate is not changed essentially while this coordinates is essentially displaced (Fig 4).

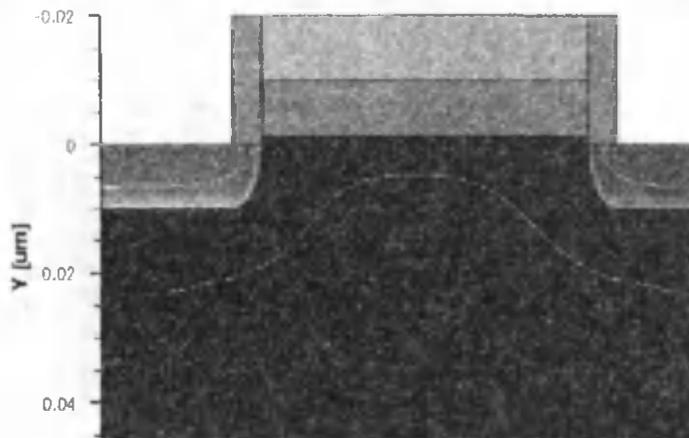


Fig 1. Structure of simulated MNOSFET

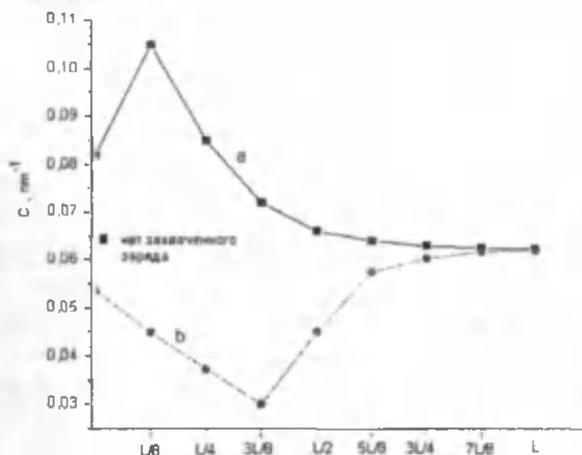


Fig 2. C' dependence on X for cases of single negative(a) and positive(b) charge trapping. Bias voltage is not applied, L is oxide layer length.

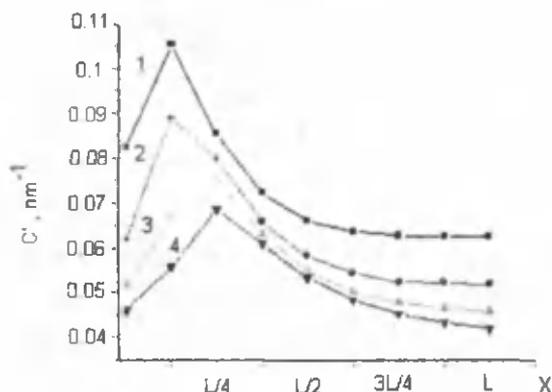


Fig 3. C' dependence on X for different applied bias voltage: 0V(1), 0.5V(2), 1.0V(3), 1.5V(4).

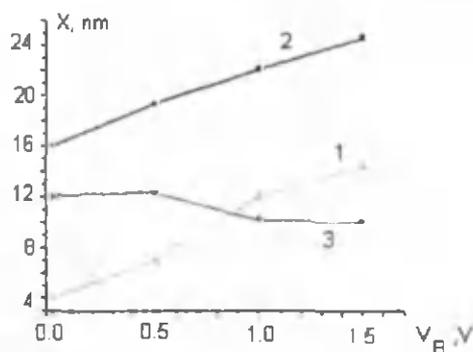


Fig 4. Appropriate to maximal C' trapped charge coordinate X (1), depletion layer border coordinate Y (2) and $(Y-X)$ difference (3) dependence on bias voltage.

Charge trapped not at oxide centre should have different influence to source-substrate and drain-substrate transitions caused by different distance between charge and transitions border. Ratio between C' appropriate to drain-substrate (C'_D) and source-substrate (C'_S) transitions depend on trapped charge position. This dependence for different applied bias voltage is shown on Fig.5.

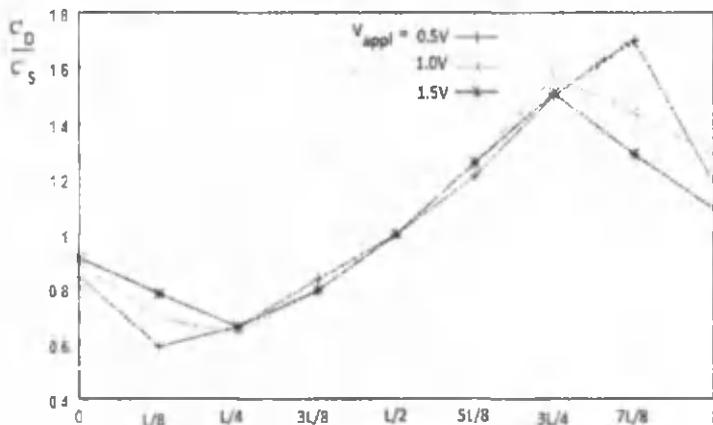


Fig 5. Ratio of C' for source-substrate and drain substrate transitions vs trapped charge position. C'_D is $1/d$ for drain-substrate transition and C'_S is $1/d$ for source-substrate transition. L is length of oxide layer along channel.

It is seen from figure that the ratio is more than one in case of charge trapping in drain half of oxide and less than one in case of charge trapping in source half of oxide. It is connected with distance between trapped charge and depletion layer border. Trapped charge located near drain have more big influence to

drain-substrate transition than to source-substrate transition and as consequence C_D' have bigger value than C_S' . This effect allow to define distribution of defects in oxide or at interface along channel.

Conclusion

The influence of oxide or interface trapped charge to width d of lateral transition of nanometer nMNOSFET is considered. $C' = 1/d$ was estimated. At zero bias on source relative substrate, at both negative and positive charge trapping in oxide non monotonous changing of C' is observed with increasing of distance between trapped charge and source. At small distance from source end C' is increased for negative charge trapped and it is decreased for positive charge trapped with reaching of maximum and minimum point accordingly. At more long distance from source end for both type of trapped charge C' aspires to pre charge trapped value with increasing of distance from source end. Position of charge trapped which correspond to maximum and minimum points of C' depend on bias voltage.

Ratio C'_D/C'_S , where C'_D is C' corresponding to drain-substrate transition and C'_S is C' corresponding to source-substrate transition, depend on position of charge trapped in oxide or interface. The ratio C'_D/C'_S is more than one in case of charge trapped on drain side from middle of channel and less than one in case of charge trapped in source side from middle of channel. It is connected with distance between trapped charge and transition border. This dependence can be used for achievement of information about defects distribution in oxide along channel

Reference

1. Kasumov, Yu.N. and Kozlov, S.N., Time Variation in the Electrical Parameters of the Si-SiO₂-Metal System under Injectional Degradation, *Mikroelektronika*, 1993, vol. 22, no. 2, pp. 20-26.
2. Di Maria, D.J. and Stasiak, J.W., Trap Creation in Silicon Dioxide Produced by Hot Electrons, *J. Appl. Phys.*, 1989, vol. 65, no. 6, pp. 2342-2356.
3. Kaczer, B., Im, H.-J., Pelz, J.P., and Wallace, R.M., Microscopic Characterization of Hot-Electron Spreading and Trapping in SiO₂ Films Using Ballistic Electron Emission Microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, 1998, vol. 73, no. 13, pp. 1871-1873.
4. Groeseneken, G., Bellens, R., Vander, L.G., Bosch, G., and Maes, H.E., Hot-Carrier Degradation in Submicrometre MOSFETs: From Uniform Injection towards the Real Operating Conditions, *Semicond. Sci. Technol.*, 1995, vol. 10, no. 11, pp. 1208-1220.
5. Verwey, J.F., Amerasekera, E.A., and Bisschop, J., The Physics of SiO₂ Layers, *Rep. Prog. Phys.*, 1990, vol. 53, pp. 1297-1331.
6. 24. Nicollian, E.H. and Brews, J.R., *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*, New York: Wiley, 1982.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ ФОТОРЕЗИСТОРОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ СЕРОЙ И РОДИЕМ

Ш.Махкамов, Р.А.Муминов, М.Каримов, Н.А.Турсунов, А.Р.Саттиев, М.Н.Эрдонов, Х.М.Холмедов

Изучение процесса формирования радиационных дефектов в кремниевых структурах, выявление механизма и природы радиационных дефектных состояний позволит прогнозировать деградацию параметров и характеристик различных полупроводниковых приборов и материалов при их эксплуатации в условиях наличия радиационного фона.

Среди эффективных способов стабилизации свойств кремния, к внешним воздействиям, особое место занимает легирование его различными химическими элементами, создающими глубокие энергетические уровни в запрещенную зону. Следовательно, проведение комплексных исследований влияния легирующих примесей на процесс радиационного дефектообразования в кремнии и кремниевых структурах, позволит выявить и разработать новые способы модификации полупроводниковых приборов.

В данной работе исследованы влияния нейтронного и электронного облучения на фотоэлектрические характеристики фоторезисторов, изготовленных из кремния легированного примесью серы и родия.

Для проведения исследований были отобраны образцы кремния, легированные серой и родием при температурах 1050÷1250°C из твердых источников, так и из нанесенного на поверхность органического раствора серы в толуоле и водного раствора RhCl₂. Концентрации исходных легирующих примесей фосфора и бора в кремнии составляли от 5·10¹⁵ до 2·10¹⁶ см⁻³.

Для учета влияния термической обработки, и неконтролируемых примесей, на параметры легированного кремния использовались контрольные образцы, не содержащие S и Rh, которые также подвергались термообработке при идентичных условиях.

Радиационная обработка пластин кремния и фоторезисторов на его основе проводилась ускоренными электронами с энергией 4 МэВ в интервале флюенсов $10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и быстрыми нейтронами в интервале флюенсов $10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Температура при облучении не превышало 50°C .

Электрофизические параметры образцов до и после облучения измерялись на стандартной установке Холла, а время жизни неосновных носителей заряда в n-Si (τ_p) и p-Si (τ_n) – методом стационарной фотопроводимости. Энергетическое положение уровней S и Rh, а также радиационных дефектов в запрещенной зоне легированного кремния, их концентрация, а также сечение захвата носителей заряда, определялись методом DLTS. Спектральные характеристики изготовленных фоторезисторов измерялись при $V=5 \text{ В}$, $R_n=15 \text{ кОм}$ с помощью спектрометра ДМР-4 с частотой модуляции света 1000 Гц. Изучение типа и структуры дефектных состояний осуществлялось на модернизированном инфракрасном микроскопе МИК-1 на базе компьютера Pentium 4 – 2.0 GHz.

Для определения природы примесно-дефектных комплексов в легированном кремнии изучалось состояние, размеры и типы микродефектов, а также их однородность распределения в кристалле.

На рис. 1 представлены микрофотографии исследованных образцов кремния, полученные на просвет в инфракрасном свете. Как видно из рисунка 1 (а и б), в легированных серой и родием образцах наблюдаются микродефекты вакансионного типа, размеры которых не превышают $\sim 10 \text{ мкм}$ и распределены однородно по всему объему. Однако плотность этих дефектов в образцах легированных примесью серы больше, чем в образцах с примесью родия. Такое распределение и плотность этих микродефектов по видимому обусловлено осаждением большей концентрацией серы на этих дефектах по сравнению с родием.



Рис. 1. Микрофотографии образцов кремния: а – образец, легированный серой при 1150°C ; б – образец, легированный родием при 1150°C . (на вставках приведена микрометрическая шкала с шагом 10 мкм).

Для определения влияния примеси серы и родия на область спектральной чувствительности фоторезисторов, были изготовлены p^+-p-p^+ структуры из кремния легированного серой и родием ($N_S=10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_{Rh}=3,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) с удельным сопротивлением $(5 \div 8) \cdot 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

В таблице 1 приведены параметры изготовленных структур из Si<B,S> и Si<B,Rh> до и после облучения быстрыми нейтронами флюенсом $8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Как видно из таблицы, в образцах Si<B,S> и Si<B,Rh> до облучения значения монохроматической чувствительности а также интегральной токовой чувствительности имеют близкие величины несмотря на различные концентрации компенсирующих примесей серы и родия.

Таблица 1.

Основные параметры изготовленных фоточувствительных структур на основе Si<B,S> и Si<B,Rh>.

№	Параметры	До облучения		После облучения	
		Si<B,S>	Si<B,Rh>	Si<B,S>	Si<B,Rh>
1	Темновой ток (I_T), А	$(6 \div 8) \cdot 10^{-6}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{-6}$	$(2 \div 4) \cdot 10^{-6}$	$(1 \div 2) \cdot 10^{-6}$
2	Рабочее напряжение (V), В	5	5	5	5
3	Эффективная светочувствительная площадь (S_s), мм ²	6÷9	6÷9	6÷9	6÷9
4	Напряжение шума ($V_{ш}$), мкВ	8÷10	2÷4	3÷6	1÷2
5	Область спектральной чувствительности, мкм	0,4÷1,1	0,4÷1,1	0,4÷1,1	0,5÷1,0
6	Монохроматическая чувствительность	0.52–0,55	0.50–0,53	0.27÷0,28	0.12–0,13

	(S_2) при $\lambda=0,85$ мкм, А/Вт				
7	Интегральная токовая чувствительность (S_1) , мА/лм	45±50	40±44	30±32	5±8
8	Постоянная времени (τ) , с	$(3\pm5)\cdot 10^{-3}$	$(0,2\pm2)\cdot 10^{-3}$	$(4\pm6)\cdot 10^{-4}$	$(1\pm2)\cdot 10^{-4}$

Спектральная чувствительность изготовленных структур приведена на рис. 2, а и б. Как видно из рисунка, для обоих образцов область спектральной чувствительности лежит от 0,4 до 1,1 мкм при 300 К. При этом максимум спектральной чувствительности располагается в области спектра 0,85 ± 0,9 мкм (рис.2, а и б). После облучения быстрыми нейтронами флюенсом $8\cdot 10^{13}$ см⁻² спектральные характеристики образцов претерпевают существенные изменения. При этом, спектральная чувствительность образцов Si<B,Rh> существенно уменьшается, по сравнению с Si<B,S>, что связано с формированием в структурах глубоководных радиационных дефектов. Аналогичные результаты были получены при облучении изготовленных структур ускоренными электронами флюенсами в интервале $10^{14} + 10^{16}$ см⁻².

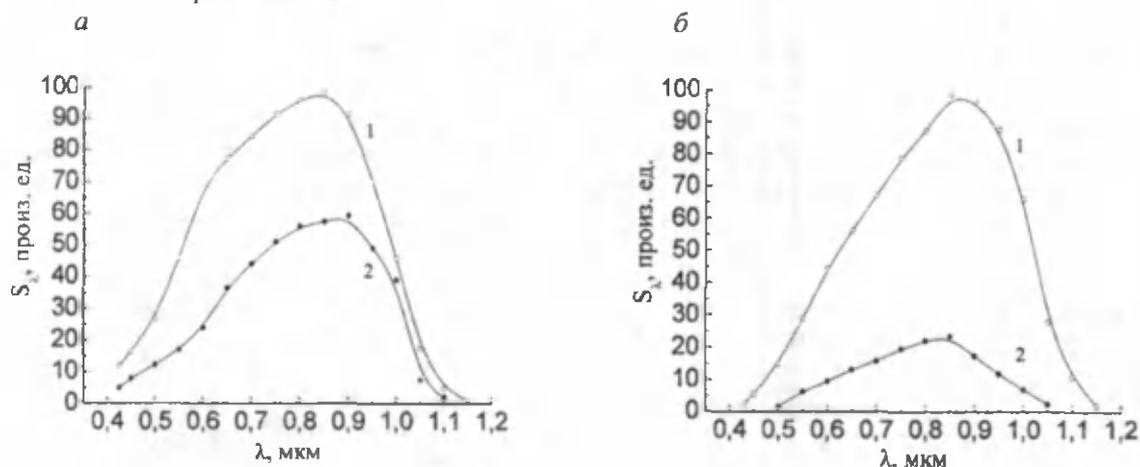


Рис. 2. Спектральные характеристики $p^+ - p - p^-$ - структур, изготовленных из Si<B,S> (а) и Si<B,Rh> (б) до (1) и после (2) облучения быстрыми нейтронами флюенсом $8\cdot 10^{13}$ см⁻².

В таблице 2 приведены относительные изменения интегральной чувствительности структур из Si<B,S> и Si<B,Rh> в зависимости от флюенса быстрых нейтронов и ускоренных электронов.

Таблица 2.

Относительное изменение интегральной чувствительности изготовленных структур на основе Si<B,S> и Si<B,Rh> от флюенса электронного облучения.

Тип образца	Измеряемый параметр	Флюенс электронов, см ⁻²			Флюенс быстрых нейтронов, см ⁻²		
		10^{14}	10^{15}	10^{16}	$2,7\cdot 10^{13}$	$5,3\cdot 10^{13}$	$8,0\cdot 10^{13}$
Si<B,S>	$\Delta S_1, \%$	7	40	87	12,5	42	55
Si<B,Rh>		20	55	95	12	58	68

Из таблицы видно, что в структурах из Si<B,Rh> с ростом флюенса электронов и нейтронов интегральная чувствительность деградирует быстрее, чем в Si<B,S>.

На основании проведенных исследований процессов образования радиационных дефектов выявлено, что эффективность введения А-, Е-центров и комплекса вакансия-бор в легированных образцах имеют близкие значения и эффективность введения дивакансии и К-центра с повышением концентрации примесей серы и родия уменьшаются.

Показано, что наличие примесей серы и родия в кремниевые фоторезисторах позволяет стабилизировать их фотозлектрические характеристики к воздействиям ионизирующего излучения.

Обсуждается возможный механизм формирования и трансформации примесных и структурных дефектов с участием атомов серы и родия и повышение фоточувствительности а также радиационной стабильности легированных полупроводниковых материалов.

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-Ф121 Комитета по координации развития науки и технологий при Кабинете Министров РУз.

ULTRASONIC RELAXATION SPECTROSCOPY OF SiO_2 +WATER NANOFLUIDS.

S.Z.Mirzaev, S.K. Telyaev, V. Avdievich

*Institute of Ion-plasma and laser technologies, Uzbek Academy of Sciences,
Do'rmon yo'li str. 33, 100125 Tashkent, Uzbekistan, e-mail:sukhrobtillo@gmail.com*

A fluid containing suspended nanometer-sized solid particles are called nanofluids. Since the concept of nanofluid has been introduced by Eastman and Choi [1], there have been many efforts to understand the mechanism of heat transfer enhancement by various experimental methods.

To understand the mechanism of heat transfer enhancement it is crucial to have the ideas on the aggregate formation within the fluid. Ultrasonic relaxation methods for aggregate characterization have many advantages. They are generally non-invasive, can be non-contact, are safe and often are economic [2].

It has been investigated the acoustic spectra of SiO_2 +water nanofluids. Value of additional attenuation have been measured depending on sound frequency (in the frequency range from 300 kHz to 150 MHz), particle sizes (12 nm, 16 nm and 40 nm), and temperatures (278K, 283K, 293K, 303K, 313K). Two acoustical relaxation processes has been observed in this suspensions. Relaxation curve shift to the low frequencies area with decreasing nanoparticle size. The reverse tendency can be seen at temperature changes, i.e. shifting relaxation curve occurs to the high frequency area with decreasing of system temperature.

We suggested that the relaxation process arise due to aggregate formation of units in nanofluids. At low frequencies the mechanism causing losses of ultrasonic energy in investigated systems is the friction between aggregates and liquid. In the high frequencies area attenuation is caused by loss of the ultrasonic wave energy in the aggregates which arise owing to increasing viscosity of water in aggregate pores. Thus, the attenuation value and relaxation spectrum of studied systems is defined by aggregate properties. It explains behavior of relaxation spectrum with decreasing particle size and temperature, because physical parameters of the aggregate strongly depend both from the nanoparticle size and on temperature.

References

1. Eastman, J. and S. Choi, Anomalous Increased Effective Thermal Conductivities of Ethylene Glycol-Based Nanofluids, Applied Physics Letters 78, 718-720. 1995.
3. Povey, M. J. W.: Ultrasonic techniques for fluids characterisation. (Academic Press, San Diego) 1997.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПО ШИРИНЕ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ КРЕМНИЯ.

Ш.А. Мирсагатов, И.Б. Сапаев.

*Физико-технический Институт, НПО «Физика - Солнце» Академия Наук Узбекистана,
ул. Бодомзор йули 2Б, 100084, Ташкент, Узбекистан. E-mail: mohim@inbox.ru, mirsagatov@uzsci.net.*

В настоящей работе исследуется плотности поверхностных состояний (N_{ss} -дефекты) в зависимости поверхностного потенциала (ψ_s) в инжекционных фотодиодах со структурой pSi - nCdS - p⁺CdS [1-2]. Так как в этой структуре основным звеном является pSi – nCdS-гетеропереход, поэтому его свойство является определяющим фактором выходных параметров инжекционного фотодиода. Качество pSi – nCdS-гетероперехода определяется свойством поверхности полупроводника и состоянием границы раздела между материалами pSi и nCdS, которые формируют N_{ss} . Поэтому получение информации о свойствах границы раздела является важнейшей задачей. Одним из информативных и неразрушающих методов получения информации о границе раздела является метод частотных вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Снятые вольт-фарадные характеристики исследуемой структуры показывают наличие МДП-структуры. Это логично, поскольку в pSi - nCdS - p⁺CdS -структуре nCdS является высокоомным и компенсированным материалом и поэтому он проявляет себя как диэлектрик. Плотность поверхностных состояний МДП- структуре определяется по сдвигу экспериментальной C(V)-характеристики по отношению расчетной кривой при одном и том же значении емкости [3]. Отсюда следует, что $N_{ss} = \Delta V \cdot C / q$

На рис. 1 приведены экспериментальная (1) и расчетная (2) вольт - фарадные характеристики.

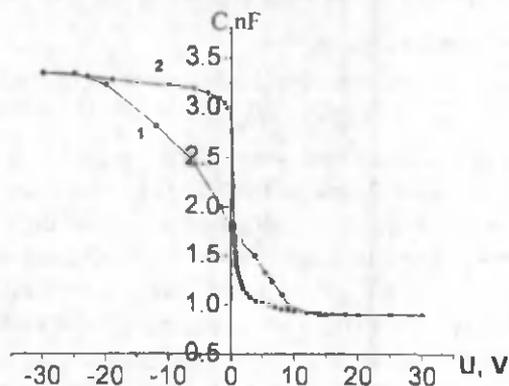


Рис. 1. Вольт-фарадная характеристика pSi-nCdS-n CdS структуры.

Экспериментальная вольт – фарадная характеристика была снята на частоте тестового сигнала $f = 10$ kHz при комнатной температуре. Расчетная вольт – фарадная была построена, как в [3]. Величина поверхностного потенциала при заданного напряжения смещения определялась как в работе[4]. Таким путем найденная зависимость (ψ_s) от приложенного напряжения V приведена рис.2, а зависимость N_{SS} от ψ_s – на рис.3.

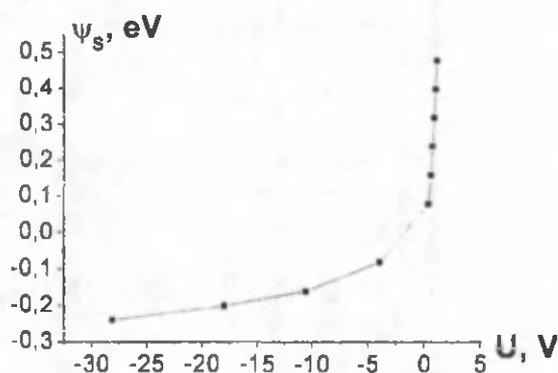


Рис. 2. Зависимость поверхностного потенциала от приложенного напряжения.

Анализ зависимости $U(\psi_s)$ показывает, что диэлектрик (nCdS) в МДП-структуре является не только высокоомным, но также однородным и качественным, так как его сопротивление не изменяется при падении больших напряжений смещений.

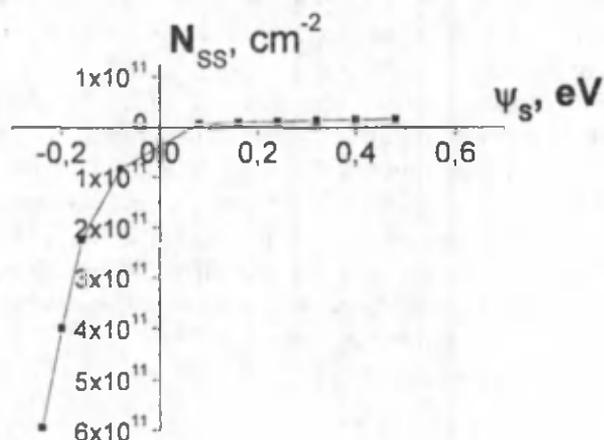


Рис. 3. Зависимость эффективной плотности поверхностных состояний от поверхностного потенциала.

Кривая, приведенная на рис.3 показывает, что плотность поверхностных состояний не превышает $\sim 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ на энергетическом расстоянии 0.5eV от середины запрещенной зоны (в нижней

половине), а в верхней половине запрещенной зоны величина N_{ss} изменяется от 10^9 см^{-2} до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при изменении значения $\Delta\psi_s \approx 0-0,23 \text{ eV}$. Эти результаты показывают, что получен достаточно качественный pSi - nCdS –гетеропереход, особенно, если учесть, что он сформирован сравнительно при низком вакууме. Известно, что постоянные кристаллические решетки сульфида и теллурида кадмия отличаются более чем на 7% [5], отсюда следует, между этими полупроводниками не должно формироваться гетеропереход низкой плотностью поверхностной состояний. Однако экспериментальные результаты, отраженные на рис.3, показывают, что получен pSi - nCdS – гетеропереход достаточно низкой плотностью N_{ss} . Полученный результат становится объяснимым если учесть, что при формировании гетероперехода образуется промежуточный слой, который сглаживает разницы постоянных решеток сульфида и кремния. Объектом следования в дальнейшем является определение состава этого промежуточного слоя.

Литература.

1. И.Б. Сапаев. Электрофизические свойства инжекционного фотоприемника на основе p⁺-n структуры. Перспективы науки и образования. Россия. № 2. 2013г. с.125-134.
2. И.Б. Сапаев. Особенности электрических и фотоэлектрических свойств Au-pSi- nCdS - p⁺CdS гетероструктур. ДАН. Узбекистан. 2013. 2. с.
3. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. Том 1., под редакцией д. ф. – м. н. Р. А. Суриса. Москва “Мир” 1984. с. 386.
4. Х.Х. Исмаилов, Ж. Жанабергенов, Ш.А. Мирсагатов, С.Ж. Каражанов. Динамика перезарядки дефектов в крупноблочных пленках p – CdTe. ФТП. 2006. 40. вып.2. с. 185-187.
5. Милнс А., Фойхт Д.// Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. Под ред. проф.В.С. Вавилова, Издательство «Мир». Москва. 1975. С.425.

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ IN-NCDS-PZn_xCD_{1-x}TE-МО-СТРУКТУРЫ ПРИ РАЗНЫХ УРОВНЯХ ОСВЕЩЕННОСТИ

Ш.А. Мирсагатов, К.А. Исмаилов*, О.К. Атабоев*

Физико-технический институт, НПО «Физика-Солнце» Академии наук Узбекистана,

**Каракалпакский государственный университет им. Бердаха, Нукус,*

E-mail: omonboy12@rambler.ru

В данной работе исследовано вольтамперные характеристики инжекционного фотоприемника изготовленного на основе In-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te–Мо-структуры в разных уровнях освещенности.

Для проведения исследований были изготовлены In-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Мо-структуры путем напыления низкоомного сульфида кадмия на поверхность пленок твердого раствора (ТР) Zn_xCd_{1-x}Te p-типа проводимости. Тыловой контакт изготовлялся из молибдена. Таким образом, изготовленная структура имела активная светочувствительная площадь ~ 0.5 см².

Вольтамперные характеристики (ВАХ) изготовленных структур измерялись в прямом и обратном направлении тока в темноте и на свету при освещенности E=0.5-50 lux и комнатной температуре. Освещение производилось от лампы накаливания, у которой в одном люмене энергия электромагнитного излучения в видимой области спектра составляет 9.1·10⁻³ W [1].

Прямая ветвь ВАХ In-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Мо-структуры при комнатной температуре состоит из четырех участков, которые описываются следующими экспоненциальными зависимостями:

$$I = I_0 e^{\frac{eV}{c_1 kT}} \quad (1)$$

где $c_1=1.27$, $I_{01}=1.84 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$; $c_2=3.3$, $I_{02}=1.55 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$; $c_3=18$, $I_{03}=1.6 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^2$; $c_4=55$, $I_{04}=5.4 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^2$.

На первом участке прямой ветви ВАХ, ток в структуре ограничивается термоэлектронной эмиссией [2]. Фактор идеальности $c=1.27$ в темноте почти равен единице при низких уровнях освещенностей, например, $c=1.04$ при $E=0.5 \text{ lux}$ (см.рис. 1).

Второй, третий и четвертый участки ВАХ в темноте тоже хорошо подчиняются известному

закону [3]. $I = I_0 e^{\frac{eV}{ckT}} \quad (2), \quad c = \frac{2b + ch \left(\frac{d}{L_p} \right) + 1}{b + 1} \quad (3)$

где k - постоянная Больцмана, e - заряд электрона, $b \approx 10$ [4].

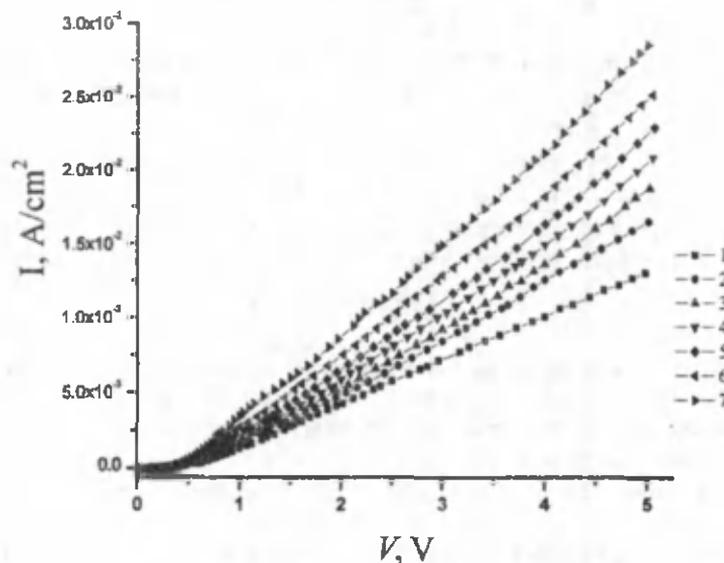


Рис. 1. Темновая и световая вольтамперные характеристики типичной $In-nCdS-pZn_{1-x}Cd_{1-x}Te-Mo$ -структуры при разных уровнях освещенности ($T = 300K$): 1-темновая, 2-0.5 lux, 3-2.5 lux, 4-7.5 lux, 5-15 lux, 6-30 lux, 7-50 lux.

Значение показателя в экспоненте «с» и предэкспоненциальный множитель I_0 , вычисленные из 2, 3 и 4 участков ВАХ приводятся в таблице. При расчете мы взяли толщины твердого раствора, равной $d \approx 2 \mu m$. Формула (2) справедлива для так называемого «длинного» $p-n$ -диода, т.е. когда $d/L_p > 1$, где d - длина базы,

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (4)$$

L_p - диффузионная длина неосновных носителей, D_p - коэффициент диффузии, τ_p - время жизни. Используя экспериментальные данные для «с», определенных из 2 го, 3 го и 4 го участков была оценена величина d/L_p при помощи формулы (3) для этих участков, которые приводятся в таблице.

Повышение значения показателя в экспоненте «с» и предэкспоненциального множителя I_0 на первом участке ВАХ при уровнях освещенности (7.5-50) lux объясняется тем, что в базе ($i-CdS_xTe_{1-x}$) происходит глубокое качественное изменение зарядого состояния дефектов из-за перезарядки глубоких примесных центров.

Таблица 1

E, lux		0	0.5	2.5	7.5	15	30	50
c	1	1.27	1.04	1.03	1.026	1.2	1.44	2.2
	2	3.3	4.95	7.58	6.94	7.78	7.8	11.35
	3	18	20.57	37.3	36.5	30.8	38.6	48
	4	55	89.65	100	96.4	94	106.4	109.3
$I_0, A/cm^2$	1	$1.8 \cdot 10^{-8}$	$1.1 \cdot 10^{-8}$	$4.8 \cdot 10^{-9}$	$4.2 \cdot 10^{-10}$	$1.3 \cdot 10^{-9}$	$5.1 \cdot 10^{-9}$	$1.7 \cdot 10^{-7}$
	2	$1.5 \cdot 10^{-6}$	$6.1 \cdot 10^{-6}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$3.7 \cdot 10^{-5}$	$4.4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$
	3	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$6.6 \cdot 10^{-4}$	$7.1 \cdot 10^{-4}$	$6.6 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$
	4	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$	$5.4 \cdot 10^{-3}$
d/L_p	1							
	2	3.4	4.2	4.8	4.7	4.86	4.86	5.34
	3	5.87	6	6.66	6.63	6.45	6.7	6.92
	4	7.06	7.56	7.67	7.64	7.61	7.74	7.77
$L_p, \mu m$	1							
	2	0.586	0.476	0.41	0.42	0.41	0.41	0.37
	3	0.34	0.33	0.3	0.3	0.31	0.3	0.29
	4	0.28	0.26	0.26	0.26	0.26	0.26	0.257

$\mu_{pT_{0.5}}$ cm^2/V	1							
	2	$13.3 \cdot 10^{-8}$	$8.7 \cdot 10^{-8}$	$6.6 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$6.5 \cdot 10^{-8}$	$6.5 \cdot 10^{-8}$	$5.4 \cdot 10^{-8}$
	3	$4.5 \cdot 10^{-8}$	$4.3 \cdot 10^{-8}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$	$3.7 \cdot 10^{-8}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$	$3.2 \cdot 10^{-8}$
	4	$3 \cdot 10^{-8}$	$2.7 \cdot 10^{-8}$	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$2.7 \cdot 10^{-8}$	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$2.6 \cdot 10^{-8}$

Теперь рассмотрим динамику изменения параметров «с» и « I_0 » от уровня освещенности на других участках ВАХ. Проведенный анализ показал, что значения показателя в степени «с» и предэкспоненциального множителя на 2, 3 и 4 участках ВАХ до уровня освещенности $E=2.5 \text{ lux}$ растут, а затем они практически не изменяются до $E=30 \text{ lux}$. Далее, их значения медленно возрастают с дальнейшим увеличением уровня освещенности. Причем, темп роста значения «с» для разного участка ВАХ является разным. Более высокий темп роста «с» наблюдается на втором участке, а самый низкий на четвертом участке ВАХ.

Литература

1. С.Э. Фриш. Оптические методы измерений. Часть I. Световой поток и его измерений. Источник света. Издательство Ленинградского Университета, Л. (1976). 126 с.
2. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. "Мир", М. (1984). Том 1. 455 с. (S.M. Sze. Physics of semiconductor devices. NY.: A Willey-Interscience Publication, 1981).
3. В.И. Стафеев. ЖТФ 28, 1631 (1958).
4. Физика и химия соединений $A^{II}B^{VI}$ / Под ред. С.А. Медведева. Мир, М. (1970). 624 с.

РАЗРАБОТКА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ Si(Li) P-I-N –ФОТОДЕТЕКТОРОВ.

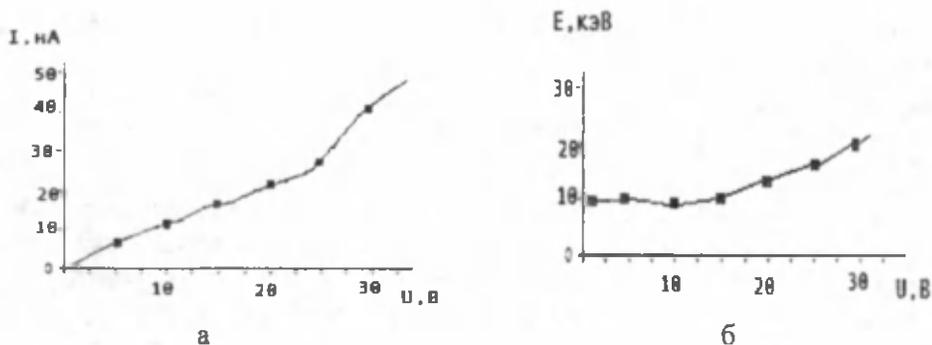
*Муллагалиева Ф.Г., *Салуи Е.А., **Раджапов Б.С., **Максудов А.У.

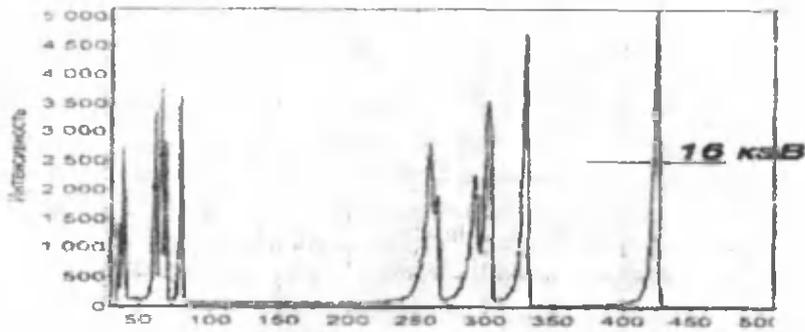
*Специализированное конструкторско-технологическое бюро при институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, Узбекистан.

**Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, Узбекистан, fmulagalieva@mail.ru

Основные характеристики системы скинтиллятор - Si(Li) p-i-n фотодетектор во многом зависят от технологии изготовления, электрофизических и радиометрических характеристики Si(Li) p-i-n фотодетекторов. Целью настоящей работы является разработка и оптимизация технологии изготовления Si(Li) p-i-n фотодетекторов. Si(Li) p-i-n фотодетекторы изготавливались из кремния р-типа ($\rho=1-5 \text{ кОм.см}$) с высоким временем жизни неосновных носителей заряда кремния, выращенных методом зонной плавки, по специальной кремний-литиевой технологии [1]. На пластины кремния прямоугольной или круглой формы проводилась диффузия лития на глубину 30 мкм при температуре $T = 380^\circ\text{C}$. Дрейф ионов лития осуществлялся при температуре $T = (80-90)^\circ\text{C}$ и напряжении $U=100\text{В}$. С целью улучшения параметров Si(Li) p-i-n структур, получения однородно компенсированной во всем объеме чувствительной области и сглаживания локальных участков не компенсированных областей детектора проводился дополнительный «выравнивающий» дрейф при температуре $T = 60^\circ\text{C}$, напряжении $U = (30-40)\text{В}$ в течении $t=(10-15)$ часов [2]. После проведения полной компенсации кремния, весь кристалл с размерами чувствительной области $20 \times 15 \times 0,3\text{мм}$ подвергался химико-технологической обработке в целях обеспечения минимальных толщин «мертвых» слоев входного и выходного окон и обратного тока утечки для минимизации шумов детектора. Затем Si(Li) p-i-n структура помещалась в корпус, методом вакуумного напыления наносились контакты $\text{Al}(1000\text{A}^\circ)$ и $\text{Au}(\sim 200\text{A}^\circ)$

На рис.1 а, б, в показаны электрофизическая и спектрометрические характеристики Si(Li) p-i-n фотодетектора.





в

Рис. 1. а- вольтамперная, б- вольтшумовая характеристики Si(Li) p-i-n фотодетектора, в- спектры α -частиц ^{226}Ra с $E_\alpha = 7,65$ МэВ.

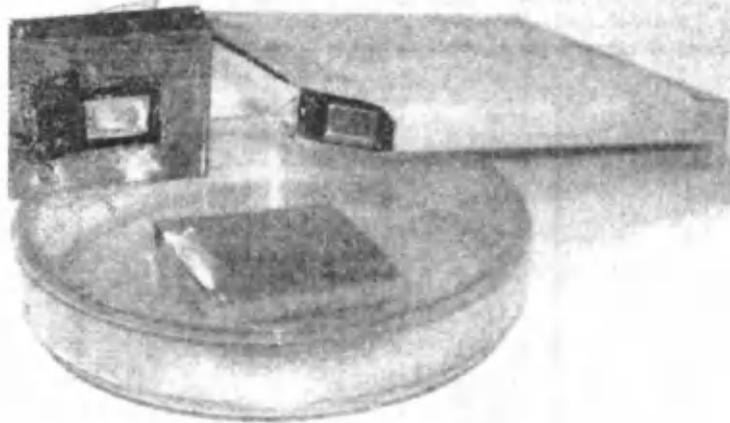


Рис.2. Si(Li) p-i-n фотодетекторы со сцинтилляторами

Изготовленные Si(Li) p-i-n фотодетекторы при температуре $T = 25^\circ\text{C}$ рабочем напряжении $U_{\text{обр}} = (18-30)\text{В}$ имеют темновой ток $I = 25-40$ нА, емкость $C = 320$ пФ, шумы $E_{\text{ш}} = 8-12$ кэВ, энергетические разрешение по ^{226}Ra с энергии $E_\alpha = 7,65$ МэВ составляет $(0,2-0,4)\%$.

Таким образом, в результате исследования и проведения технологических работ нами разработана технология изготовления Si(Li) p-i-n фотодетекторов. Оптимизированы технологические режимы, определены режимы диффузии и дрейф ионов лития, исследованы электрофизические и радиометрические характеристики изготовленных Si(Li) p-i-n фотодетекторов при комнатной температуре.

Литература

1. Азимов С.А., Муминов Р.А., Шамирзаев С.Х. Яфасов А.Я. Кремний-литиевые детекторы ядерного излучения. –Ташкент.: Фан, 1981.-257с.
2. S.A.Radzharov A Versatile Spectrometer Based on a Large-Volume Si(Li) p-i-n Structure // Instruments and Experimental Techniques.- New York, 2007, Vol. 50, No. 4, pp. 452-454

РАЗРАБОТКА И ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ БОЛЬШИХ РАЗМЕРОВ

Муминов Р.А., Раджапов С.А. Тошмурадov Ё.К., Рисалиева Ш., Бекбаев С., Курмантаев А.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, Узбекистан **Международный казахско-турецкий университет им.Х.А.Ясауи, Казахстан

При исследовании углового распределения ядерных частиц, дозиметрии и спектрометрии источников малых интенсивности и др. особо важными параметрами является величина чувствительной поверхности, электрофизические и радиометрические характеристики полупроводниковых позиционно-чувствительных детекторов (ППЧД).

В работе рассмотрены разработки и оптимизации технологии изготовления полупроводниковых позиционно-чувствительных детекторов (ППЧД) ядерного излучения на основе Si(Li) p-i-n детекторов больших размеров для рентгеновского излучений, томографических и экологические задачах.

Создание Si(Li) p-i-n структур диаметром $\sim 100 \div 120$ мм и толщиной чувствительной области $> 1,5$ мм, сложная технологическом отношении задач. Сложность ее определяется, в частности, необходимость создания достаточно протяженных, однородно-легированных литием диффузионных областей. Для получения заданных характеристик ППЧД больших размеров существенны такие параметры, как температура и время диффузионного отжига, а также температура, время, величина напряжения и способ проведения дрейфа. Режимы диффузия и дрейфа ионов лития выбрана в соответствии с предложенными в работах [1,2].

Диффузия лития проводилась в вакууме на глубину ~ 500 мкм при температуре $t=500^\circ\text{C}$. После диффузии на пластине были вытравлены ступеньки для получения Т-образной формы. После травления полирующим травителе в смеси кислот $\text{HF}:\text{HNO}_3:\text{CH}_3\text{COOH}$ (1:3:1) и в анилиновом травителе, исходные образцы имели обратные токи $I \leq 10$ мкА и затем ставились на дрейф ионов лития. Дрейф ионов лития проводился нами на специально разработанной и изготовленной дрейфовой установке. В связи с этим режим дрейфа выбирался следующим образом: температура $T_{др} = 60 \div 90^\circ\text{C}$, напряжение смещения $50 \div 600$ В.

По окончанию формирования Si(Li) p-i-n структуры, весь кристалл подвергается специально химико-технологической обработке в целях получения минимальных обратные токи. Позиционно-чувствительные детекторы изготавливались из готовых Si(Li) p-i-n структур диаметром чувствительной области 60 мм, толщина 2 мм. Затем методом вакуумного напыления при давлении 5×10^{-5} мм.рт.ст. на пластины наносили контакты $\text{Al}(1000\text{A}^\circ)$, и в обратную тыловую сторону использованы специальные маска с полосами $\text{Au}(\sim 200\text{A}^\circ)$ – контакты, затем готовые детекторы помещали в корпуса. Детекторы имели прямоугольные формы размерами общей чувствительной области $50 \times 50 \times 2$ мм. Разработаны три варианта позиционно-чувствительные структуры с 8, 16 и 32 полосами (Рис.1).

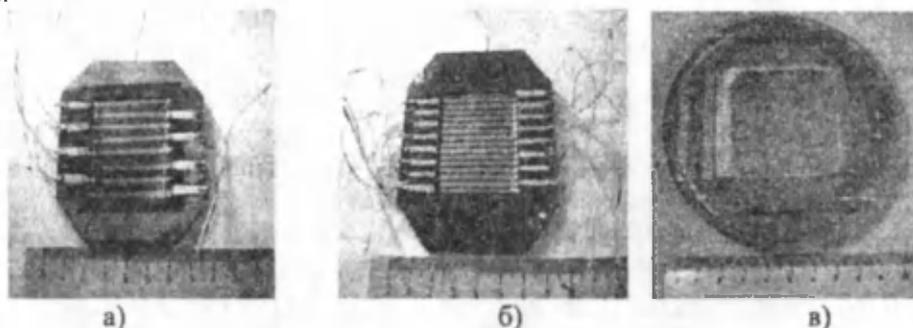


Рис.1. Общий вид полупроводниковых позиционно-чувствительных детекторов на основе Si(Li) p-i-n структур. а) КПЧД – 8, б) КПЧД – 16, в) КПЧД – 32

В изготовленных ППЧД-16 (16 элементов) при рабочем напряжении $U_{обп} = (100-500)$ В имеют темновой ток $I = 0,5-1$ мкА, емкость $C = 300$ пФ, шумы $E_{ш} = 40$ кэВ. энергетические разрешение по ЭВК ^{207}Bi ($E_\beta = 1$ МэВ) $R_\beta = 50$ кэВ и по α -частицами ^{239}Pu ($E_\alpha = 5,5$ МэВ) $R_\alpha = 90 \div 100$ кэВ.

Таким образом, в результате исследования и проведения технологические работы нами разработана технология изготовления полупроводниковых позиционно-чувствительных детекторов (ППЧД) больших размеров на основе Si(Li) p-i-n детекторов с 8, 16 и 32 полосами. (Рис.1а, б, в).

Литература

1. Азимов С.А., Муминов Р.А., Байзаков Б.Б., Карпов В.Д., Раджапов С.А., Хасанов Д.К., Яфасов А.Я. Полупроводниковые детекторы бета-излучения большой площади. // Атомная энергия. 1986.-т.60.-вып.2.-с.144-146.
2. Раджапов С.А. «Особенности процесса дрейфа ионов лития в низкоомном кремнии большого диаметра». ДАН РУз 2007, №2, с. 17-21.

РАДИОСПЕКТРОМЕТР РАДОНА

Муминов Р.А., Раджапов С.А., Пиндюрин Ю.С., Раджапов Б.С., Тошмуродов Ё.К.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, Узбекистан,
detector@uzsci.net

Радон образуется в недрах Земли в результате распада урана, который, хоть и в незначительных количествах, но входит в составах практических всех видов грунтов и горных пород. В процессе радиоактивного распада уран превращается в радий-226, из которого, в свою очередь, и образуется радон-222. Особенно велико содержание урана (до 2мг/л) в гранитных породах. Соответственно в районах, где преимущественным породообразующим элементом является гранит, можно ожидать и повышенное содержание радона. Проблемы возникают в случае, если отсутствует достаточный воздухообмен, например, в домах и других помещениях. В этом случае содержание радона в замкнутом помещении может достичь опасных концентраций. В случае, когда для обеспечения жилых домов водой используются скважины, радон попадает в дом с водой и также может скапливаться в значительных количествах в кухнях и ваннных комнатах. Растворенный в воде радон действует двояко. С одной стороны, он вместе с водой попадает в пищеварительную систему, а другой стороны, люди вдыхают водные испарения радона при ее использовании [1]. Поэтому определение объемной активности (ОА) радона является актуальным. Заметим, что изучение вариаций концентрации радона в подземном помещении в глубинных скважных водах может привести к выявлению радоновых предвестников землетрясений.

Целью работы являлось создание установки для непрерывного (экспрессного) контроля ОА радона в атмосферном воздухе, воде и почве.

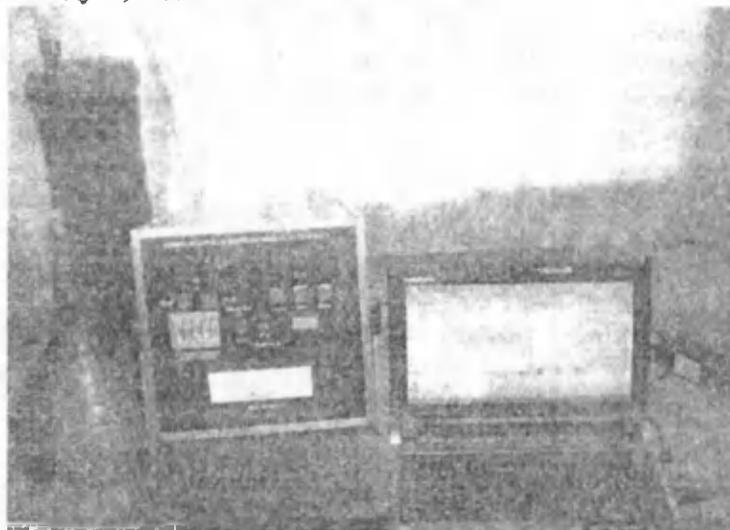


Рис. 1 Установка радиометра радона.

Установка предназначена для геофизических исследований и прогнозирования землетрясений. Применяется для автоматизированных непрерывных и экспресс измерений объемной активности (ОА) радона-222 и торона-220 в воздухе, воде и почве. Радиометр радона выполнен в виде носимого прибора с автономным питанием. Диапазон измерения ОА радона-222 ($20 - 2.0 \cdot 10^4$) Бк·м⁻³. Основными его узлами являются: измерительная камера с фильтром и Si(Li) ППД, блок управления, индикации и сопряжения с персональным компьютером (контроль ПК или Notebook). На рис.2. показано концентрации радона в подвальном помещении нашего института, измеренной в течении двух месяцев на двух радонOMETРАХ RR-3s. Из результатов видно, что ОА радона составляет в среднем 1,7-3,1 змана

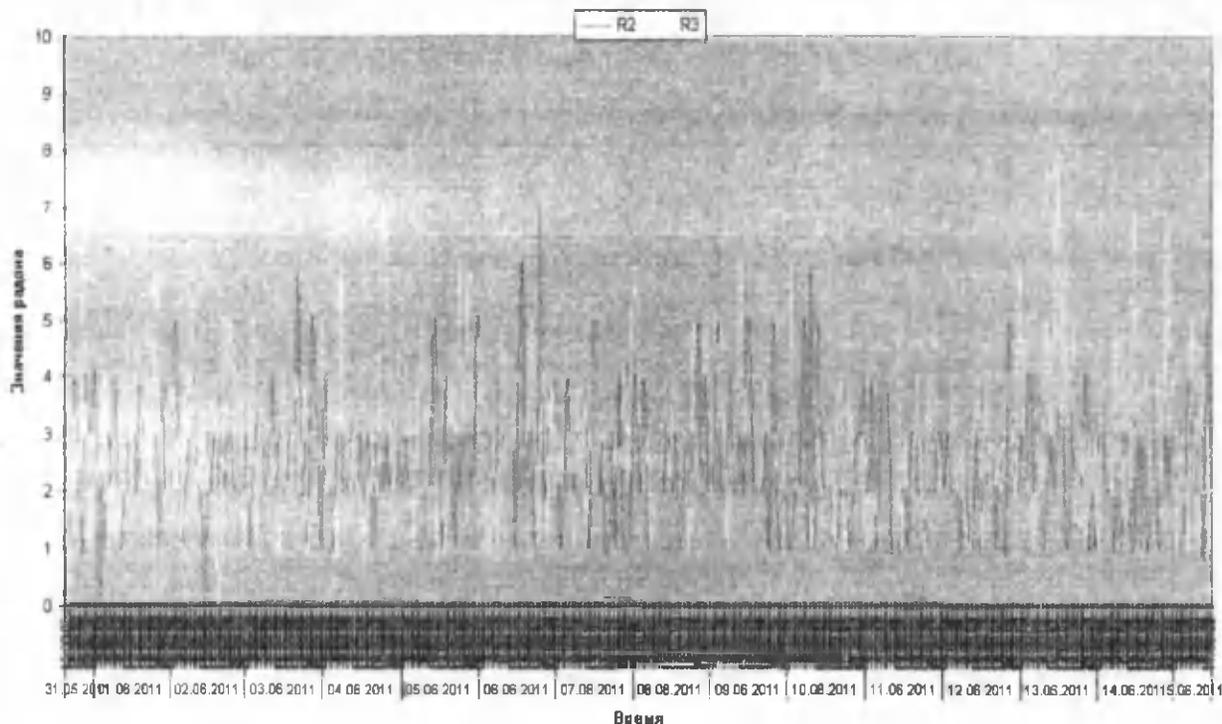


Рис. 2. Временные зависимости ОА радона в подвальной помещении института

Таким образом, результаты исследований показывают, что установка не только дискретным образом определяет содержание ОА радон-222, а также быть успешно использоваться в непрерывном наблюдении содержания ОА радона в длительного времени.

Литература

1. Иванов В.И. Курс дозиметрии. –М.: Атомиздат, 1978.

THEORY OF THE EFFECT OF CHARGE-OVER OF ELECTROMOTIVE FORCE IN HETEROSTRUCTURES

Muratov A.S., Ismaylov K.A.

Karakalpak State University named after Berdakh,
Uzbekistan, Nukus, 1, Ch. Abdirov str.

Introduction. At present time the manufacture of photoswitch has a definite perspective, on the basis of semiconductor heterostructure. Because of the difficulties of manufacture of such semiconductor devices their employment for practical aims have not been gained wide use.

It is known that appliances manufactured from multilayered half-wired heterostructure, in the process of their application are in need of the theoretical investigations, as at experiment observed such phenomenon as S and N evocative voltage-current characteristics [1, 2]. At falling of signal perpendicularly on the contact of two layers observes an effect of switching over [3, 4]. However this effect has not got the full theoretic explanation. Existed two diode model Schottky gives just qualitative production of switching photo electromotive force under certain meanings of wave-length of monochromatic light signal.

Qualitative theory of switching action. Device that we call photoswitching action contacts of two semiconductors, which has different width of banned zone. We suppose these semiconductors have electric conductivity. From each side of thin contact forms the barriers of Schottky. If on those semiconductors in the direction of norms falls monochromatic wave of light, so appears photoelectromotive force, moreover in certain means of wave-length of light changes the polarity of electromotive force, so the title of such diode is «switching action». If such element interchanges by means of consecutive periodical stale, so photoelectromotive force becomes enhances. But it is limited by the depth of penetration the light deep into the layer.

In case far of periodical link two types of diodes Schottky appear, moreover they work on half in conditions straight direction and on half in opposite regime, that is in valve regime and in the regime of electromotive force.

To sum up photoelectromotive force in diode Schottky, we get, that

$$\frac{qV}{kT} = N \ln \frac{(1 + I'_f / I'_n)^{m'}}{(1 + I''_f / I''_n)^{m'}}. \quad (1)$$

Where e is an electric charge, k —Balsman's coefficient, T —absolute temperature, N —numbers of layers. I_f, I_n —mean photo current, saturated of two semiconductors, but m is a factor of impracticability of Schottky diode. If $0 \leq \lambda \leq \lambda_0$, $I'_f \neq 0$, $I''_f \cong 0$, so $V > 0$ the one polarity, and if $\lambda_0 \leq \lambda \leq \lambda_{max}$, $I'_f \cong 0$, $I''_f \neq 0$, so $V < 0$ —the other polarity. Hence it follows that dependence on the wave-length of photodiode from the multilayer periodical structure may switch from one polarity to another. λ_0 wave-length, on which happens switching action, is cheerily, defined from the condition

$$(1 + I'(\lambda_0)_f / I'_n)^{m'} = (1 + I''(\lambda_0)_f / I''_n)^{m''}. \quad (2)$$

Photo current, standardized in regard to current saturation, is defined with the form

$$I_f / I_n = \eta \frac{\tau_p L_0}{L_p p_n} \alpha \Phi_0 e^{-\alpha L_0}, \quad (3)$$

Where η —coefficient of guant efficient, τ_p —and L_p —the life time and diffusion length of nonequilibrium carrier. p_n —their equilibrium concentration. L_0 —the thickness of crystal, α —coefficient of absorption, which depends on energy of cavity light, with intensivity — Φ_0 , that is

$$\alpha_1(\omega) = A_1 \frac{(\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{\hbar\omega}, \quad A_1 = \frac{2e^2 (2m^*)^{3/2}}{m^2 e \hbar^2 n} |P_{ij}|^2. \quad (4)$$

If n substantial part of the indicator of retraction doesn't depend on frequency, so A_1 —can be considered as constant, $m^* = m_c m_v / (m_c + m_v)$, moreover m_c and m_v effective mass of electron in zone of conductivity and in valent zone. m —mass of immobility of electron. $|P_{ij}|$ —matrix of transition. From (3) and (4), consider that

$$\frac{I_f}{I_n} = B \cdot A \cdot \frac{\sqrt{x-1}}{x} \exp \left[-A \cdot \frac{\sqrt{x-1}}{x} \right], \quad (5)$$

Where $B' = \frac{\eta \tau_p}{L_p p_n}$, $A' = A_1 \frac{L}{\sqrt{E_g}}$, $x' = \hbar\omega / E'_g$.

Formula (5) allows to define dependence of photocurrent to another material. For this case can be used

formula $A = A_1 \frac{L_0}{\sqrt{E_g}} \sqrt{\frac{E'_g}{E''_g}}$, $x'' = \hbar\omega / E''_g$.

Then from (1) we consider, that

$$\frac{qV}{kT} = N \ln \left[\frac{\left(1 + B'A' \frac{\sqrt{x'-1}}{x'} \exp \left[-A' \frac{\sqrt{x'-1}}{x'} \right] \right)^{m'}}{\left(1 + B''A'' \frac{\sqrt{x''-1}}{x''} \exp \left[-A'' \frac{\sqrt{x''-1}}{x''} \right] \right)^{m''}} \right]. \quad (6)$$

Formula (6) presents definite difficulty for the numerical building of graphics. Moreover, on experiment $\frac{qV}{kT}$ forms on dependence of frequency of light signal. There fore correlation in such

dependence $\alpha_1 L_0 = A_1 L_0 \frac{(\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{\hbar\omega}$, can be in stretched size. On experiment the width of prohibited zone is defined in electric volts. We define it in the wave-length $E_g = hc/\lambda_0$, $\hbar\omega = hc/\lambda$. Here E_g and $\hbar\omega$ sizes are defined in joules

$$\alpha_1 L_0 = A_1 L_0 \sqrt{hc \frac{1}{\lambda} - hc \frac{1}{\lambda_0}} / hc \frac{1}{\lambda} = A_1 L_0 \sqrt{\frac{1}{hc}} \cdot \sqrt{\lambda - \lambda^2 \frac{1}{\lambda_0}}$$

If λ is measured in μm , then $\alpha_1 L_0 = A_1 L_0 \sqrt{\frac{10^6}{hc}} \cdot \sqrt{\lambda - \lambda^2 \frac{1}{\lambda_0}}$.

Thus, formula (6) in such case is defined as

$$\frac{qV}{kT} = N \ln \left[\frac{\left(1 + B' A' L_0' \frac{10^3}{\sqrt{hc}} \sqrt{\lambda - \lambda^2 \frac{1}{\lambda_0}} \exp \left[-A' L_0' \frac{10^3}{\sqrt{hc}} \sqrt{\lambda - \lambda^2 \frac{1}{\lambda_0}} \right] \right)^{m'}}{\left(1 + B'' A'' L_0'' \frac{10^3}{\sqrt{hc}} \sqrt{\lambda - \lambda^2 \frac{1}{\lambda_0}} \exp \left[-A'' L_0'' \frac{10^3}{\sqrt{hc}} \sqrt{\lambda - \lambda^2 \frac{1}{\lambda_0}} \right] \right)^{m''}} \right] \quad (7)$$

Can be brought designation:

$$A_1 = \frac{2e^2 (2m_1^*)^{3/2}}{m^2 e \hbar^2 n_1} |P_{\bar{v}_1}'|^2 \cdot L_1 \frac{10^3}{\sqrt{hc}},$$

$$A_2 = \frac{2e^2 (2m_2^*)^{3/2}}{m^2 e \hbar^2 n_2} |P_{\bar{v}_2}''|^2 \cdot L_2 \frac{10^3}{\sqrt{hc}},$$

$$B_1 = \frac{\eta_1 \tau_p'}{L_{p1} P_n'}, \quad B_2 = \frac{\eta_2 \tau_p''}{L_{p2} P_n''}$$

Then,

$$\frac{qV}{kT} = N \ln \left[\frac{\left(1 + B_1 A_1 \sqrt{\lambda - \lambda^2 / \lambda_0'} \exp \left[-A_1 \sqrt{\lambda - \lambda^2 / \lambda_0'} \right] \right)^{m'}}{\left(1 + B_2 A_2 \sqrt{\lambda - \lambda^2 / \lambda_0''} \exp \left[-A_2 \sqrt{\lambda - \lambda^2 / \lambda_0''} \right] \right)^{m''}} \right] \quad (8)$$

Photoelectromotive force in multilayer heterostructure GaAs and ZnSe, width of prohibited zone can be defined with the formula $\lambda(\mu\text{m}) = hc \times 10^6 \frac{1}{E_g(\text{eV})} = \frac{1.241}{E_g(\text{eV})}$.

Wave-length appropriate to the prohibited zone

$$E_g(\text{GaAs}) = 1.43 \text{ eV}, \quad \lambda_0' = \frac{1.241}{1.43} \mu\text{m} = 0.87 \mu\text{m},$$

$$E_g(\text{ZnSe}) = 2.67 \text{ eV}, \quad \lambda_0'' = \frac{1.241}{2.67} \mu\text{m} = 0.46 \mu\text{m}.$$

Bringing the designation: $y = \frac{qV}{kT} \frac{1}{Nm'}$, $c = \frac{m''}{m'}$ got from (8), that

$$y = \ln \left[\frac{\left(1 + B_1 A_1 \sqrt{\lambda - \lambda^2 / \lambda_0'} \exp \left[-A_1 \sqrt{\lambda - \lambda^2 / \lambda_0'} \right] \right)^{m'}}{\left(1 + B_2 A_2 \sqrt{\lambda - \lambda^2 / \lambda_0''} \exp \left[-A_2 \sqrt{\lambda - \lambda^2 / \lambda_0''} \right] \right)^c} \right] \quad (9)$$

Coefficients of impracticability m' and m'' are experimental by defined. They have meanings within $m = 1 \div 1.5$. Then their correlation $c = \frac{m''}{m'}$ can be equal to $\cong 1$. On extreme measure for calculation we think so. We define the field of definition by function $y(\lambda)$. It is known that field of optic range $0.4 \leq \lambda \leq 0.8 \mu\text{m}$. But experiment is delivered in the field of $0.4 \leq \lambda \leq 1.6 \mu\text{m}$, that is also considered as infra-red radiation. Switching action of photoelectromotive force in multilayer heterostructures happens in the beginning of infra-red radiation, that is device, can be used for the night vision.

Literature

1. Gribnikov Z.S. Otritsatel'naya differentsial'naya provodimost v mnogosloynnoy geterostrukture// FTP. –1972. –Т. 6. –V. 7. –pp. 1380–1382.
2. Osipov V.V., Stafeev V.I. K teorii «dlinnix» diodov s otritsatel'nim soprotivleniyam// FTP. –1967. –Т. 1. –V. 12. –pp. 1795–1804.
3. Duysenvaev M., Kan M.A., Awezov S.A. O svoystvax nZnSe-nGaAs mnogosloynnix poluprovodnikovix struktur// Uzbek physical journals. –2002. – No. 4. –pp. 69–71.
4. Kaniyazov Sh. K. and Muratov . Research of Complex Differential Conductivity of Multi-Layer Heterostructures // Radioelectronics and Communications Systems. – 2011. – Vol. 54. –No. 11. –pp. 619–624.

ГАЗОВЫЙ ДЕТЕКТОР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ Pt_2Si / $PtSi$

Мусаев М.И., Тагиров М.И., Зейналова С.М., Алиева В.Б., Казымов Н.Ф.

НИИ Аэрокосмической Информатики, МАКА, Баку

Одной из важнейших задач аналитического приборостроения является создание приборов для обнаружения и измерения концентрации легковоспламеняющихся и взрывоопасных газов. Все это делает весьма актуальным развитие и производство химических сенсоров – миниатюрных, высокочувствительных, быстродействующих приборов, предназначенных для прямого, селективного полностью автоматизированного определения химического состава газовых средств. Этим требованиям в основном отвечают датчики на основе твердотельных элементов (МДП-транзистор).

При использовании силицида платины ($Pt_2Si/PtSi$) в качестве истока и стока уменьшается сопротивление истока и стока, и поскольку датчик работает при малых напряжениях на стоке и выходной ток усиливаются, что облегчает регистрацию полезного сигнала, с другой стороны, $Pt_2Si/PtSi$ химически неактивен к водороду и водородосодержащим газам, следовательно нет необходимости в формировании защитного слоя над участками стока и истока, усложняющего изготовление прибора.

Объектом исследования служил датчик водорода, содержащий газочувствительную p-канальную транзисторную структуру. МДП датчик сформирован на p-Si <100> с удельным сопротивлением 10 Ом.см.

Диэлектрические слои толщиной 700 \AA были получены методом термического окисления в атмосфере сухого кислорода. Затворный электрод сформирован из каталитического металла Pt с водородочувствительным тонким перфорированным подслоем Pd/SiO₂, а истоковые и стоковые контакты из силицида платины.

Согласно [1] физической модели МДП – структуры сдвиг вольт – фарадной характеристики (ВФХ) обуславливается фиксированным зарядом в диэлектрике, изменением разности работы выхода между металлом и полупроводником, медленно релаксирующим зарядом, способным мигрировать в диэлектрике и зарядом на поверхностных состояниях, расположенных непосредственно у границы раздела диэлектрик - полупроводник. Первые два механизма приводят параллельному сдвигу ВФХ вдоль оси напряжения без изменения ее формы, третий механизм имеет место при повышенной температуре с сильным электрическим поле и приводит к гистерезису ВФХ. Последний механизм в основном приводит к изменению наклона кривой в области обеднения, что и наблюдалось в эксперименте. В этой связи полагаем, что в газочувствительность структур существенный вклад вносит и перераспределение плотности поверхностных состояний на границе раздела SiO₂ – Si.

Высокочастотные ($f=1\text{МГц}$) вольт- фарадные характеристики снимались на универсальном мосте АЕ – 8 при комнатной температуре. Измерение газочувствительности структур проводилось на специальном газоаналитическом стенде, позволяющем подавать в камеру с датчиком атмосферу нужного состава газа. При этом расход и давление протекающего через камеру газа стабилизировалось. При наличии водорода происходит дополнительное смещение C – V кривых в ту же область напряжений. ПО изменению напряжения плоских зон ΔU_{FB} определены суммарные заряды для каждого случая, которые составляет $3,15 \cdot 10^9$ Кл и $4,20 \cdot 10^9$ Кл. Получено энергетическое распределение плотности поверхностных состояний в нормальной атмосфере и при дополнительном содержании водорода 200 ppm. В первом случае зависимость $N_{ss} = f(E)$ в области энергий $E - 0,2 \text{ эВ} \div E + 0,18 \text{ эВ}$ имеет минимальное значение, равное $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, и резко нарастает по мере приближения к краям разрешенных зон. Воздействие водорода приводит к существенному изменению плотности поверхностных состояний в энергетической области $E - 0,05 \text{ эВ} \div 0,35 \text{ эВ}$.

Таким образом, перераспределение плотности поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик – полупроводник оказывает ощутимое влияние на процесс детектирования. Энергетический интервал изменения поверхностных состояний определяет диапазон чувствительности по напряжению смещения МОП – структур. Толщина защитного слоя диэлектрика должна быть не менее 3000 \AA . Слой диэлектрика в окне может иметь толщину от 20 \AA до $400 - 500 \text{ \AA}$. Однако для получения высокого быстродействия и малого времени восстановления исходного состояния толщина диэлектрика в окне должна быть от нескольких ангстрем до $10 - 15 \text{ \AA}$. Кроме того, слой диэлектрика на структурах должен иметь одинаковую толщину всей поверхности [2].

Процесс получения тонкого окисла на кремниевых пластинах типа КДБ – 10 осуществляют при температуре 1050°C . Пластины загружают в диффузионную печь 5 мин в потоке аргона. Расход аргона составляет 300 л/ч и остается постоянным в течении всего процесса. Далее осуществляют 5 – минутную первую стадию травления кремния в смеси элегаза в HCl при расходах $0,1 \text{ л/ч}$ соответственно. В след за этим проводят 5- минутную вторую стадию травления элегазом в присутствии кислорода с расходом $0,1 \text{ л/ч}$ и $5,5 \text{ л/ч}$ соответственно. Далее проводят 10- минутную очистку поверхности кремния в среде аргона с добавкой HCl и окисление до нужной толщины в среде сухого кислорода с добавкой HCl.

С увеличением концентрации водорода в газовой смеси на начальном участке происходит резкий рост концентрации водорода в газовой смеси на начальном участке происходит резкий рост ΔU_{FB} от P_{H_2} , который при $P_{\text{H}_2} > 500 \text{ ppm}$ по степени переходит на насыщение. Предполагается, что это связано с достижением предельной концентрации активных центров на поверхности каталитического металла, ответственных за адсорбцию молекул водорода и последующий его диссоциацией.

Литература

1. Литовченко В.Г., Горбань А.П. Основы физики микроэлектронных систем металл – диэлектрик – полупроводник, - Киев: Наукова думка, 1978, 125 с.
2. Мехтиев А.Ш., Мехтиев Т.Э., Мамедов А.Н., Казимов Н.Ф. Электрофизические и оптические свойства структур с барьером Шоттки на основе контакта силицида платины - кремний. Сообщения НПО космических исследований, - Баку, Элм, 1989,

ELECTRONIC STRUCTURE OF ELLIPTICAL BISMUTH NANOTUBES

N.B. Mustafayev^{1,2}

¹⁾ Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan

²⁾ Physics Department, National Academy of Aviation, Baku, Azerbaijan

e-mail: nadir.mustafayev@physics.ab.az

Bismuth nanotubes have been successfully synthesized in [1 - 4]. Investigations of the cross sections of the bismuth nanotubes in [4] revealed an inner diameter of about 4.5 nm and an outer diameter of 6 nm. The estimated thickness of the tube wall of about 0.75 nm matches quite properly two layers in the rhombohedral bismuth bulk structure. In paper [5], an *ab initio* calculation of the electronic structure of bismuth nanotubes was performed, and it was found that the bismuth nanotubes are semiconductors, whereas the bulk bismuth is a semimetal with a small band overlap ($\Delta E \approx 40 \text{ meV}$) and highly anisotropic effective mass of charge carriers [6]. Density-functional tight-binding calculations for Bi nanotubes were performed in paper [7], and it was shown that the Bi nanotubes should be semiconducting with the band gap around 0.5 eV.

In this paper, the problem of the energy band structure of bismuth nanotubes is considered in the effective mass approximation taking into account the anisotropy and non-parabolicity of the effective mass of electrons. In papers [8 - 10], it was shown that the problem of size quantization of carriers with anisotropic effective mass in a cylindrical well is equivalent to the problem of size quantization of carriers of isotropic effective mass in an elliptical well. Therefore, the elliptic bismuth nanotubes confined by inner and outer cylinder with semiaxes a_1 , b_1 and a_2 , b_2 , respectively, are considered.

It is known that the Fermi surface in bismuth consists of a single ellipsoidal hole pocket at the *T*-point of the Brillouin zone and three highly anisotropic, non-ellipsoidal, non-parabolic electron pockets at the *L*-points. The *T*-hole pocket is aligned with the trigonal axis, and the hole energy dispersion is approximately parabolic. The electron pockets are tilted at small angle with respect to the basal plane. Since the simple parabolic band model is not valid for the description of electron energy spectrum in bismuth, other models

have been proposed [6]. In this paper, the calculation for electrons is performed using the Cohen model (or the non-ellipsoidal non-parabolic model):

$$\left(E - \frac{E_g}{2} - \frac{P_1^2}{2m_1}\right) \left(E + \frac{E_g}{2} + \frac{P_1^2}{2m_1'}\right) = E_g \left(\frac{P_2^2}{2m_2} + \frac{P_3^2}{2m_3}\right) \quad (1)$$

Here axis 1 is directed along the elongation of isoenergetic surface, axis 2 is parallel to the binary C_2 axis, axis 3 makes a small angle $\varphi \approx 6^\circ$ with the trigonal C_3 axis; m_1 , m_2 and m_3 are the effective mass components at the bottom of the L -point conduction band, m_1' is the effective mass component at the top of the L -point valence band ($m_1 \approx m_1' \approx m_0$ and $m_2 \approx m_3 \approx 10^{-2} m_0$ where m_0 is the mass of a free electron), and E_g is the energy gap in the L -point ($E_g \approx 10$ meV).

Electronic states in the bismuth nanotube have been determined from a solution of the Schrödinger equation written in the elliptic coordinate system. When the nanotube walls are impenetrable for charge carriers, the variables in wavefunction can be separated. The radial and angular parts of the wavefunction satisfy the Mathieu equation. The solution is expressed in terms of the even and odd Mathieu functions. The wavefunction must vanish on the nanotube boundaries, and this condition generates the size-quantized energy spectrum for charge carriers. The energy spectrum consists of the series of energy levels corresponding to the even (e) and odd (o) states.

For the elliptic bismuth nanotube oriented along the ΓL -direction in the bisectrix-trigonal plane, when the longitudinal component of wavevector is equal to zero, the energy levels at T -point can be approximated by the following formula:

$$E_{nl} \approx \frac{\hbar^2}{2m_0(\Delta a)^2} \left[\pi(n + \gamma) + (2l + 1) \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{\frac{m_2}{m_3}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{m_2}{m_3}}} \right) \right]^2 \quad (2)$$

where $\Delta a = a_2 - a_1$ is the wall thickness ($\Delta a \approx \Delta b = b_2 - b_1$), $m_2/m_3 \approx 0.1$, $n = 1, 2, 3, \dots$ and $l = 0, 1, 2, \dots$. For the even states $\gamma = 1/2$, and for the odd states $\gamma = 1$. Similarly, the energy levels at L -points can be approximated by

$$E_{nl} \left(1 + \frac{E_{nl}}{E_g} \right) \approx \frac{\hbar^2}{2m_2(\Delta a)^2} \left[\pi(n + \gamma) + (2l + 1) \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{\frac{m_2}{m_3}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{m_2}{m_3}}} \right) \right]^2 \quad (3)$$

where for the first pocket $m_2/m_3 = 0.51$, and for the second and third pockets $m_2/m_3 = 0.12$.

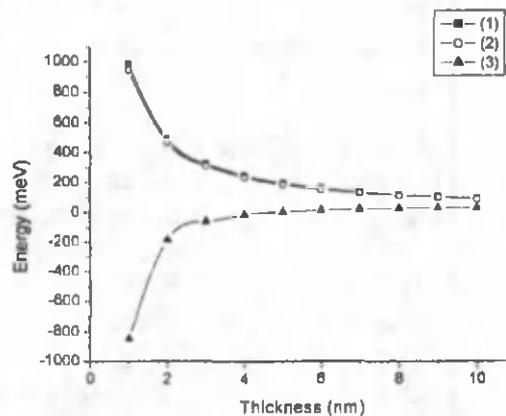


Figure 1. Positions of the lowest electron subband $(1,0)^e$ at the L -points (1 - the first pocket, 2 - the second and third pockets) and the highest hole subband $(1,0)^h$ at the T -point (3) as a function of the wall thickness in the elliptic bismuth nanotube oriented along the ΓL -direction in the bisectrix-trigonal plane.

Figure 1 shows calculated positions of the lowest electron subband $(1,0)^e$ at L -points and the highest hole subband $(1,0)^h$ at T -point as a function of the wall thickness for the elliptic bismuth nanotube oriented along the ΓL -direction in the bisectrix-trigonal plane. The band gap increases with decreasing the wall thickness. At the thickness of 2 nm, the band gap reaches 0.65 eV that is in agreement with the value 0.63 eV calculated in [5].

The electronic structure is of a great importance for the kinetic and optical properties of bismuth nanotubes. For example, a large Seebeck coefficient (S) can occur when the Fermi level (E_F) is near the middle of the band gap: $S \sim (E_c - E_F)$. In bismuth nanotubes, the Seebeck coefficient $|S|$ can reach 200-300 mV/K. This is much greater than in bulk bismuth ($-43 \mu\text{V/K}$ at 77 K), in bismuth films and bismuth nanowires. It should be noted that a substantial increase of the Seebeck coefficient was observed only in bismuth nanocomposites ($|S| \approx 270 \text{ mV/K}$ in the 9 nm bismuth/alumina nanocomposite at liquid nitrogen temperature [11]).

Reference

- [1] Yadong Li, Junwei Wang, Zhaoxiang Deng, Yiying Wu, Xiaoming Sun, Dapeng Yu, Peidong Yang. J. Am. Chem. Soc., 2001, 123, 9904.
- [2] Xin-yuan Liu, Jing-hui Zeng, Shu-yuan Zhang, Rong-bo Zheng, Xian-ming Liu, Yi-tai Qian. Chemical Physics Letters, 2003, 374, 348.
- [3] L. Li, Y.W. Yang, X.H. Huang, G.H. Li, R. Ang, L.D. Zhang. Appl. Phys. Lett., 2006, 88, 103119.
- [4] R. Boldt, M. Kaiser, D. Kohler, F. Krumeich, M. Ruck. Nano Lett., 2010, 10 (1), 208.
- [5] Su Chang-Rong, Li Jia-Ming. Chin. Phys. Lett., 2002, 19, 1785.
- [6] V.S. Edel'man, Sov. Phys. Usp., 1977, 20, 819.
- [7] B. Rasche, G. Seifert, A. Enyashin. J. Phys. Chem. C, 2010, 114 (50), 22092.
- [8] S.S. Nedorezov. Fizika Nizkikh Temperatur, 1982, 8, 504.
- [9] I.M. Bejenari, V.G. Kantser, M. Myronov, O.A. Mironov, D.R. Leadley. Semicond. Sci. Technol., 2004, 19, 106.
- [10] V.A. Holovatsky, O.M. Voitsekhivska, V.I. Gutsul. Rom. Journ. Phys., 2008, 53, 833.
- [11] J.P. Heremans, C.M. Thrush, D.T. Morelli, Ming-Cheng Wu. Phys. Rev. Lett., 2002, 88, 216801.

РАЗРАБОТКА P -ВЕТВЕЙ ТЕРМОЭЛЕКТРОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ТЕЛЛУРИДА ВИСМУТА

М.Б.Набиев, М.А.Маматова, Я.У.Усманов, Г.Ж.Хусанова, А.А.Юлдашев

Ферганский государственный университет,
Фергана, 150100, Узбекистан, atakulovsh@mail.ru

В работе [1] рассмотрены технология синтеза поликристаллических полупроводников из твердых растворов на основе Bi_2Te_3 n -типа, используемых при 300-500 К в термогенераторах концентрированного солнечного излучения. Там показана эффективность метода сплавления компонентов при одновременном легировании. За счет отклонения от стехиометрии и введения примеси, оптимизируются свойства основы термоэлектрического вещества. Основа дробится на мелкую фракцию, брикетуется последовательным холодным, горячим прессованием и отжигом. Прессование и отжиг способствуют формированию анизотропных поликристаллов, в которых электропроводность $\sigma_{\text{эфф}}$ и теплопроводность $\chi_{\text{эфф}}$ или их отношение $\sigma_{\text{эфф}}/\chi_{\text{эфф}}$ приближается к соответствующим параметрам монокристаллов σ_{11}, χ_{11} , σ_{11}/χ_{11} , где σ_{11} и χ_{11} - соответствующие коэффициенты вдоль плоскостей спайности.

В работе была разработана технология материала p -типа на основе $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ с составом вблизи $x \approx 1,5$ для использования в преобразователях в указанном выше интервале температур. Как и в [1], проблема расширения диапазона рабочих температур в сторону более высоких решалась оптимизацией концентрации носителей легированием основы.

Обычно, при получении основы p -типа нелегированную шихту обогащают избытком теллура (до 4%). При этом, даже если кристаллы получают направленной кристаллизацией (вертикального зонного выравнивания) или методом Бриджмена, в них наблюдаются микронеоднородности: слитки имеют разброс по электропроводности и коэффициенту термоэдс в поперечных и продольных сечениях [2,3]. Такой разброс обусловлен выпадением избыточного теллура во вторую фазу. Кроме того, операция резки и шлифования слитков усложняется чрезвычайной хрупкостью монокристаллов, разрушающихся по плоскостям спайности [2]. Эти факторы, наряду с дороговизной технологии получения монокристаллов, и определяют предпочтительность применения в преобразователях на основе Bi_2Te_3 поликристаллических образцов.

Расширения рабочего диапазона температур термоэлементов можно легко достичь соответствующим увеличением концентрации дырок за счет отклонения состава от стехиометрии или увеличения в материале количества легирующей примеси. При этом имеют место и отрицательные последствия. Как видно из рис.1. увеличение концентрации носителей заряда ведет к снижению амплитуды ZT ($Z = \alpha\sigma/\chi$ - термоэлектрическая эффективность материала, α - коэффициент термоэдс). При увеличении концентрации носителей заряда p существенно снижается α , что в итоге ведет к уменьшению Z .

Кроме того в твердом растворе $p\text{-Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ из-за малой ширины запрещенной зоны ($E_g \approx 0,14 - 0,16$ эВ при $T=300\text{K}$) и сильной анизотропии величины эффективной массы плотности состояний в валентной зоне (она при увеличении p быстро растет, снижая подвижность дырок) [2,4,5] с ростом температуры ZT резко падает (рис.1), за счет влияния на явления переноса электронов.

Увеличение концентрации носителей заряда за счет отклонения состава материала от стехиометрии либо введением примесей не всегда дает возможность получить оптимальный результат. Технология должна позволять сохранять при легировании высокие значения σ/χ в материале, чего можно достичь одновременным отклонением состава от стехиометрии в сторону обогащения халькогеном и легированием.

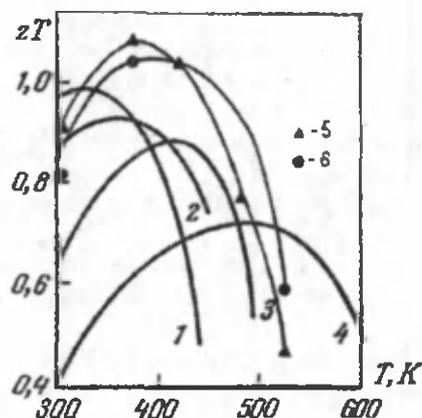


Рис. 1. Термоэлектрическая добротность твердого раствора $p\text{-Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ с различной концентрацией дырок. Для кривых 1-4 $p_1 > p_2 > p_3 > p_4$ [2,4]. 5,6 — наши данные для материала с избытком свинца 0,05 и 0,25 вес. % соответственно.

Управлять концентрацией носителей заряда в термоэлектрических материалах удобно легированием при создании основы. Для синтеза основы, как и для материала n - типа [1], выбрано сплавление компонентов в кварцевых тиглях под давлением инертного газа (в нашем случае аргона).

В качестве сырья для сплавления основы был выбран состав твердого раствора 74 мол.% Sb_2Te_3 + 26 мол.% Bi_2Te_3 . Термоэлектрические свойства нелегированных сплавов зависят от чистоты исходных компонентов. Поэтому на практике не всегда удается воспроизвести необходимые свойства, так как при переходе от одной партии сырья к другой, свойства полученных из них сплавов также меняются. Обычно свойства сплавов, полученных под давлением инертного газа, соответствует следующий разброс параметров: $\sigma = (800-1000) \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, $\alpha = (200-210) \text{ мкВ/К}$. В нашем случае нелегированная основа имела $\sigma \approx 1000 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, $\alpha \approx 200 \text{ мкВ/К}$. Именно эти значения σ и α служили критерием отбора материала основы. При этом максимальное значение ZT имело место в районе $T \approx 320-340\text{K}$.

Сверхстехиометрический избыток Te , имея донорное действие, повышает α и понижает σ . Введение в шихту избытков висмута и сурьмы из-за акцепторного действия увеличивает электропроводность и уменьшает коэффициент термоэдс.

Эффективные термоэлементы из легированного $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ можно получать, только обогащая состав основы халькогеном. С целью оптимизации параметров основы исследовано влияние добавок теллура и селена в сплавленную шихту на его свойства.

Te и Se оказывают на термоэлектрические свойства основы приблизительно одинаковое действие. Несмотря на то, что одинаковых результатов можно достичь введением в шихту меньшего количества селена, нежели теллура, предпочтение отдается последнему. Дело в том, что при легировании основы свинцом, технологические потери в образцах с избытком селена выше. Это объясняется тем, что при легировании свинцом в основе, полученной с избытком селена, последний,

соединяясь со свинцом, образует селенид свинца, упругость пара которого больше, чем упругость пара $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$. Свинец в основе, полученной с избытком теллура, образует теллурид свинца, упругость пара которого намного ниже, чем упругость пара $Bi_xSb_{2-x}Te_3$. При этом потери уменьшаются, поэтому целесообразнее легировать основу, полученную с избытком теллура. Эксперимент показал, что основа $p-Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ в зависимости от температуры сплавления и диаметра тигля должна содержать от 0,25 до 1,0 вес.% избытка теллура.

Свинец в качестве легирующей добавки выбран по следующей причине. Другие примеси (Zn , Sb , Co), несмотря на то, что в соединениях $A_2^V B_3^{VI}$ так же проявляют себя в качестве акцепторов и дают увеличение концентрации носителей (дырок), приводят к падению их подвижности значительно ощутимей, чем добавки Pb [2]. Слабую зависимость подвижности дырок от количества легирующего свинца можно объяснить близостью атомных радиусов Pb , Bi и Te , что важно, когда основным механизмом рассеяния является рассеяние на акустических фононах [2].

Для определения оптимальной концентрации легирующей добавки в шихту вводили свинец в количестве от 0,05 до 0,25 вес.%. С увеличением количества легирующей добавки электропроводность и коэффициент термоэдс меняются практически линейно. Линейно изменяется и концентрация дырок. Самой высокой термоэлектрической мощностью обладает сплав с добавкой Pb 0,05 вес.%. При этом $\sigma \approx 1500 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, $\alpha \approx 175 \text{ мкВ/К}$, $\rho \approx 1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

В связи с тем, что основным критерием для выбора основы в качестве полуэлементов в термопреобразователях является сдвиг рабочих температур вещества в сторону более высоких температур, нами исследованы температурные зависимости термоэлектрических параметров основы с различным содержанием свинца. Анализируя эти зависимости можно заключить, что наиболее оптимальными для получения основы являются добавки свинца в количествах от 0,25 до 0,4 вес.%.

Если при анализе данных от коэффициента термоэлектрической мощности $\alpha^2 \sigma$ перейти к коэффициенту добротности $\alpha^2 \sigma T / \chi$, можно убедиться, что последний параметр в интервале 300-500К остается практически неизменным. С учетом этого для синтеза полуэлементов p -типа была отобрана основа, легированная 0,25 вес.% свинца.

Для получения рабочего вещества, основа, сплавленная по технологии описанной выше, измельчалась до мелкой фракции, как описано в [1]. Помол после перемешивания последовательно подвергался холодному и горячему прессованию и термоотжигу. Температура горячего прессования варьировалась от 300 до 400°C. Прессование продолжалось в течении 5 мин.

Эффективный термоэлектрический материал, полученный по описанной технологии, имеет температурные зависимости параметра ZT , изображенные кривыми 5 и 6 на рис.1. Сравнение этих кривых с другими (1-4) показывает, что поставленная цель – увеличение температурного диапазона рабочих температур в сторону их увеличения - достигнута.

Разработанный материал p -типа, а также полуэлементы n -типа, технология получения которых дана в [1], могут составить эффективную пару при создании термопреобразователей для рабочего диапазона температур 300-500К.

Работа выполнена в рамках государственного гранта ИТД-12-56.

Литература

- [1] Абдуллаев Э.Т., Атакулов Ш.Б., Набиев М.Б. и др. // Гелиотехника, 2008. № 1, с.76-82.
- [2] Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . М.: Наука, 1972. 320 с.
- [3] Вольняк А.Е., Марычев В.В., Швыряев В.В. и др. // Неорг. материалы, 1976, т. 12, в. 8, с. 1333-1337.
- [4] Атакулов Ш.Б., Гафуров У.А., Казьмин С.А. // ФТП, 1987, т. 21, в.3, с. 557-559.
- [5] Атакулов Ш.Б., Гафуров У.А., Казьмин С.А. // ФТП, 1988, т.22, в.3, с.539-540.

THERMOELECTRIC PROPERTIES OF THE Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3 ALLOY WITH THE REMANENTS OF CHALCOGENES

M.B.Nabiev, Ya.U.Usmonov, K.I.Gaynazarova

Ferghana State University,

Ferghana 150100, Uzbekistan, atakulovsh@mail.ru

Properties of thermoelectric materials largely determine by the cleanliness of the initial substance. Therefore the material fused from different raw substance often is differing in their thermoelectric properties. In practice, the characteristics of the initial substance is determined by measurement the properties of base (undoped material, fused from these raw materials) [1].

For gaining semiconductors are having same thermoelectric properties a method of nomograms was proposed which allowed to determine the optimal concentration of impurity introduced into the alloy, on dependence at the thermoelectric properties of the base.

However, a number of raw materials yield base, the thermoelectric properties of which do not fall within the nomogram. In this case, gain doped material with the required properties only by changing the concentration of impurities is problematically. In this context, the task of correcting the properties of the base by entering superstoichiometric chalcogen into the alloy was formulated. For the study as initial material was solid solution with 80 mol. % Bi_2Te_3 and 20 mol. % Bi_2Se_3 . Synthesis of materials was carried out in quartz crucibles placed in a vessel of heat-resistant steel, pressurized argon. Superstoichiometric tellurium, selenium and sulfur introduced in alloy were investigated.

Quantity of chalcogen in alloy was varied in the range of 0.05 - 0.5 wt. % by weight of the alloy. At this conductivity (σ) of the alloy increases, and saturates, and the Seebeck coefficient (α) similarly decrease for all of three additives. With addition of 0,24 (Te), 0,12 (Se) and 0,08 (S) wt.% achieved the maximum of thermoelectric power $\alpha^2\sigma \approx 24 \mu W/K^2sm$, the same for all types of raw material. Thus, excess chalcogen in the alloy can optimize properties of the material. The degree of the chalcogen influence on thermoelectric properties of material was depending from it position in the periodic system which is reduced downwards within the group. Reproducibility of properties of materials doped selenium better as this $\alpha^2\sigma$ exhibits a greater tendency to saturation than the introduction of excess sulfur and tellurium.

Alloy $Bi_2Te_3-Bi_2Se_3$ for operating temperatures up to 450 K requires the electron density above $10^{19} cm^{-3}$. To provide the necessary electron concentration into basis introduced NH_4J . This impurity allows effectively control electron concentration in the compound.

At the upper limit of the operating temperature of the thermocouple also affects the vapor pressure of the thermoelectric material. In the Knudsen effusion method studied the effect of doping on the change of the vapor pressure of the compound $Bi_2Te_3-Bi_2Se_3$ in the range of 703-823 K. The results indicate that the fusion of small amounts of impurity (up to 0.04 wt. %) with a compound results in a slight change vapor pressure versus pure alloy.

Doping was carried out by introducing the alloy doped with NH_4J tellurium. Investigation of the vapor pressure of tellurium has shown that small additions of NH_4J no appreciable effect on the vapor pressure of tellurium.

Material got of the proposed technology can be used to produce n-halfthermocouples by method of powder metallurgy

Reference

- [1] Knudsen. J. Ann. Phys. 1969, 28, с 75.

ДЛИННОВОЛНОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ РЕШЕТКИ НАНОКРИСТАЛЛОВ SNS.

М.А. Низаметдинова¹, Д.А. Гусейнова²

¹Архитектурно-строительный университет, Баку, ул. А.Султанова, 5; ²Институт физики НАН Азербайджана, Баку, пр. Джавида, 33; e-mail: firudin_hashimzade@yahoo.com

В работе Витинга [1] было показано, что длинноволновые решеточные колебания (ДРК) слоистых кристаллов MoS_2 и $GaSe$ могут быть описаны в рамках цепочечной модели. Суть модели Витинга заключается в том, что кристалл моделируется цепочкой атомных плоскостей расположенных вдоль направления перпендикулярного слоям. Каждая плоскость содержит только один из атомов элементарной ячейки кристалла. Параметрами модели являются межплоскостные силовые постоянные двух типов (сжатия и сдвига), которые подлежат определению из сопоставления некоторых (по числу параметров) рассчитанных и экспериментальных частот. В случае SnS следует несколько видоизменить модель Витинга, вводя 3 типа силовых постоянных, 2 типа для смещений атомов параллельно слоям (сдвиговые) и 1 тип для смещений перпендикулярно слоям (сжатия), соответственно. Кроме того, мы ввели дополнительную силовую постоянную каждого типа, необходимость введения которой вызвана особенностью структуры связей в SnS . Известно, что в этом кристалле атом металла связан с двумя атомами халькогена соседней атомной плоскости с длинами связей 2.665Å, и в то же время связан с атомом халькогена следующей за ближайшей плоскостью с длиной связи 2.627 Å. [2]. (см.рис.1). Кроме того в модели Витинга, значения частот ИК-активных ДРК не зависят от межслоевых силовых постоянных. Поэтому мы ввели дополнительно две силовые константы межслоевого взаимодействия и одну константу внутрислоевого взаимодействия. Последнее сделано для внутреннего согласования параметров модели по иерархии

межплоскостных расстояний. Предлагаемая модель является некоторой модификацией известной модели Витинга [1].

Кристаллическая структура SnS содержит 4 формульных единиц в элементарной ячейке кристалла. Элементарная ячейка кристалла содержит 2 слоя, которые переводятся друг в друга операцией инверсии. В литературе не существует единого выбора обозначений направлений кристаллографических осей для кристаллов с указанной пространственной группой симметрии. Здесь мы придерживаемся следующих обозначений: "у" – соответствует направлению наименьшей длины параметра решетки, а "z" – наибольшей длины периода кристаллической решетки (направление перпендикулярное слоям).

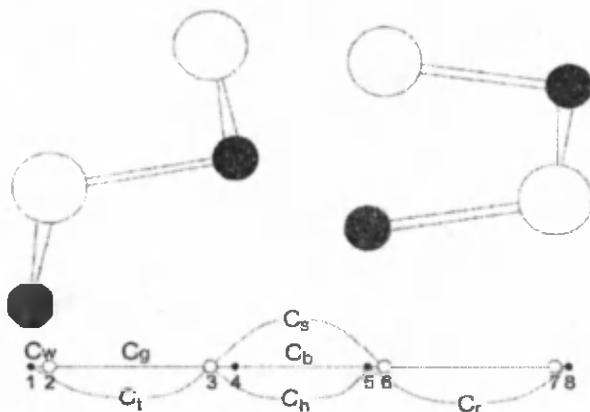


Рис. 1. Фрагмент структуры кристалла и цепочечной модели SnS. Черные кружки – атомы металла, белые – атомы халькогена.

Для описания ДРК в рамках цепочечной модели введены следующие силовые постоянные, для каждого направления смещений атомных плоскостей, ($i \rightarrow x, y, z$), соответственно: C_w^i – силовые постоянные между соседними плоскостями металла и халькогена внутри слоя, C_t^i – силовые постоянные между следующими (вторыми, после ближайших соседних) плоскостями металла и халькогена внутри слоя, C_g^i – силовые постоянные между двумя соседними плоскостями халькогена внутри слоя, C_r^i – силовые постоянные между следующими (третьими, после ближайших соседних) плоскостями металла внутри слоя, C_b^i – силовые постоянные между соседними плоскостями металла, C_h^i – силовые постоянные между следующими (вторыми, после ближайших соседних) плоскостями металла и халькогена, C_s^i – силовые постоянные между следующими (третьими, после ближайших соседних) плоскостями халькогена (все 3 последние силовые постоянные – межслоевые).

Секулярный детерминант динамической матрицы 24-го порядка для SnS в цепочечной модели распадается на 3 детерминанта 8-го порядка. Воспользовавшись симметрией кристалла, каждый из секулярных детерминантов 8-го порядка можно далее редуцировать на детерминанты 2-го порядка, что дает простые аналитические выражения для частот ДРК. Ниже приведены разложение колебательного представления SnS для центра зоны Бриллюэна по неприводимым представлениям точечной группы D_{2h} .

$$\Gamma_{vib} = 4A_g + 2A_u + 2B_{1g} + 4B_{1u} + 4B_{2g} + 2B_{2u} + B_{3g} + 4B_{3u} \quad (1)$$

Из них 3 акустические ветви ($B_{1u} + B_{2u} + B_{3u}$) и 2 неактивные - $2A_u$. Приведенные ниже силовые постоянные модели (в единицах H/m) получены путем подгонки к частотам ИК и КР – активных колебаний решетки.

$$C_t^y = 23.2, C_g^y = 17.04, C_r^y = 2.97, C_b^y = 1.26, C_h^y = 2.33, C_w^y = 5.81, C_s^y = 7.48, C_t^z = 11.5, C_g^z = 19.03, C_r^z = 12.05, C_b^z = 0.0, C_h^z = 25.5, C_w^z = 13.99, C_s^z = 0.0; C_t^x = 45.7, C_g^x = 47.7, C_r^x = 0.429, C_b^x = 0.326, C_h^x = 0.783, C_w^x = 0.684, C_s^x = 6.32;$$

Таблица 1. Рассчитанные и экспериментальные [3] частоты ДРК SnS

Симметрия	эксперимент	расчет
A_g	40, 95, 192, 218	40, 98, 192, 219
A_u	не активна	69, 187

V_{1g}	70, 208	70, 208
V_{1u}	99, 178, 222	96, 178, 221
V_{2g}	70, 85, 160, 290	70, 85, 164, 290
V_{2u}	145	145
V_{3g}	49, 164	49, 164
V_{3u}	69, 188, 220*	69, 185, 278*

В таблице 1 звездочкой (*) отмечена частота, не участвовавшая в процедуре подгонки.

Подгонка производилась путем минимизации суммы квадратов отклонений рассчитанных и экспериментальных КР и ИК частот (за исключением одной частоты, указанной в таблице 1) . Не подогнанная частота ИК- активной моды неудовлетворительно согласуется с экспериментом. Как известно, эта ситуация характерна для модели силовых постоянных и объясняется неучетом дальнедействующих электростатических сил между атомами [1]. В остальных случаях отклонение не превышает экспериментальную погрешность.

1. T.J. Wieting, Sol.St. Commun., 12, 931, 1973.

2. H. Wiedemeier and H.G.v.Schnering, Z.Kristallogr., 148, 295, 1978.

3. H.R. Chandrasekhar, R.G.Humphreys, Zwick, and M.Cardona, Phys. Rev. B15, 2177, 1977.

РЕНТГЕНПРОВОДИМОСТЬ И РЕНТГЕНДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$

Нуритдинов И., Умаров С.Х., Ашуров Ж.Ж., Халлоков Ф. К., Ходжаев У.О.

Институт ядерной физики АН РУз.

Бухарский медицинский институт им. Абу Али ибн Сино

В данной работе приведены результаты исследования рентгенпроводимости и других рентгендозиметрических свойств монокристаллов $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$. Измерения проводились в режиме малого нагрузочного сопротивления при 300 К. Источником рентгеновского излучения служила установка рентгенструктурного анализа (УРС-55а) с трубкой БСВ-2 (СУ).

Получены абсолютные величины, характеристических коэффициентов рентгенпроводимости кристаллов как исходного соединения $TlInS_2$, так и твердых растворов на его основе, соответствующих замещению $[InS_2] \leftrightarrow [FeSe_2]$ вместе с другими их рентгендозиметрическими параметрами.

Зависимость коэффициента рентгенпроводимости $K_0(E, V_y)$ становится особенно существенной в области сравнительно малых значений ускоряющего напряжения и доз рентгеновского излучения. Выше $V_y = 30 \div 35$ кВ и $E = 10 \div 15$ Р/мин изменение $K_0(E, V_y)$ при дальнейшем возрастании V_y и E оказывается незначительным. Одной из возможных причин, наблюдаемых при этом закономерностей, может являться следующее: по – видимому, в исследуемых кристаллах, особенно при сравнительно малых ускоряющих напряжениях, рентгенпроводимость обусловлена преимущественно поглощением излучения приповерхностным слоем. При этом с ростом интенсивности излучения начинает преобладать механизм поверхностной – квадратичной рекомбинации, что и приводит к наблюдаемому уменьшению коэффициента рентгенпроводимости.

По мере увеличения ускоряющего потенциала повышается «эффективная жесткость» рентгеновского излучения, благодаря чему растет глубина его проникновения в кристалл, в результате чего происходит преимущественно поглощение – генерирование свободных фото (рентгено-) носителей в объеме и растет доля проходящего через кристалл.

Наряду с отмеченными выше общими закономерностями по данным этого исследования прослеживается, главным образом, закономерное увеличение коэффициента рентгенпроводимости K_0 по мере частичного замещения анионного радикала $[InS_2]$ в кристаллах $TlInS_2$ на $[FeSe_2]$ при прочих равных условиях. Например, если для кристалла исходного соединения $TlInS_2$ ($x=0$) в интервале дозы $E = 0,75 \div 78$ Р/мин и «эффективной жесткости» $V_y = 25 \div 50$ кВ величина коэффициента рентгенчувствительности составляет $K_0 = 0,0166 \div 0,0018$ мин/Р, то величина данного коэффициента для $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$ в тех же условиях оказывается $K_0 = 0,033 \div 0,0023$ мин/Р при $x=0,001$ и $K_0 = 0,042 \div 0,0032$ мин/Р при $x=0,3$.

КВАНТОВЫЙ МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ ТУНЕЛИРОВАНИЯ СКВОЗЬ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА «КВАНТОВАЯ ТОЧКА-ПОЛИМЕР» С ПОМОЩЬЮ ОРГАНИЧЕСКИХ ПРОСЛОЕК

¹⁾ Оксенгендлер Б. Л., ²⁾ Исмаилова О. Б., ¹⁾ Марасулов М. Б., ³⁾ Тураева Н. Н.

¹⁾ Институт химии и физики полимеров АН РУз,

100128, ул. А.Кадыри, 76, Ташкент, Узбекистан, тел.: (8-371) 241-86-42, e-mail:

oksengendlerbl@yandex.ru

²⁾ Институт Ионно-плазменных и лазерных технологий,

Ташкент, Узбекистан, тел.: (998-71) 262-79-40

³⁾ Кафедра биологии, Университет Вебстер,

470 Е.Локвуд ави., Вебстер Гровс, МО 63119, США.

При исследовании внешней эффективности солнечных элементов третьего поколения на основе композитов из полимерной матрицы с вкрапленными в нее полупроводниковыми наночастицами, было обнаружено [1], что сквозной электронно-дырочный транспорт радикальным образом зависит от наличия, либо отсутствия органической пленки на границе между квантовой точкой и полимерной матрицей. Поскольку механизм прохождения границы раздела раздела "квантовая точка-полимер" - туннелирование, то возникает проблема механизма влияния на него наличия органической прослойки. Мы полагаем, что в основе этого механизма лежит наличие промежуточного электронного уровня, вносимого органической прослойкой. При этом, учитывая чувствительность проницаемости границы к виду органической пленки, логично предположить участие промежуточного уровня в виде Брейт-Вигнеровского процесса [2].

Анализируемая модель изображена на Рис. 1. Левая часть рисунка - квантовая точка, правая - полимер, центральная - прослойка; E_A , E_C , E_B -соответствующие электронные уровни. Положим, при поглощении фотона в квантовой точке электрон оказался на уровне E_A , то, с использованием уровня C , электрон может попасть в состояние B через состояние C , согласно теории возмущения второго порядка, вероятность такого перехода

$$W_{A \rightarrow C \rightarrow B} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{H_{CA}H_{BC}}{E_A - E_C} \right|^2 \frac{dN}{dE_B} \quad (1)$$

Здесь H_{ij} - гамильтонианы, связывающие соответствующие системы, $\frac{dN}{dE_B}$ - плотность числа

конечных состояний. Очевидно, здесь не обязательно $E_A = E_C$. Применяя к описываемой системе известный метод Брейта-Вигнера [3], легко получить выражение для квадрата амплитуды вероятности пребывания в состоянии C :

$$|a_c|^2 = \frac{|H_{CA}|^2}{\Gamma^2 + (E_C - E_A)^2} \quad (2)$$

Здесь Γ - суммарная ширина уровня C по отношению к переходам $C \rightarrow B$ и $C \rightarrow A$. Очевидно, что переходы $C \rightarrow B$ соответствуют попаданию в полимерную матрицу из промежуточного состояния, тогда как $C \rightarrow A$ соответствует возврату в исходное состояние (в квантовую точку). Величины $\Gamma_{C \rightarrow B} + \Gamma_{C \rightarrow A}$ через соотношение неопределенности ($\Gamma_{ij} = \hbar/\tau_{ij}$) связаны с вероятностями парциальных распадов состояния C и рассчитываются стандартно по "золотому правилу Ферми" [3]. Число переходов в секунду $A \rightarrow C \rightarrow B$ и $A \rightarrow C \rightarrow A$ рассчитывается соответственно по формулам

$$A \rightarrow C \rightarrow B: \frac{|H_{CA}|^2}{\Gamma^2 + (E_C - E_A)^2} \left(\frac{2\Gamma_{C \rightarrow B}}{\hbar} \right) \approx \tau_{(A,B)} \nu_A N_C \quad (3)$$

$$A \rightarrow C \rightarrow A: \frac{|H_{CA}|^2}{\Gamma^2 + (E_C - E_A)^2} \left(\frac{2\Gamma_{C \rightarrow A}}{\hbar} \right) \approx \tau_{(A,B)} \nu_A N_C \quad (4)$$

Здесь τ - соответственные сечения, ν_A - скорость электрона в состоянии A , N_C - концентрация центров в органической прослойке. Очевидно, что (3) и (4) имеет вид резонансов, где резко увеличивает вероятность просачивания электронов из квантовой точки в полимер при

соответствующем расположении промежуточного уровня в прослойке. При удалении E_A и E_C друг от друга вероятности просачивания резко уменьшаются. Наиболее отчетливо последняя ситуация реализуется когда энергия первичного кванта, производящего ионизацию в квантовой точке, существенно ниже промежуточного уровня: $\hbar\nu \ll |E_C|$. Обратное соотношение с учетом релаксационных процессов в квантовой точке наоборот способствует туннелированию через промежуточное состояния. Последний случай способствует повышению внешней эффективности [1].



Рис. 1.

Литература

1. Bread M.C. et al. Nanoletters (2009), v. 9, p. 836
2. Влатт Дж. Вайсколф В. Теоретическая ядерная физика М. "ИЛ" 1954
3. Ферми Э. Ядерная физика М. "ИЛ" 1951.

СИНТЕЗ ТИТАНАТОВ БАРИЯ И СТРОНЦИЯ В ПОЛЕ КОНЦЕНТРИРОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ЭНЕРГИИ

М.С.Пайзуллаханов, Ш.Р.Нурматов, Ж.З.Шерматов, М.Аманов, А.Кучкаргов

Институт Материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз
10084, Ташкент, Бодомзор йули, 2-Б, fayz@bk.ru

Как известно, титанат бария имеет четыре кристаллические модификации. Высокотемпературная модификация характеризуется кубической структурой типа перовскита и не обладает сегнетоэлектрическими свойствами. Остальные три низкотемпературные модификации отличаются более низкой симметрией и являются сегнетоэлектриками [1,2]. Для титаната бария характерен наиболее высокий пьезоэффект по сравнению с кварцем [3-5]. Возможность мгновенного воздействия концентрированного светового потока высокой плотности (вплоть до 700 Вт/см^2), плавки, сверхбыстрой закалки из расплава позволяет фиксировать высокотемпературные с различной степенью дефектности фазы определенного наносоостояния. Варьирование технологических параметров светового воздействия позволяет контролировать степень дефектности синтезируемого материала. Однако всестороннее исследование процессов взаимодействия концентрированного светового потока с веществом еще не выявили физико-химические, а также радиационно- и теплофизические механизмы структурирования или деструкции целого ряда материалов. Также вызывает большой практический интерес не только возможность получения, но и прогнозирования, создание новых перспективных материалов.

В данной работе изучены процессы синтеза сегнетоэлектрических материалов на основе титанатов бария и стронция в концентрированном световом потоке высокой плотности. Использовались порошкообразные оксид титана TiO_2 , карбонаты бария BaCO_3 и стронция SrCO_3 квалификации х.ч. Донецкого завода химреактивов соответствующими ТУ. Изготавливались смеси исходных материалов в соответствии стехиометрического состава титаната бария (в массовом соотношении): $\text{BaCO}_3:\text{TiO}_2=1,9:1$ и $\text{SrCO}_3:\text{TiO}_2=1,8:1$. Из смеси исходных материалов приготавливались образцы-таблетки диаметром 18 мм толщиной 2 мм. Образцы-таблетки устанавливались на фокальную плоскость оптической печи типа УРАН, схема которой приведена на рис.1.

Фазовый состав, структурные параметры образцов определялись на установке ДРОН-3 с $\text{Cu-K}\alpha$ -излучением ($\lambda=1,5418 \text{ \AA}$) монохроматизированным Ni-фильтром. Параметры кристаллических решеток определены с использованием экстраполяционной функции Нелсона-Релея [6,7]. Полученный расплав подвергали измельчению, прессованию. Полученные образцы обжигали (спекали) в температурном интервале $1000 - 1350^\circ\text{C}$ выдержкой 2 часа, произвольным охлаждением (А-типа образцы). Для оценки эффекта светового воздействия в качестве контрольных использовали образцы, приготовленные из стехиометрической смеси исходных компонентов, спеченные в электрической печи при температуре 1350°C (Б-типа образцы). Гигроскопическим взвешиванием определено, что плотность спеченных образцов составляет для А- и Б-типа образцов составляла $2,6$ и $2,4 \text{ г/см}^3$, соответственно.

В ближнем фокусе эллипсоида (F1) располагается источник излучения, а в дальнем фокусе (F2) приемник. В качестве источника излучения в них применяются ксеноновые лампы ДКСШРБ 10000 мощностью 10кВт, излучающим в видимой и ближней ИК-областях спектра с максимальной интенсивностью в диапазоне $1,0 - 2,0 \text{ мкм}$.

На рис.2 приведена рентгенограмма А-типа образца. На нем присутствуют четко выраженные дифракционные отражения различной интенсивностью. Анализ показал, что такая картина хорошо описывается дифракцией рентгеновских лучей от тетрагональной решетки ($RF=4,6\%$) с параметрами решетки $a=3,99\text{ \AA}$, $c=4,03\text{ \AA}$. При этом фактор тетрагональности $\delta = c/a - 1$ составил $0,010$, свидетельствуя о наличии деформации решетки. Значения полуширин дифракционных отражений 002 и 200 составляли $B_{002}=24'$, $B_{200}=14'$. Для образцов Б-типа наблюдались некоторые различия в значениях параметров решетки $a=3,98\text{ \AA}$, $c=4,01\text{ \AA}$ ($\delta = c/a - 1 = 0,007$). Известно, что малый размер частиц или кристаллитов и высокая степень их дефектности обуславливают уширение рентгеновских дифракционных профилей. Анализ дифрактограммы титаната стронция показал, что такая дифракционная картина полностью соответствует ISTM 5-0634 и представляет кубическую модификацию SrTiO_3 с параметром решетки $a=3,88\text{ \AA}$.

Как известно, поликристаллический титанат бария представляет собой керамику, в которой имеются хаотически расположенные друг относительно друга отдельные микрокристаллики и прослойки стекловидной фазы. Количество стекловидной фазы в зависимости от степени температуры спекания, и как следствие степени спекания составляет от 1 до несколько десятков процента по весу. При довольно высоких температурах спекания ($>1350^\circ\text{C}$) количество стекловидной фазы составляет $1 - 2 \text{ вес.}\%$. Такая микроструктура придает керамике высокую механическую прочность.

Эксперименты по измерению деформации при изгибе образцов титаната бария проводили на установке FR-100. Выявлено, что разрушение образцов в виде брусков размерами $5 \times 5 \times 10 \text{ мм}$ начинается при усилиях 66 МПа (А-типа образцы) и 54 МПа (Б-типа образцы), что представляется весьма высокими.

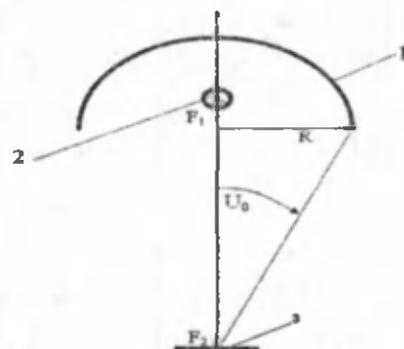


Рис.1. Схема установки радиационного нагрева - УРАН, 1 - отражатель, 2 - ксеноновая лампа, 3 - фокус оптической системы

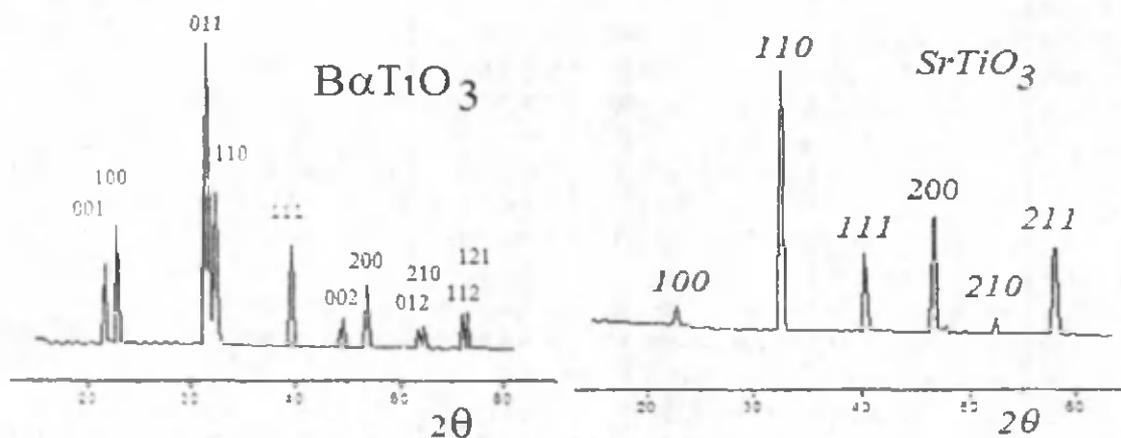


Рис.2. Рентгенограммы образцов обожженных при температуре 1350^oC

Керамический титанат бария, будучи пьезоэлектриком должен обладать большой диэлектрической проницаемостью. Диэлектрическую проницаемость оценивали по измерению емкости образцов: $\epsilon = (Cd)/(\epsilon_0 S)$, где C – емкость конденсатора, d и S – соответственно толщина и площадь поверхности образца. Величина диэлектрической проницаемости при комнатной температуре для образцов титаната бария составила 3800 (А-типа образцы) и 3400 (Б-типа образцы). При этом тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ составил $\approx 0,031$. Анализ зависимости структуры и свойств титанатов бария BaTiO_3 и стронция SrTiO_3 от условий синтеза показывает, что их структурные особенности и диэлектрические характеристики в значительной степени определяются со степенью дефектности материала. Так как световое воздействие вызывает образование дополнительных структурных дефектов играющих основную роль при структурировании титаната бария, кристаллизация его в решётку типа перовскит должна обуславливать сегнетоэлектрические свойства.

Литература

1. Е. Г. Фесенко. Семейство перовскита и сегнетоэлектричество. М.: Атомиздат, 1972.
2. Ю. Н. Веневцев, Е. Д. Политова, С. А. Иванов. Сегнето- и антисегнетоэлектрики семейства титаната бария. М.: Химия, 1985.
3. И.А.Глозман. Пьезокерамика. М.1973, 287с.,
4. Физика сегнетоэлектрических явлений/Под ред. Г.А. Смоленского. Наука, Л. (1985). 396 с.
5. Busch G. // Ferroelectrics. - 1987. - Vol. 74 NN 1-4. - P.267-284
6. Миркин Л.И. Справочник по рентгеноструктурному анализу. М.1961, 237с.,
7. С.С.Горелик, Н.Л.Расторгуев, Ю.А.Скаков. Рентгенографический и электроннооптический анализ. М.1970, Металлургия, 366с.

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ ЛЕГИРОВАННОМ МАРГАНЦЕМ

П.Б. Парчинский¹, А.Ю. Бобылев¹, Ш.К. Мухитдинова¹, Х.М. Хасанов¹ Dojin Kim²

1 - Национальный Университет Узбекистана
Ташкент ВУЗ-городок.

2 - Chungnam National University,
Daejeon, Korea, * - e-mail: pavelphys@mail.ru

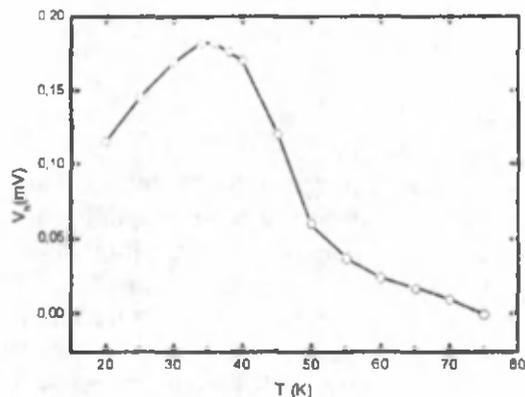
В настоящее время полупроводниковые твердые растворы GaMnAs полученные при помощи метода низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (НТ МЛЭ) привлекают значительное внимание исследователей работающих в области полупроводникового материаловедения. Одним из существенных преимуществ метода НТ МЛЭ является то, что низкие температуры процесса эпитаксии позволяют получать слои GaMnAs с концентрацией Mn многократно превышающей предел растворимости марганца в полупроводниковой матрице арсенида галлия [1,2]. При этом в результате взаимодействия локализованных спинов магнитных ионов Mn и делокализованных спинов носителей заряда (дырок) в эпитаксиальных слоях GaMnAs возможно возникновение состояния ферромагнитного упорядочения [3,4]. Таким образом, получаемые эпитаксиальные слои обладают уникальной комбинацией полупроводниковых и магнитных свойств, позволяющих использовать их для создания приборов и структур спинтроники.

Поскольку при температурах ниже температур Кюри (T_c) в эпитаксиальные слои GaMnAs полученные при помощи метода НТ МЛЭ демонстрируют ферромагнитные свойства то при данных температурах в этих материалах возможно наблюдение гальваномагнитных явлений и в отсутствии внешнего магнитного поля. Данная работа посвящена исследованию гальваномагнитных эффектов в GaMnAs, полученном при помощи метода НТ МЛЭ.

Исследованные в данной работе слои GaMnAs были получены на полуизолирующей GaAs (100) подложке. Перед нанесением слоев GaMnAs выращивался буферный слой GaAs при температуре подложки $T_s = 580 - 600$ °C. Затем температура подложки опускалась до 250 °C для выращивания слоев GaMnAs. Толщина получаемых эпитаксиальных слоев GaMnAs составляла 300 нм. В целом технология получения эпитаксиальных слоев соответствовала описанной в [5]. Концентрация Mn в GaMnAs определялась при помощи метода рентгено-спектрального электроннозондового микроанализа и составляла 1.6 атомных процента. Качество получаемых слоев контролировалось при помощи метода рентгеноструктурного анализа и, в процессе выращивания, при помощи метода отраженных быстрых электронов. Оба метода показали, что полученные

эпитаксиальные плёнки являются кристаллически однородными и не содержат включений дополнительных кристаллических фаз. Значение T_c , при котором наблюдался переход GaMnAs из парамагнитного состояния в состояние ферромагнитного упорядочения, определялось согласно [6] из измерений аномального эффекта Холла и составляло 80 К.

Поперечная фотоЭДС, возникающая в результате гальваномагнитного эффекта измерялась при освещении образца светом белого светодиода. Интенсивность освещения контролировалась величиной тока I_L , протекающего через светодиод. На рисунке представлена полученная зависимость величины поперечной фотоЭДС (V_h) от температуры, измеренная вдоль кристаллической оси [100]. Видно, что ФотоЭДС наблюдается только при температурах ниже T_c , при этом при понижении температуры наблюдается увеличение значений V_h , что позволяет рассматривать возникновение



данного эффекта с возникновением ферромагнитного упорядочения в полупроводниковой матрице GaMnAs. При этом ориентация магнитного момента, возникающего в эпитаксиальном слое имеет некоторую компоненту, лежащую в плоскости исследуемого образца. В то же время необходимо отметить, что зависимость величины V_h от температуры не является монотонной и демонстрирует максимум при температурах порядка 35 К. На наш взгляд возникновение данного максимума может быть обусловлено следующим образом: Известно, что в слоях GaMnAs, полученных при помощи метода НТ МЛЭ на подложках GaAs ось

легчайшего намагничивания расположена в плоскости образца, однако её ориентация зависит от температуры. Очевидно, что величина V_h будет зависеть от угла между направлением, вдоль которого измерялось значение ФотоЭДС и ориентацией оси легчайшего намагничивания, а именно — чем меньше угол между осью [010] вдоль которой измерялась величина V_h и осью легчайшего намагничивания, тем меньшая будет значение V_h , определяемая вдоль данной оси. Увеличение же угла между осью [010] и осью легчайшего намагничивания будет сопровождаться увеличением значений V_h . Согласно данным работ [7,8] в слоях GaMnAs находящихся в состоянии ферромагнитного упорядочения, при повышении температуры наблюдается переориентация оси легчайшего с направления в плоскости эпитаксиального слоя от направления параллельного кристаллической оси [010] к направлению параллельному кристаллической оси [110]. Очевидно, что такое изменение направления оси легчайшего намагничивания, будет сопровождаться увеличением значений V_h . Уменьшение же величины ФотоЭДС при повышении при температурах выше 35 К связано с уменьшением степени магнитного упорядочения исследуемого образца с понижением температуры.

Таким образом, проведенные исследования показали наличие гальваномагнитного эффекта в находящихся в состоянии ферромагнитного упорядочения образцах GaMnAs, полученных при помощи метода НТ МЛЭ. Полученные результаты показывают, что величина этого эффекта определяется как степенью ферромагнитного упорядочения полупроводниковой матрицы GaMnAs, так и ориентацией оси легчайшего намагничивания относительно направления вдоль которого наблюдается гальваномагнитный эффект. Вышесказанное позволяет использовать измерения гальваномагнитного эффекта для исследования ориентации оси легчайшего намагничивания в эпитаксиальных слоях GaMnAs.

Литература

1. A. Shen, F. Matsukura, S. P. Guo, Y. Sugawara, H. Ohno, M. Tani, H. Abe and Liu, J. Crystal Growth 201/202, 679 (1999)
2. T. Hayashi, M. Tanaka, T. Nishinaga, H. Shimada, H. Tsuchiya, Y. Otuka, J. Crystal Growth 175/176, 1063 (1997)
3. T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand, Science 287, 1019 (2000)
4. T. Dietl, H. Ohno and F. Matsukura, Phys. Rev. B. 63, 195205 (2001)
5. I.T. Yoon, T.W. Kang, K.H. Kim, D.J. Kim, J. Appl. Phys. 95, №7, 3607 (2004)

6. K.W Edmonds, K.Y Wang, R.P. Campion, A.C Neumann, C.T. Foxon, B.L. Gallagher, P.C. Main, Appl. Phys. Lett. 81 3010 (2002).
 7. K. Hamaya, T. Taniyama, Y. Kitamoto, R. Moriya, H. Munekata, // J. Appl. Phys. 94, №12, 7657 (2003).
 8. P.B. Parchinskiy, F.C. Yu, P.V. Chandra Sekar, D.J. Kim, JMMM 321, №7, 709 (2009)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА КРЕМНИЙ – СВИНЦОВО- БОРОСИЛИКАТНОЕ СТЕКЛО

П.Б. Парчинский^{1*}, А.А. Насиров¹, В.А. Тен¹, И.И. Марипов¹, Ю.Т. Юсупов¹, М.М. Алламбергенов², К.А. Исмаилов².

¹ – Национальный Университет Узбекистана,

Вузгородок, г. Ташкент, 100174, Республика Узбекистан, e-mail: pavelphys@mail.ru

² – Каракалтакский Государственный Университет

Применение легкоплавких свинцово-боросиликатных (СБС) стёкол для пассивации и герметизации поверхности кремния в процессе изготовления полупроводниковых приборов [1 - 3] вызывает интерес к исследованиям электрофизических характеристик границы раздела кремний – стекло. Одним из основных параметров, определяющих качество границы раздела полупроводник – диэлектрик, является темп процессов поверхностной генерации - рекомбинации, определяющий характер протекания неравновесных процессов в прилегающей к границе раздела области полупроводника. Одним из наиболее распространенных методов исследования генерационных характеристик границы раздела полупроводник - диэлектрик является измерение скорости изменения значений неравновесной ёмкости области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника в процессе формирования инверсионного слоя у границы раздела, при изменении значений поверхностного потенциала [4]. При этом режимы измерения могут быть выбраны таким образом, что скорость процесса формирования инверсионного заряда будет определяться только темпом процессов генерации неосновных носителей заряда на границе раздела полупроводник – диэлектрик и в прилегающей к этой границе ОПЗ полупроводника.

Проведенные ранее исследования генерационных характеристик границы раздела кремний – свинцово-боросиликатное стекло обнаружили, наличия профиля глубоких генерационных центров в ОПЗ кремния [5,6]. Однако используемые в данных работах методики не позволили определить точный вид профиля глубоких генерационных центров. В данной работе использована методика предложенная авторами [7] и позволяющая определить профиль распределения глубоких генерационных центров в ОПЗ полупроводника.

Рассмотрим процессы генерации неосновных носителей заряда в ОПЗ полупроводника с учетом наличия профиля генерационных центров, определяемого выражением: $N_r(x) = N_{r0}f(x)$, где N_{r0} – значение концентрации ГЦ на границе раздела полупроводник – диэлектрик, а функция $f(x)$ описывает изменение концентрации генерационного центра с изменением координаты. После переключения напряжения смещения, прикладываемого к МДП структуре, от V_0 до V_1 возникает объемный генерационный ток $i_r(t)$, а после переключения с V_0 до $V_2 = V_1 + \Delta V$ возникает генерационный ток $i_r(t) + \Delta i_r(t)$ (поверхностными генерационными токами пренебрегаем, так как все приложенные напряжения соответствуют напряжениям глубокой инверсии приповерхностной проводимости). Можно показать, что объёмные генерационные токи связаны соотношением

$$\Delta i_r(t) = q N_{r0} \gamma_n n_1 \int_{W_1(t)}^{W_2(t)} a(x) dx =$$

$$= q \gamma_n n_1 N_r (W_1; W_2) [W_2(t) - W_1(t)] \quad (1)$$

С другой стороны, $\Delta i_r(t)$ можно определить из выражения

$$\Delta i_r(t) = q N_r \varepsilon \varepsilon_0 C_0 S \left[\frac{1}{C_2} \left| \frac{dC_2}{dt} \right| - \frac{1}{C_1} \left| \frac{dC_1}{dt} \right| \right] \quad (2)$$

где $W_1(t)$, $C_1(t)$, $W_2(t)$, $C_2(t)$ – толщина ОПЗ в полупроводнике и ёмкость МДП структуры при переключении напряжения соответственно с V_0 до V_1 и с V_0 до V_2 . Зависимость между толщиной ОПЗ полупроводника и значениями емкости МДП структуры определяется из емкости МДП структуры по формуле

$$W = \frac{C_{00} S}{C_{00}} \quad (3)$$

где C_{00} – дифференциальная емкость ОПЗ полупроводника. Поскольку толщина ОПЗ, в котором происходят процессы генерации определяется величиной ΔV , данная методика позволяет варьируя значение ΔV можно определять концентрацию генерационных центров на различном расстоянии от границы раздела полупроводник – диэлектрик.

Хотя данный метод не дает возможности определения значения величины концентрации глубоких генерационных центров с его помощью может быть получена информация об относительном профиле глубоких генерационных центров в ОПЗ полупроводника.

Исследуемые в данной работе структуры формировались при нанесении СБС стекла на поверхность Si при помощи электрофореза из суспензии, содержащей мелкодисперсную шихту стекла, с последующим оплавлением и отжигом.

Температура оплавления составляла 680 °С, время оплавления 10 минут, температура отжига 400 °С, время отжига 30 минут. Толщина получаемого стеклянного покрытия составляла $(2 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ см.

Состав и электрофизические свойства стекла соответствовали описанным в [8]. В целом процесс

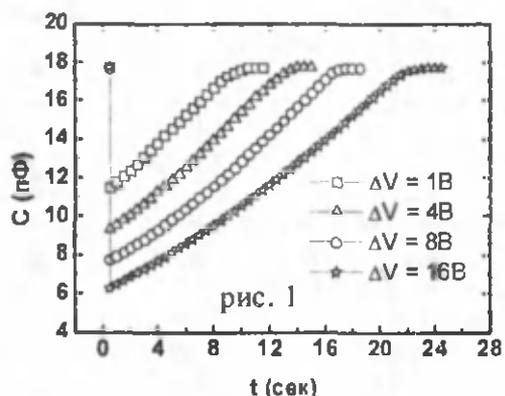


рис. 1

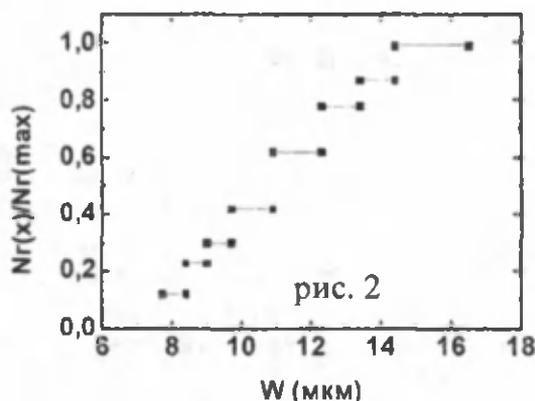


рис. 2

пассивации соответствовал стандартным технологическим режимам пассивации поверхности Si легкоплавкими стёклами. В качестве подложки использовались пластины кремния p типа проводимости, с кристаллографической ориентацией $\langle 111 \rangle$ и удельным сопротивлением $60 \pm 80 \Omega \cdot \text{cm}$. Для реализации метода изотермической релаксации ёмкости путём вакуумного напыления алюминиевого управляющего электрода площадью 0.01 cm^2 на слой стекла, создавались тестовые МДП-структуры. Измерения процесса релаксации неравновесной ёмкости полученных МДП-структур проводилось при температуре – 30 °С, при подаче на структуру, находящуюся в состоянии равновесия при напряжении инверсии V_0 , импульса напряжения, переводящего структуру в состояние более глубокой инверсии. Использование такого режима измерений позволяет пренебречь вкладом, обусловленным перезарядкой поверхностных состояний, в изменение величины неравновесной ёмкости [9]. Напряжение V_0 , соответствующее напряжению инверсии, определялось при помощи метода высокочастотных вольт-фарадных характеристик и составляло $-32 \pm 48 \text{ V}$.

На рисунке 1 представлены зависимости релаксации неравновесной ёмкости одной из исследуемых структур, полученные для различных значений ΔV . Профиль распределения глубоких центров определен из представленных на рис. 1 релаксационных зависимостей по формулам 1 – 3 представлен на рис. 2. Видно, что концентрация генерационных центров уменьшается по мере удаления от границы раздела полупроводник – стекло. Такой вид профиля свидетельствует об отсутствии диффузии входящих примесей с границы раздела кремний СБС стекло в объем полупроводника. Напротив, граница раздела кремний СБС стекло является эффективным геттером для дефектов создающих глубокие генерационные центры в объеме кремния. В то же время наличие профиля генерационных центров наблюдается на значительном (более 18 мкм) от границы раздела. Наличие профиля распределения глубоких центров на столь значительной глубине может быть следствием высокой подвижности дефектов, ответственных за возникновение данного генерационного центра в объеме кремния.

Таким образом в результате проведенных исследований при помощи метода изотермической релаксации ёмкости МДП структуры было подтверждено наличие профиля распределения глубоких генерационных центров в ОПЗ кремния, прилегающей к границе раздела кремний – СБС стекло.

Было показано, что данный профиль соответствует профилю обратной диффузии, что свидетельствует о том, что граница раздела кремний – стекло является эффективным гетеродефектом, ответственным за возникновение глубоких генерационных центров в объеме кремния.

Литература

1. Shimbo M., Furukawa K., Tanzawa K., Fukada K. Surface charge studies on lead – borosilikate glass containe trace sodium // J. Elektrochem. Soc. 1987. V.134. №1. P. 156 - 160.
2. Пичугин И.Г., Таиров Ю.М. Технология полупроводниковых приборов. М.: Высшая школа, 1984. 228 с.
3. Власов С.И., Сапаров Ф.А. Влияние давления на электрофизические характеристики пассивирующих покрытий на основе свинцово-боросиликатных стёкол // Электронная обработка материалов 2011 т. 47 №4 С. 116 - 117.
4. Kang J.S., Schroder D.K. The pulsed MIS capacitor // Phys.St.Sol.(a) 1985. V.89. № 13. P. 13 – 43.
5. Парчинский П.Б., Лигай Л.Г., Насиров А.А., Алламбергенов М.М., Исмаилов К.А. Исследование процессов генерации носителей заряда в МДП-структурах с диэлектриком на основе свинцово-боросиликатных стёкол // 6. Электронная обработка материалов 2012 т. 48 №2 С. 110 – 117.
7. Парчинский П.Б., Власов С.И. Генерационные характеристики границы раздела кремний – свинцово-боросиликатное стекло // Микроэлектроника 2001, Т.30, №6, С. 201 – 204
8. Зайнабидинов С.З., Власов С.И., Насиров А.А.. Неравновесные процессы на границе раздела полупроводник – диэлектрик. Ташкент: Университет, 1995. 112 с.
9. Власов С.И. Парчинский П.Б., Олматов Б.А. Плотность поверхностных состояний на границе раздела кремний – свинцово – боросиликатное стекло // Неорганические материалы. 2000. Т. 36. №5. С. 608 – 610.
10. Берман Л.С., Лебедев А.А. Ёмкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л.: Наука 1981. 176 с.

МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ Pt₂si/PtSi – Si.

Пашаева М.М., Джамалова А.Г., Алиева А.К., Алескерова С.А., Лятифова Н.А.

НИИ Аэрокосмической Информатики, НАКА, Баку

Диоды с барьером Шоттки на основе контакта PtSi-Si могут использоваться в качестве детекторов для регистрации излучения в ИК области спектра. Однако квантовая эффективность у таких приемников очень мала по сравнению с фотоприемниками на основе узкозонных полупроводников и на р - п переходах. Для увеличения квантовой эффективности Шоттки – приемники изготавливаются в виде так называемой « оптической полости», причем толщина PtSi или Pt₂Si/PtSi не должна превышать 100А⁰. С этой целью нами разработан технологический режим многослойной металлизации для получения тонких контактов Pt₂Si/PtSi-Si.

При формировании силицида путем реакции между пленкой металла кремнием следует учитывать количество кремния, потребляемого металлической пленкой.Такого рода расчеты представлены в таблице

толщина	1	слоя	PtSi, A ⁰	70
	2	слоя	Si, A ⁰	12
	3	слоя	PtSi, A ⁰	10
	4	слоя	Si, A ⁰	12
	5	слоя	PtSi, A ⁰	10
	6	слоя	Si, A ⁰	12
	7	слоя	PtSi, A ⁰	10

Процесс изготовления фоточувствительных структур при однослойной металлизации можно описать следующей схемой:

- окисление кремния р – типа (п –типа);
- открытие окон для формирования охранных п(р) областей;
- диффузия фосфора (бора) для формирования п – областей (р – областей);
- вскрытие окон для формирования барьерных слоев;
- нанесение тонкого слоя Pt₂Si (PtSi);
- отжиг в вакууме и смеси газов N₂ + H₂ ;
- нанесение диффузионного - барьерного слоя TiW и алюминиевого контакта
- удаление сплава TiW и Al в контактном окне до пленки Pt₂Si
- нанесение просветляющего покрытия.

С целью предотвращения преждевременного пробоя, вызываемого усилением электрического поля на периферии контакта, использовались диффузионные охранные кольца с глубиной 0,5 мкм. Несмотря на пробивное напряжение увеличивалось от 10 до 20 В, насыщение отсутствовало при обратном токе барьера силицид платины – кремний.

В [1 - 2] изучены зависимости между параметрами контакта, представляющего собой параллельное соединение трех диодов Шоттки, поскольку считаем, что этот случай более приближен к реальному контакту, ибо известно, что некоторые металлы образуют с кремнием силициды различных фаз: M_2Si , MSi , $MeSi_2$.

Усреднением плотности тока по площади составляющих диодов, в рамках трехдиодной модели для среднего значения высоты барьера, получена формула:

где: $\Delta\phi_B$ - высота барьера первого диода, $\Delta\phi_B^{(2)}$ - контрастность высот барьеров первого и второго диодов, $\Delta\phi_B^{(3)}$ - контрастность высот барьеров первого и третьего диодов; $\omega_1 = S_1/S_0$, $\omega_2 = S_2/S_0$, $\omega_3 = 1 - (\omega_1 + \omega_2) = S_3/S_0$ - соответственно, относительные площади первого, второго, третьего диодов. Здесь за параметры неоднородности приняты следующие величины: ω_i и $\Delta\phi_B^{(i)}/kT$ ($i = 1, 2, 3$)

Преобразовывая формулу получим:

$$\Delta\phi_B = -kT \ln \left[\omega_1 + \omega_2 e^{-\frac{\Delta\phi_B^{(2)}}{kT}} + \omega_3 e^{-\frac{\Delta\phi_B^{(3)}}{kT}} \right]$$

Таким образом, предложенные параметры ω_i и $\Delta\phi_B^{(i)}/kT$ оказываются весьма наглядным доказательством тому, как неоднородность границы раздела металл – полупроводник деградирует характеристики диодов Шоттки, в данном случае - высоту барьера.

Эксперименты с диодами различных диаметров показали, что прямые и обратные токи пропорциональны их активной площади. Кроме того получено, что с увеличением толщины $Pt_2Si/PtSi$ напряжение уменьшается приблизительно линейно.

Литература

1. Э.Ф. Керимов., С.И. Гусейнова., Н.Ф. Казымов., Ш.А. Байрамова., С.А. Фатуллаев « Фотоприемники», Баку – 2010. Стр.214.
2. Р.М. Рагимов., Н.М. Пашаев., Х.А. Асадов., Э.А. Керимов «Нанотехнология» Баку – 2009. Стр.160.

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЕНОК CdTe НА ГИБКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ МЕТОДОМ ХМПО

Разыков Т.М., Кучкаров К.М., Эргашев Б.А., Йуллошов Р.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз.

Ташкент. 100084 ул. "Vodomezor yo'li" 2В, тел.: +(998)71-2354103, kuchkarov@uzsci.net

В настоящее время получение тонкопленочных солнечных элементов на гибких металлических подложках одно из важных вариантов для изготовления рулонных фотоэлектрических модулей. Тем менее, эффективность этого солнечного элемента низкая [1,2]. По улучшению КПД тонкопленочных солнечных элементов, полученных на гибких металлических подложках, имеется ряд нерешенных вопросов. Один из этих проблем - трудность получения хорошего омического контакта между CdTe и металлической подложкой (Mo).

В данной работе мы исследовали морфологии и контактное сопротивление между CdTe и Mo полученных пленок CdTe на молибденовой подложке методом химического молекулярно-пучкового осаждения.

Экспериментальная часть. Около 60-100 нм прослойки Ni была осаждена на чистую подложку из Mo вакуумным напылением. Образцы пленки CdTe были осаждены на молибденовую подложку методом химического молекулярно-пучкового осаждения (ХМПО) при атмосферном давлении в потоке водорода. Температура источника системы ХМПО поддерживалась при 500 – 650 °С, тогда

как температура подложки ($T_{\text{подл}}$) изменялась от 550 до 600°C. После напыления была произведена обработка CdCl_2 при температуре 400°C, осуществленная в целях улучшения перекристаллизации и повышения электрических свойств пленки CdTe [3]. Морфология и шероховатость поверхности полученной плёнки изучались при помощи атомно-силового микроскопа.

Результаты. Результаты морфологических исследований пленок теллурида кадмия осаждённых на Mo/Ni и Mo при температуре подложки 600°C, показаны на Рис. 1а,б. Как известно, размер зерна увеличивается с увеличением температуры подложки. Видно, что пленки, осажденные на подложках Mo и Mo/Ni , имеют разную микроструктуру, размер зерна пленки осаждённой на Mo/Sb намного больше зёрен чем на Mo . Это является принципиально важным, поскольку размер зерна определяет границы зерен и, следовательно, перенос электричества [4]. Микроструктуры пленок при температуре 600°C и отожженных в парах CdCl_2 показали значительное сокращение границ зерен, что может значительно улучшить электрические свойства материала.

Контактное сопротивление между CdTe и Mo , Mo/Ni было рассчитано путем измерения и построения функции вольтамперной характеристики (ВАХ) структур Mo/CdTe и Mo/Ni/CdTe в логарифмических масштабах. Омичность контактного сопротивление между CdTe и металлических подложках (Mo , Mo/Ni) определяется следующим уравнением: $I \sim aU^n$, где a - постоянная величина, n -коэффициент омичности. Для идеального омического контакта $a \sim 1/R$, где R - сопротивление образцы, здесь n равно 1. Из этих уравнений найдено контактное сопротивление и коэффициент линейности структур Mo/CdTe и Mo/Ni/CdTe и приведены в таблице 1. Видно из таблицы, пленки, полученные осаждением на Mo/Ni , показывают более низкое значение R , по сравнению с плёнками, полученными на Mo . Это связано с тем, что работа выхода (A_{Ni}) Ni больше, чем (A_{Mo}) Mo . На этих гибких металлических подложках можно получить гибкие тонкопленочные солнечные элементы эффективностью более 10%.

Таб.1.

Значения контактного сопротивление и коэффициента линейности для различных структур.

Структуры	Сопротивление (R), Ом	Коэффициент линейности (n)
$\text{Mo/Ni}(60\text{nm})/\text{CdTe}$	$2,4 \times 10^3$	0,99
$\text{Mo/Ni}(100\text{nm})/\text{CdTe}$	$2,1 \times 10^4$	0,95
Mo/CdTe	$1,5 \times 10^6$	1,14

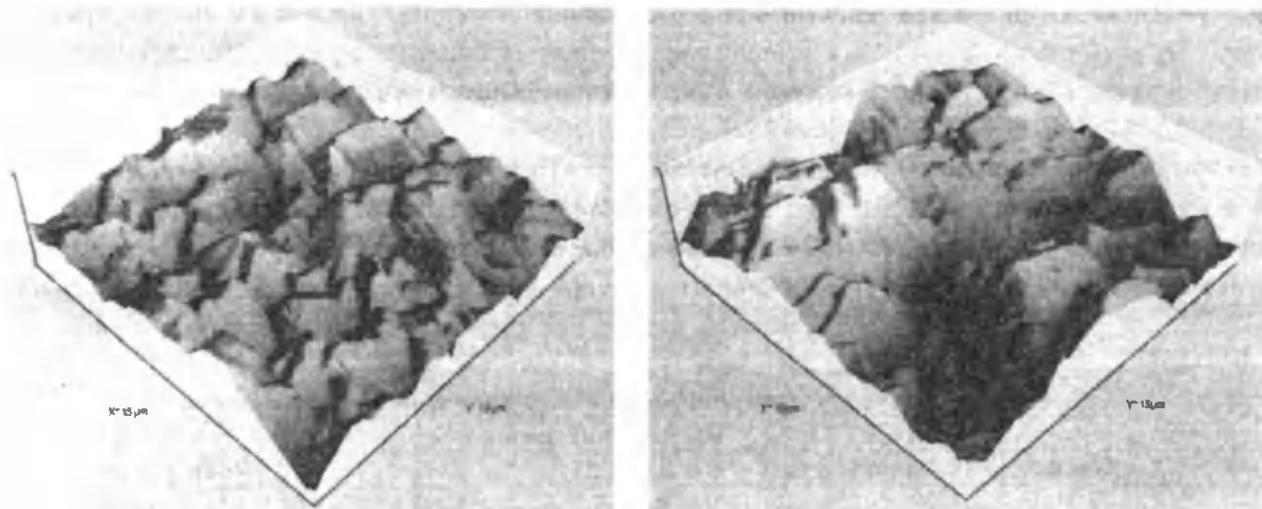


Рис. 1а, б. Фотографии сделаны при помощи атомно-силового микроскопа пленок CdTe , выращенных на Mo и Mo/Ni при температуре подложки 600 °C.

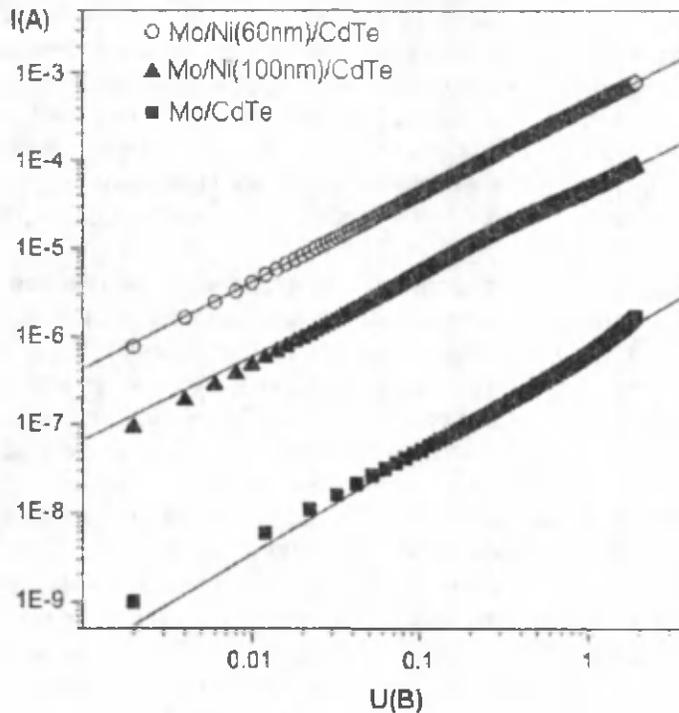


Рис. 2. Вольтамперные характеристики структуры Mo/CdTe и Mo/Ni/CdTe

Литература

1. Matulionis, I., Han, S., Drayton, J. A., Price, K. J. & Compaan, A. D. Cadmium telluride solar cells on molybdenum substrates. Proc. Mater. Res. Soc. Symp. 668, H8.23.1-6 (2001).
2. Aliyu, M. M. et al. Recent developments of flexible CdTe solar cells on metallic substrates: issues and prospects. Int. J. Photoenergy 2012, 351381 (2012).
3. P. O. Vaccaro, G. Meyer and J. Saura Effects of CdCl₂ on the growth of CdTe on CdS films for solar cells by isothermal close-spaced vapour transport, J. Phys. D: Appl. Phys. 24 (1991) 1886.
4. J.D. Major, et al. Control of grain size in sublimation-grown CdTe, and the improvement in performance of devices with systematically increased grain size Solar Energy Materials and Solar Cells, Volume 94, Issue 6, June 2010, pp. 1111.

ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА

Разыков Т.М., Кучкаров К.М., Эргашев Б.А., Йулдошов Р.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз.

Ташкент. 100084 ул. "Водомзор уо'ли" 2В, тел.: +(998)71-2354103, kuchkarov@uzsci.net.

Как известно тонкопленочные солнечные элементы на основе CdTe являются основным претендентом для глобальной коммерциализации в области полупроводниковой фотовольтаики.

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям и разработкам тонкопленочных солнечных элементов на основе CdTe. Это обусловлено прямозонностью и высоким коэффициентом поглощения полупроводника, при котором падающее излучение полностью поглощается в микронной толщине. Поэтому в данной сфере был достигнут существенный прогресс в области исследований материалов на основе CdTe, в производстве фотовольтаических устройств и разработка технологии создания полупроводниковых солнечных элементов.

В настоящее время мировое достижение эффективности тонкопленочных солнечных элементов на основе CdTe составляет 16.5% с использованием модифицированной структурой прибора [1].

В этой работе численное моделирование различных пленочных структур были сделаны с помощью широко используемым моделирующим устройством AMPS-1D (Analysis of Microelectronics and Photonics Structures) [2]. Было проведено численное моделирование с использованием AMPS-1D моделирующего устройства для изучения возможности повышения эффективности и стабильности элементов CdS/CdTe из нескольких пленочных структур с оксидом индия, олова (ИТО) и станната кадмия (Cd₂SnO₄) в качестве материала для передних контактов, а

также изучены оксид олова (SnO_2), оксид цинка (ZnO) и станнат цинка (Zn_2SnO_4) в качестве буферного слоя, и серебро (Ag) или теллурид сурьмы (Sb_2Te_3) с молибденом (Mo), или теллурид цинка (ZnTe) с алюминием (Al) как материалы для задних контактов. Структура элемента ИТО/ $i\text{-ZnO}/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{Ag}$ показала лучшую эффективность преобразования в 16,9% ($V_{oc}=0,9$ В, $J_{sc} = 26,35$ мА/см, $FF = 0,783$). Этот анализ показал, что ИТО в качестве материала для переднего контакта, ZnO в качестве буферного слоя и отражателя задней поверхности (ОПЗ) из ZnTe или Sb_2Te_3 являются подходящими материалами для стабильных элементов CdS/CdTe с высокой эффективностью ($> 15\%$).

В базовом случае высота барьера переднего контакта было принята равной 0,1 эВ, и одна из возможных путей для достижения этой цели является использование Cd_2SnO_4 (СТО), как материал для переднего контакта с SnO_2 , и мы исходили из этого соответственно. Первое изменение в базовом случае было сделано путем изменения его материала для заднего контакта из сочетания Cu и Au (золото) на просто Ag с целью сокращения расходов. Мы обозначили эту структуру А. Структура А была далее изменена путем уменьшения толщины слоя поглотителя CdTe с 4 до 1 мкм с увеличенной концентрацией легирования $5 \cdot 10^{15}/\text{см}^3$. Смысл этого изменения состоял в том, что толщина в 4 мкм адсорбирующего слоя CdTe слишком велика по сравнению с минимальной теоретической толщиной в около 1-2 мкм, которой требуется для поглощения 99% фотонов с энергиями больше, чем E_g [3]. Сокращение в количестве используемого CdTe привело бы к дальнейшей минимизации в последовательном сопротивлении, а также стоимости материала. В связи с тем, что тонкие слои CdS (< 50 нм) сложны в изготовлении при использовании традиционных технологий, например CBD (Close Bath Deposition) для приемлемой эффективности элемента, толщина слоя CdS структуры А была увеличена до 50 нм. И мы называем эту структуру структурой В.

Таблица 1.

Различные пленочные структуры с различными материалами.

Структура А	(СТО/ SnO_2 / $\text{CdS}/\text{CdTe}/\text{Ag}$)
Структура В	(СТО/ SnO_2 / $\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{Ag}$)
Структура С	(ИТО/ $\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{Ag}$)
Структура D	(ИТО/ $i\text{-ZnO}/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{Ag}$)
Структура E	(ИТО/ $n\text{-ZnO}/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{Ag}$)
Структура F	(ИТО/ $n\text{-Zn}_2\text{SnO}_4/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{Ag}$)
Структура G	(ИТО/ $i\text{-ZnO}/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{Sb}_2\text{Te}_3/\text{Mo}$)
Структура H	(ИТО/ $n\text{-ZnO}/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{Sb}_2\text{Te}_3/\text{Mo}$)
Структура I	(ИТО/ $n\text{-Zn}_2\text{SnO}_4/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{Sb}_2\text{Te}_3/\text{Mo}$)
Структура J	(ИТО/ $i\text{-ZnO}/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{ZnTe}/\text{Al}$)
Структура K	(ИТО/ $n\text{-ZnO}/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{ZnTe}/\text{Al}$)
Структура L	(ИТО/ $n\text{-Zn}_2\text{SnO}_4/\text{CdS}/\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}/\text{CdTe}/\text{ZnTe}/\text{Al}$)

Новая структура С была получена из структуры В, где был удален его буферный слой. Однако только 50 нм оконный слой CdS может произвести микроканал, которые позволяет получить протекание тока утечки в прямом направлении к переднему контакту, и, следовательно, слой был увеличен до 100 нм в структуре С. Также передний контакт был заменен ИТО, так как он коммерчески доступен на стеклянной подложке. Однако эффективность структуры С получилась меньше, чем у структуры В, и как результат во всех последующих структурах (D–L), 50 нм оконный слой CdS был снова возвращён вместе с буферным слоем, тогда как передний контакт остался неизменным (ИТО).

Три различных материала испытывались в качестве буферного слоя в девяти последующих структурах (т.е. в структурах D–L). Прежде чем углубляется, давайте сделаем комментарии о включении отражателя задней поверхности или полевой гетероструктуры задней поверхности (ОПЗ). На основании ОПЗ, структуры с D по L можно разделить на три отдельные группы: структуры D, E и F не имеют ОПЗ, структуры G, H, и I имеют ОПЗ сделанную из Sb_2Te_3 и структуры J, K и L имеют ОПЗ сделанную из ZnTe . Первый член каждой группы (D, G и J) имеет буферный слой, сделанный из $i\text{-ZnO}$, второй член каждой группы (E, H и K) имеет буферный слой, изготовленный из $n\text{-ZnO}$ и третий член каждой группы имеет буферный слой $n\text{-Zn}_2\text{SnO}_4$. В нашем предварительном исследовании было отмечено, что спектральная характеристика не изменилась при изменении толщины буферного слоя в диапазоне 50-500 нм для всех трех материалов и из соображений их изготовления, мы взяли толщину в 100 нм в нашем окончательном моделировании.

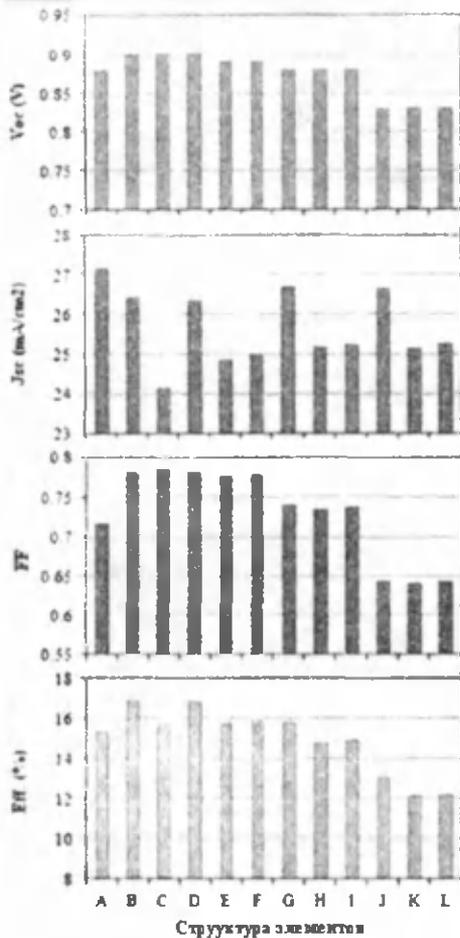


Рис. 1. Смоделированная выходная характеристика (V_{oc} , J_{sc} , FF, η) для всех структур

меньшее V_{oc} , но более высокое J_{sc} , так как слой абсорбера был очень толстый (около 4 мкм). Структуры В и D показали более высокое V_{oc} , но немного ниже J_{sc} в связи с ультратонким слоем поглотителя в 1 мкм, что привело к более высокой эффективности. Структура С показала более высокое V_{oc} , но самое низкое J_{sc} из-за отсутствия буферного слоя (разблокированный ток утечки в прямом направлении), а также в связи с 100 нм слоем CdS, который влияет на его спектральный отклик в синей области. Когда слой CdS уменьшается до 50 нм и буферный слой ZnO или Zn₂SO₄ в последующих элементах, то J_{sc} увеличивается. Также структуры с ОПЗ имели более высокие значения J_{sc} . Однако, V_{oc} уменьшился с ОПЗ слоем и буферным слоем п-типа.

Все потенциальные структуры солнечных элементов на основе CdTe были тоньше, чем обычные элементы, но показали приемлемую эффективность в данном исследовании, что весьма примечательно в сокращении количества материала и связанных с ними потерь. Было установлено, что 1 мм слоя поглотителя CdTe, 50 нм оконного слоя CdS, 100 нм буферного слоя и 100 нм ОПЗ было достаточно, чтобы произвести преобразование с эффективностью в более 15% и с разумной стабильностью. Среди материалов буферного слоя, а именно i-ZnO, n-ZnO и n-Zn₂SnO₄, с использованием первого достигнута более высокая эффективность. Структуры со слоем ОПЗ из ZnTe показали лучшую стабильность в целом, и в частности структура ITO/i-ZnO/CdS/CdS_xTe_{1-x}/CdTe/ZnTe/Al (структура J) достигла наилучшей производительности с линейным тепловым коэффициентом в 0.25%/°C. Элементы со структурой CTO/SnO₂/CdS/CdS_xTe_{1-x}/CdTe/Ag (структура B) и ITO/i-ZnO/CdS/CdS_xTe_{1-x}/CdTe/Ag (структура D) дали самую высокую эффективность преобразования в 16,9%. С учетом эффективности и стабильности, структуры B, D, G и J оказались сопоставимы с другими элементами, и они могут быть исследованы с использованием стандартных методов для практической реализации.

Поскольку слой CdS не является окисленным кислородом нанокристаллическим материалом (наноCdS: O), в действительности смешанный слой p-CdS_xTe_{1-x} будет образовываться в процессе роста плёнки при близко расположенной сублимации между слоем p-CdS и слоем p-CdTe, который может быть толщиной в 10% от слоя CdTe. Это диффузионный слой был принят во внимание в численном моделировании структуры В и всех последующих структур (С-L), а его толщина была принято за 100 нм. В данной работе двенадцать новых структур CdS/CdTe элементов были смоделированы путем комбинирования различных материалов переднего контакта, буферных слоев, материалов для задних контактов и ОПЗ как показано в Таблице 1 и смоделировано.

Выходные параметры элементов, такие как V_{oc} , J_{sc} , FF и эффективность отдельных элементов, полученных как наилучшие из моделирования, показаны на Рис. 1.

Эффективность преобразования возрастает до 16,9% в структуре В ($V_{oc} = 0,90$ В, $J_{sc} = 26,42$ mA/cm², FF = 0,782) в основном за счет улучшения V_{oc} и FF с измененной базовой структурой. Эффективность также повышается в структурах с В по I, но снова уменьшается в структурах с H до L (с ОПЗ). Из Рис. 1 видно, что структуры J, K и L показали меньшую эффективность, так как ZnTe вызывает низкие значения FF и V_{oc} , но структуры G, H, и I показал умеренную эффективность за счет умеренных J_{sc} , V_{oc} и FF. Структуры В и D (с буферным слоем i-ZnO и без ОПЗ) имели более высокие значения V_{oc} и FF, и, следовательно, показали высокую эффективность в около 16,9%. Структура А показала

Литература.

1. X. Wu, J.C. Keane, C. DeHart, D.S. Albin, A. Duda, T.A. Gessert, S. Asher, D.H. Levi and P. Sheldon, "16.5 – Efficient CdS / CdTe Polycrystalline Thin Film Solar – Cell", Proc. of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference, 22-26 October, 2001, Munich, Germany, p.995-999.
2. S.J. Fonash, et al., www.cneu.psu.edu/amps, (accessed 2008).
3. Xuanzhi Wu, High-efficient polycrystalline CdTe thin-film solar cells, Sol. Energy 77 (2004) 803–814.

ДЕТЕКТОРЫ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ НЕЙТРОННО-ЛЕГИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

А.К.Рафиков¹, Р.А. Муминов², С.А. Раджапов², Ш.А.Махмудов¹, М.Каримов¹

¹Институт ядерной физики АН РУз, Узбекистан. karimov@inp.uz

²Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, Узбекистан.

Использование нейтронно-легированных компенсированных полупроводниковых материалов, для создания детекторов ионизирующих излучений больших объемов, является актуальной и перспективной задачей, благодаря их радиационной устойчивости и слабой деградации.

В настоящем сообщении описывается технология изготовления кремниевых детекторов на основе нейтронно-легированного кремния (НЛК) с толщиной от 0,3 мм до 4 мм и диаметром кремниевой шайбы от 8 мм до 32 мм.

В качестве исходного кремния для НЛК использовался монокристаллический кремний p-типа ($\rho = 0,7-5$ кОм.см) с высоким временем жизни неосновных носителей заряда, выращенный методом зонной плавки. Монокристаллические кремниевые шайбы, до и после механической и химической обработки, промываются 2 - 3 раза в дистиллированной воде, кипятится в толуоле, а затем в дистиллированной воде.

Подготовленные шайбы помещают в кварцевую ампулу и запаивают, чтобы избежать поверхностного загрязнения образцов β -частицами. Далее, ампулы с образцами подвергают нейтронному облучению в канале атомного реактора, до полной компенсации основных носителей заряда атомами фосфора наведенного в результате ядерной реакции [1]:



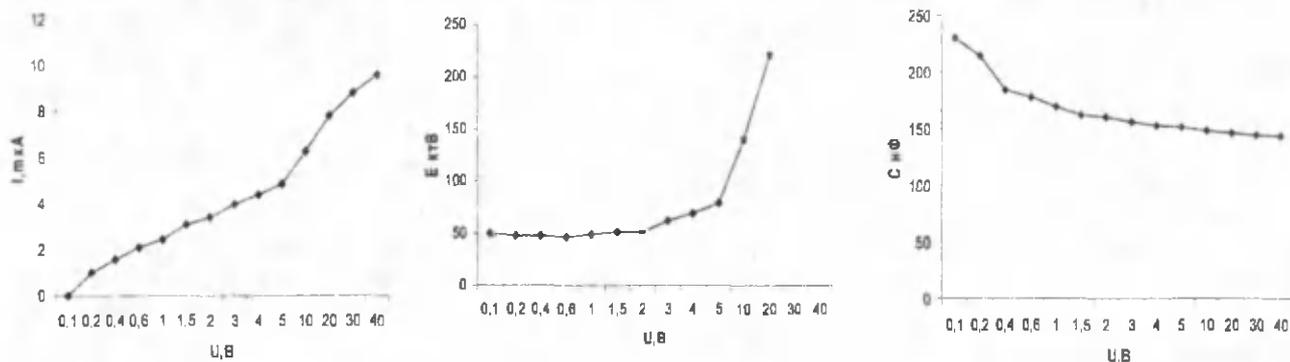
При этом концентрацию фосфора можно рассчитать по формуле [1]: $N_P = 1,7 \cdot 10^4 \cdot \phi \cdot t$, где ϕ - интенсивность медленных нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, t - время облучения в секундах.

После выдержки, облученные образцы в ампулах, помещают в бокс и в случае превышения предельно допустимого уровня мощности γ -излучения, образцы вынимают из ампул.

Для отжига радиационных дефектов, облученные пластины помещают в кварцевую ампулу и загружают в рабочую зону печи при температуре 800- 900^oC в течение 3 ч, затем печь выключают, и пластины остывают вместе с печью.

После проведения нейтронной компенсации кремния, весь кристалл с размерами чувствительной области, подвергался химико-технологической обработке в целях обеспечения минимальных толщин «мертвых» слоев входных окон и обратного тока утечки для минимизации шумовых характеристики детектора. Затем, Si кристалл помещался в корпус и методом вакуумного напыления наносились контакты Al (1000A^o) и Au (~200A^o) и в последующем проводили низко температурный отжиг, при температуре $T = 140-160^{\circ}\text{C}$ в течение $t = 25-60$ часов, после чего проводили контрольные измерения электрофизических и радиометрических характеристик.

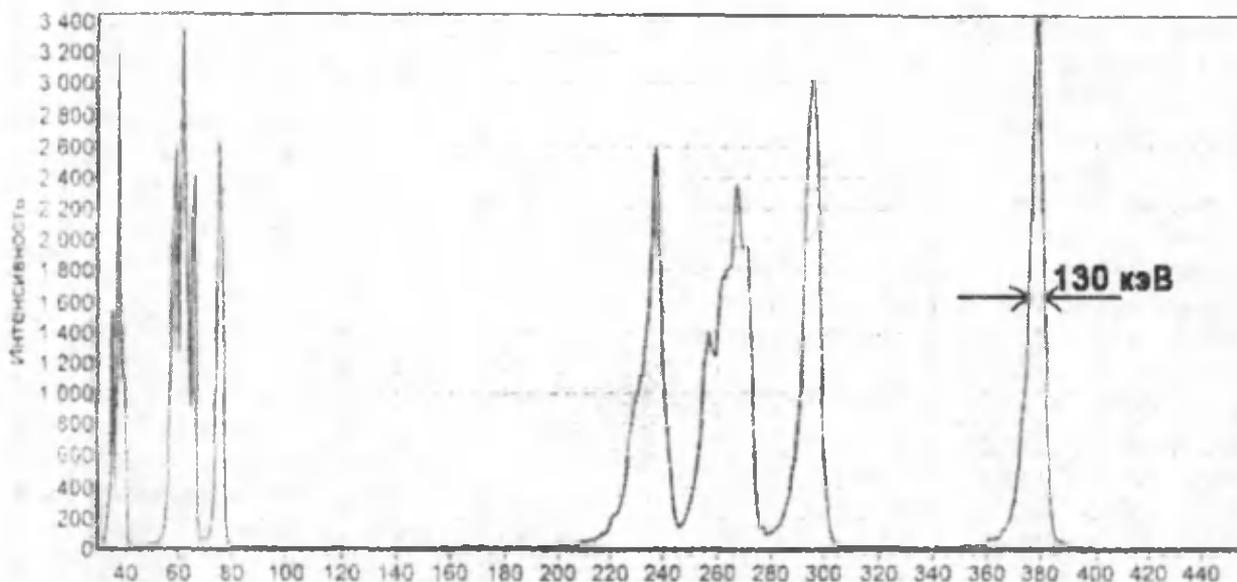
На основе проведенных исследований электрофизических и радиометрических характеристик изготовленной партии детекторов, установлено, что нейтронно-компенсированные кремниевые детекторы, по своим основным характеристикам, не уступают традиционным детекторам, полученным на базе промышленных высокоомных материалов. Однако преимуществом детекторов предлагаемого типа, является малое рабочее напряжение и относительно малые потери энергии во «входном» и «выходном» окнах.



а)

б)

в)



г)

Рис. 1. а) ВАХ, б) ВЕХ, в) ВЦХ, г) спектрометрические характеристики НЛД ($W=(0,3-4)$ мм, $\Phi=(8-32)$ мм).

Электрофизические и радиометрические характеристики изготовленной партии детекторов при рабочем напряжении $U=(5-40)$ В, находятся в пределах: темновой ток $I=(5 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-6})$ А, емкость $C=(70-230)$ пФ, шумы $E_{ш}=(25-95)$ кВ, энергетическое разрешение по α -частицам $R_{\alpha}=(100-135)$ кВ, а по Ra^{226} (Рис.1).

Работа выполнена в рамках гранта АЗ-ФА-Ф124 Комитета по координации развития науки и технологий при Кабинете Министров РУз.

Литература

1. Л.С. Смирнов, С.П.Соловьев, В.Ф. Стась, В.А.Харченко. Легирование полупроводников методом ядерных реакций / Ответ. редак. Л.С. Смирнов. - Новосибирск: Наука, 1981. - 181 с.

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА КРЕМНИЕВЫХ ОГРАНИЧИТЕЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЯ

А.З.Рахматов¹, А.Каримов², М.Ю.Ташметов³, Л.С.Сандлер¹, Н.Б.Исмаилов³

¹ОАО Фотон, ²Физика - технический институт НПО Физика-Солнце,

³Институт ядерной физики АН РУз,

Известно, что напряжение пробоя р-п переходов слабо меняется при облучении большим флюенсом электронов, нейтронов и гамма-квантов [1]. Поэтому стабилитроны и ограничители напряжения (ОН), основными параметрами которых являются напряжение пробоя и напряжение ограничения (только для ОН), обладают повышенной устойчивостью к облучению. Стабилитроны и

ОН характеризуются обратным током и прямым падением напряжения. Исследованию зависимости времени жизни (τ) неосновных носителей заряда от воздействия радиации посвящено большое количество работ [2-5]. В [2-5] принято, что

$$\frac{1}{\tau(\Phi)} = \frac{1}{\tau(0)} + K_{\tau} \Phi, \quad (1)$$

где, $\tau(0)$ и $\tau(\Phi)$ – время жизни неосновных носителей заряда до и после воздействия флюенса (Φ) нейтронов, соответственно; K_{τ} – коэффициент радиационного изменения времени жизни. Указанные работы [2-5] в основном посвящены экспериментальному или расчётному определению величины K_{τ} и её зависимости от степени легирования полупроводника, температуры, уровня инжекции и т.п. При рассмотрении вышеуказанных и других доступных работ, посвящённых определению величины K_{τ} , следует отметить два обстоятельства. Во-первых, величина K_{τ} даже в рамках одного исследования может иметь большой разброс – от 30% в [8] до 2-х раз в [4]. Во-вторых, в опубликованных работах не указаны величины флюенса нейтронов, при которых получены приведенные соответствующие значения K_{τ} . Представленной в [5] модели с двумя независимыми дискретными рекомбинационными уровнями отсутствует явной зависимости K_{τ} от флюенса, хотя в [6] в общем виде упоминаются наличие зависимости $K_{\tau} = f(\Phi)$. Таким образом, целью настоящей работы является изучения влияние больших флюенсов нейтронного облучения на время жизни неосновных носителей заряда (τ) в ОН.

Исследовались ОН с $U_{орп} = 50$ В (условно - тип 1) и $U_{орп} = 200$ В (условно – тип 2). Важные физические характеристики кристалла следующие: площадь р-п перехода $\sim 9,3 \cdot 10^{-2}$ см²; удельное сопротивление кремния n-типа 0,3 Ом·см для ОН 1-го типа ($U_{орп} = 50$ В) и 2 Ом·см для ОН 2-го типа ($U_{орп} = 200$ В); р+ и n+ слои создавались диффузией бора и фосфора, соответственно; глубина залегания р-п перехода X_j (глубина диффузии бора) $\sim (37 \pm 1)$ мкм и $\sim (50 \pm 2)$ мкм, а глубина залегания n+n перехода (глубина диффузии фосфора) ~ 45 мкм и ~ 55 мкм для ОН 1-го и 2-го типов, соответственно. Облучение образцов нейтронами осуществлялось на исследовательском реакторе ИИН-ЗМ.

Для изучения зависимости $K_{\tau} = f(\Phi)$ экспериментально определялась зависимость времени восстановления обратного сопротивления (τ_{π}) ОН от флюенса нейтронов (Φ). Величина τ_{π} измерялась в режиме переключения ОН с прямого тока $I_F = (0.9 \pm 0.1)$ А на обратное напряжение 20 В и 40 В при сопротивлении нагрузки 20 Ом и 40 Ом для ОН 1-го и 2-го типов, соответственно. Режим переключения (величины прямого (I_F) и обратного (I_R) токов) определялся при каждом измерении τ_{π} . За величину τ_{π} принимался промежуток времени от момента перехода тока через нуль до момента, когда значение обратного тока снижалось до 0.1 максимального значения. По величине τ_{π} и соотношению I_F/I_R по графикам работ [7, 8] определялось время жизни неосновных носителей заряда (τ_p), его зависимость от флюенса нейтронов (Φ), а затем, по формуле (1), величина коэффициента K_{τ} и его зависимость от Φ . На рис. 1 и 2 показаны экспериментальные зависимости $K_{\tau} = f(\Phi)$ для обеих типов ограничителей.

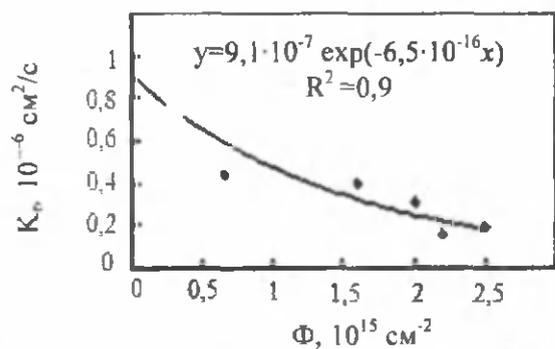


Рис. 1. Зависимость $K_{\tau} = f(\Phi)$ для ОН 1-го типа

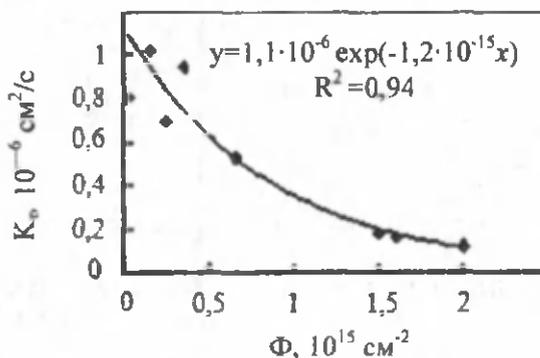


Рис. 2. Зависимость $K_{\tau} = f(\Phi)$ для ОН 2-го типа

Представляет интерес количественное сравнение полученных экспериментальных зависимостей $K_{\tau} = f(\Phi)$ с расчётной формулой (2).

$$K_{\tau} = \frac{1}{\frac{1}{C_{p1}R_1} \frac{1}{n_0 + n_1 + \Delta n} + \frac{1}{C_{n1}R_1} \frac{1}{n_0 + p_0 + \Delta n}} + \frac{1}{\frac{1}{C_{p2}R_2} \frac{1}{n_0 + n_2 + \Delta n} + \frac{1}{C_{n2}R_2} \frac{1}{n_0 + p_0 + \Delta n}}, \quad (2)$$

Для этого преобразуем формулу (2) применительно к кремнию п-типа. В этом случае: $n_0 \gg p_0, p_1, n_2; p_0 \gg p_1, n_2; p_0 \ll n_1, p_2$ и формула (2) принимает вид:

$$K_{\tau} = \frac{1}{\frac{9,7 \cdot 10^{14}}{2,7 \cdot 10^6} \frac{1}{n_0} + 1 + \frac{\Delta p}{n_0}} + \frac{1}{1,5 \cdot 10^5 + 1,3 \cdot 10^6 \frac{1}{n_0} + \frac{\Delta p}{n_0}}, \quad (3)$$

Используя расчётные данные и рассчитанные по формулам:

$$\Delta p = \Delta p(0) \cdot G(x) \quad (4), \quad \Delta p(0) \approx \frac{I \cdot L_p}{q \cdot D_p} \quad (5), \quad \text{а также } G(x) \sim \exp(-x/L_p) \quad (6)$$

в первом и последующих приближениях зависимости $\Delta p_{cp}(\Phi)$ на участке $(0, d_{пооб})$, можно по (3) получить расчётную зависимость $K_{\tau}(\Phi)$. Результаты этого расчёта представлены на рис. 3 и 4. Из этих рисунков следует, что экспериментальные зависимости $K_{\tau}(\Phi)$ достаточно близки к расчётным значениям величины K_{τ} , полученным по формуле (3), при условии усреднения величин n_0 и Δp по области $(0, d_{пооб})$. В этой связи представляет интерес анализ экспериментальной и расчётной зависимостей $\tau(\Phi)$. Действительно, если, как об этом говорилось выше, $K_{\tau}(\Phi) = A \cdot e^{-b\Phi}$, (7)

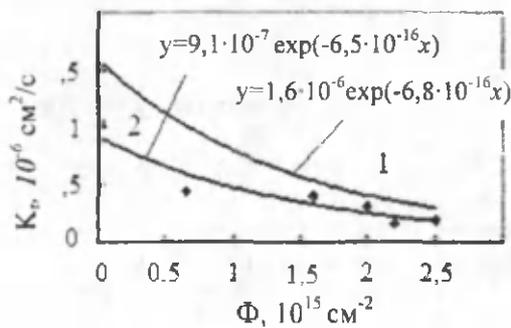


Рис. 3. Расчётные(1) и экспериментальные (2) зависимости $K_{\tau} = f(\Phi)$ для ОН 1-го типа.

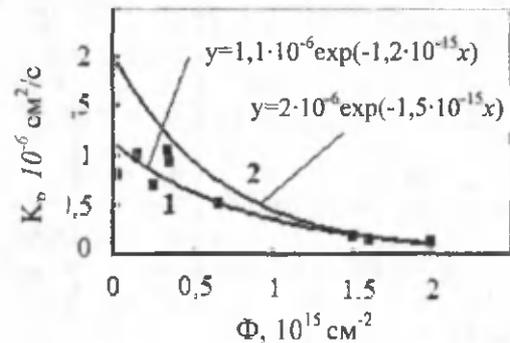


Рис. 4. Расчётные(1) и экспериментальные (2) зависимости $K_{\tau} = f(\Phi)$ для ОН 2-го типа.

то из формулы (1) следует (пренебрегая величиной $1/\tau(0)$, что справедливо для больших величин Φ и, соответственно, малых значений $\tau(\Phi)$), что: $\tau(\Phi) = e^{b\Phi} / A\Phi$, (8)

Видно, что выражение (8) имеет экстремум (минимум) в точке $\Phi = 1/b$ (9)

Физически наличие этого экстремума может быть объяснено двумя возможными механизмами:

- 1-й механизм связан с тем, что в процессе облучения большими флюенсами нейтронов уровень Ферми смещается к середине запрещённой зоны, в то время как рекомбинационные уровни находятся достаточно далеко от этого положения [5]. Экспериментальное подтверждение наличия минимума является косвенным подтверждением справедливости модели Меесенджера [5];

- 2-й механизм, обнаруженный и изученный в [9], обусловлен взаимной компенсацией интенсивности классической рекомбинации через рекомбинационные уровни и интенсивности рекомбинации через потенциальные барьеры, возникающие на границах областей разупорядочения с исходным полупроводником.

На рис. 5 и 6 представлены расчётные и экспериментальные зависимости $\tau(\Phi)$ для ОН обеих типов.

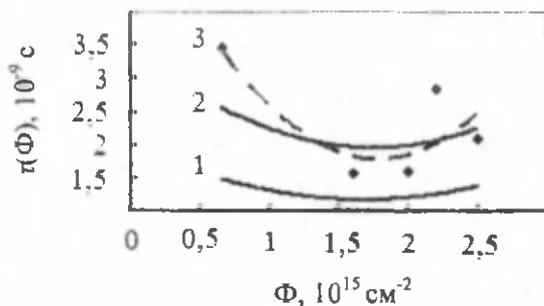


Рис. 5. Зависимости $\tau(\Phi)$ для ОН 1-го типа 1- расчёт по формуле (8) по кривой (1) рис. 3; 2- расчёт по формуле (8) по кривой (2) рис. 3; 3- экспериментальные данные

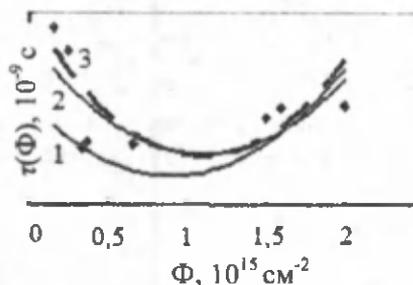


Рис. 6. Зависимости $\tau(\Phi)$ для ОН 2-го типа 1- расчёт по формуле (8) по кривой (1) рис. 4; 2- расчёт по формуле (8) по кривой (2) рис. 4; 3- экспериментальные данные

Из этих рисунков следует, что спрогнозированный выше вид зависимости $\tau(\Phi)$ с точкой минимума, определяемой формулой (9) имеет место. При этом, точка минимума действительно определяется экспоненциальным множителем в зависимости $K_d(\Phi)$. Это обстоятельство, по нашему мнению, является ещё одним доводом в пользу возможности использования модели Мессенджера [5] (формулы (2) и (3)) для расчёта зависимости $\tau(\Phi)$.

Литература

1. Кулаков В.М., Ладыгин Е.А., Шаховцов В.И., Вологдин Э.Н., Андреев Ю.Н. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – Москва: «Советское Радио», 1980. – 126 с.
2. Messenger G.C. Proc. IEEE. –1958. – v. 46. –P.1076
3. Stein M. J.Appl.Phys. –1966. – v. 37. –P. 338
4. Curtis O.L. IEEE Trans. Nucl. Sci Ns. –1966. –v. 13. – № 6. –P.33.
5. Messenger G.C. In: Report of International Symposium on Radiation Effects in Semiconductors. Toulouse, March 1967.
6. Вавилов В.С., Горин Б.М., Данилин Н.С., Кив А.Е., Нуров Ю.Л., Шаховцов В.И. Радиационные методы в твёрдотельной электронике. – Москва: «Радио и связь», 1990. –59 .
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Книга 1. –Москва: «Мир», 1984. – 89 с.
8. Носов Ю.Р. Полупроводниковые импульсные диоды. – Москва: «Советское радио», 1964. – 32 с.
9. Каримов М., Махкамов Ш., Турсунов Н., Жалелов М. Известия высших учебных заведений. Серия Физика, 2008, 11/2, с. 145.

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ КРЕМНИЕВЫХ ДИФФУЗИОННЫХ P-N ПЕРЕХОДОВ ОГРАНИЧИТЕЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЯ

Рахматов А.З., Сандлер Л.С., Скорняков С.П., *Каримов А.В.

ОАО "Foton"

e-mail foton@globalnet.uz

ФТИ АН РУз

karimov@uzsci.net

Одним из критериев определяющих влияние радиационного излучения на структуру полупроводникового прибора является емкость p - n -перехода, а также напряжение пробоя. В работе [1] приводятся результаты исследования влияния облучения на вольтёмкостные характеристики плавных p - n -переходов в кремнии и на напряжения пробоя этих структур. В результате проведенных исследований сделан вывод о том, что при напряжениях, близких к напряжению пробоя, ширина области объемного заряда и напряжения пробоя очень слабо зависят от флюенса облучения. Этот факт в плавных p - n -переходах объясняют тем [2], что при увеличении обратного напряжения за счет увеличения часть области объемного заряда (ООЗ), в которой квазиуровни Ферми опускаются (поднимаются) ниже компенсирующих акцепторных (донорных) уровней и, соответственно, увеличивается та часть ООЗ, в которой введенные облучением компенсирующие уровни неэффективны.

В известных работах [1,2] не приводятся количественные данные о зависимости градиента концентрации не скомпенсированных доноров(акцепторов) в $n(p)$ областях плавных p - n -переходов от

флюенса облучения, хотя экспериментальные кривые, приведённые в этих работах, говорят о наличии такой зависимости.

В данном сообщении приводятся результаты исследования влияния нейтронного облучения на вольтемкостные характеристики ограничителей и напряжения на напряжение ограничения $U_{огр}=50$ В (условно - ОН 1-го типа) и на напряжение ограничения $U_{огр}=200$ В (условно - ОН 2-го типа).

Подробное описание основных принципов технологии изготовления кристалла и сборки исследуемых ОН приведено в [3]. Здесь же приведём основные параметры и технологические режимы его изготовления. Они сводятся к следующему:

- площадь p - n -перехода равна $\sim 9,3 \cdot 10^{-2}$ см²;
- для создания кристалла ОН использовался кремний n -типа с удельным сопротивлением 0.3 Ом·см для ОН 1-го типа ($U_{огр}=50$ В) и 2 для Ом·см ОН 2-го типа ($U_{огр}=200$ В);
- p и n слои создавались диффузией бора и фосфора соответственно.

Диффузия бора и фосфора в кремний проводилась при температуре $1250^\circ \text{C} \pm 5^\circ \text{C}$ в течение 35 и 45 часов для ОН 1-го и 2-го типа соответственно. При этом распределение диффундирующей примеси подчиняется закону функции дополнения ошибок.

Изучение металлографических шлифов структур, полученных по вышеприведённой технологии, показало, что глубина залегания p - n -перехода (глубина диффузии бора) составляет $\sim(37 \pm 1)$ микрон и $\sim(50 \pm 2)$ микрон, а глубина залегания n - n -перехода (глубина диффузии фосфора) равна ~ 45 микрон и ~ 55 микрон для ОН 1-го и 2-го типа соответственно.

Расчёты же, проведённые по формулам работы [4] и исходным данным (коэффициенты диффузии, поверхностные концентрации) работы [5], дали результаты, близкие к вышеприведённым: глубина залегания p - n -перехода для ОН 1-го типа составляет 36,4 микрон, а для ОН 2-го типа – 48,7 микрон.

Облучение образцов нейтронами осуществлялось на исследовательском реакторе ИИН-3М. Флюенс нейтронов определялся по потоку нейтронов с энергией $E \geq 100$ кэВ. Средняя энергия нейтронов при этом составляла ~ 1.5 МэВ, а погрешность дозиметрии - $\pm 20\%$.

С целью получения достоверных данных о структуре p - n -перехода изучаемых ОН (прежде всего о градиенте концентрации примеси и ширине области объёмного заряда) нами снимались, зависимости барьерной ёмкости (C_{p-n}) изучаемых ОН от напряжения (вольтфарадные характеристики). Барьерная ёмкость измерялась мостовым методом на частоте 1МГц по методике, изложенной в ГОСТ 18986.4 с погрешностью не более 5%.

Радиационному воздействию с последующим измерением вышеуказанных параметров подвергались выборки, состоящие из 20 ОН каждого типа. С целью экономии реакторного времени и сокращения количества пусков реактора, выборки были разделены на 5 частей (по 3 – 4 ОН в каждой части), каждая из которых облучалась в два этапа (двумя потоками нейтронов) с измерением параметров ОН после каждого этапа облучения.

На рисунке 1 приведены экспериментальные вольт-фарадные характеристики (зависимости ёмкости p - n -переходов от величины запирающего напряжения) ОН первого и второго типов соответственно до облучения и после воздействия на них различных флюенсов нейтронного облучения. Из этого рисунка видно, что нейтронное облучение наиболее сильно влияет на ёмкость исследуемых p - n -переходов при небольших обратных напряжениях. При увеличении напряжения различие между вольтфарадными характеристиками до и после облучения уменьшается, что полностью соответствует известным литературным данным [2].

Из вольтемкостных характеристик видно, что в ОН 1-го типа исходная ёмкость p - n -перехода под воздействием нейтронного облучения уменьшаются с 1500 пФ до 1000 пФ. В то время как в ОН 2-го типа – уменьшается с 450 пФ до 150 пФ. В дальнейшем по мере увеличения запирающего напряжения изменение ёмкости замедляется. В ОН 1-го типа кривые вольтемкостных характеристик как бы перемещаются в область низких ёмкостей, а закономерность зависимости ёмкости от запирающего напряжения является идентичной. В случае ОН 2-го типа наблюдается снижение начальной ёмкости от флюенса в три раза, что связано с увеличением исходной толщины обедненного слоя p - n -перехода. При этом при всех значениях флюенса нейтронов зависимость $C^3 = f(U)$ как до, так и после облучения с высокой степенью достоверности экстраполяции является линейной вида $C^3 = mU + n$.

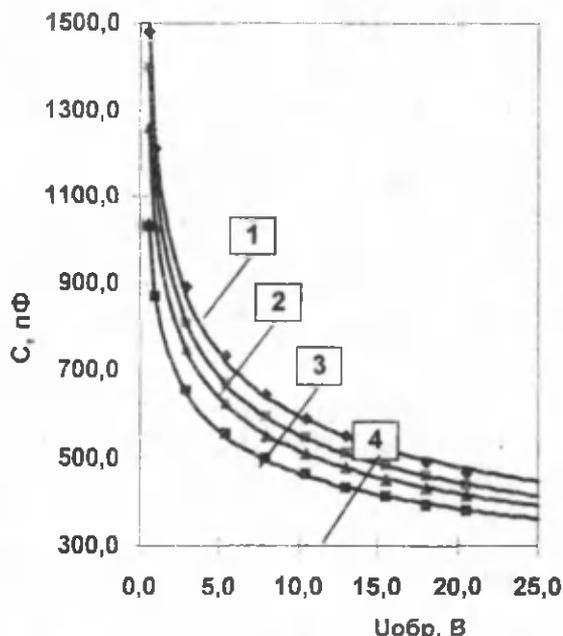


Рис. 1. Экспериментальные вольтфарадные характеристики (зависимости $C = F(U, \Phi)$) для ОН 1-го типа. 1- $\Phi=0$; 2- $\Phi=7.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, 3- $\Phi=1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, 4- $\Phi=2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

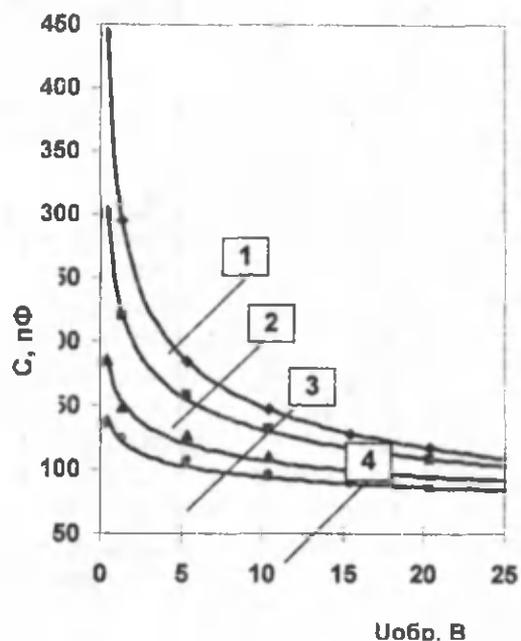


Рис. 2. Экспериментальные вольтфарадные характеристики (зависимости $C = F(U, \Phi)$) для ОН 2-го типа. 1- $\Phi=0$; 2- $\Phi=7.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, 3- $\Phi=1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, 4- $\Phi=2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

На основании вольтемкостных характеристик $C^{-3} = f(U, \Phi=0)$, приведённых на рис. 1 и 2 и классической теории [4] были определены значения градиента концентрации не скомпенсированных доноров (акцепторов), значения напряжения полученные из зависимости $C^{-3} = f(U)$ экстраполяцией на ось напряжений и значения градиентного напряжения, которые присущи исследуемым *p-n*-переходам до облучения (при $\Phi=0$). Все эти значения приведены в таблице 1.

Таблица 1

Данные характеристических параметров до облучения

Наименование параметра	ОН 1-го типа	ОН 2-го типа
Градиент концентрации $a, \text{ см}^{-4}$	$2 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{18}$
Напряжение экстраполяции $U_{\text{экстр}}, \text{ В}$	0,58	0,4
Расчетное градиентное напряжение $U_d, \text{ В}$	0,55	0,41

Из результатов расчётов, приведённых в таблице 1, следует, что, действительно, до облучения (при $\Phi=0$) напряжение экстраполяции весьма близко к расчётному значению градиентного напряжения и, следовательно, увеличение величины $U_{\text{экстр}}$ после облучения является эффектом этого облучения. При этом, воздействие облучения может привести к существенному росту величины $U_{\text{экстр}}$, которое может достигать величин (во всяком случае для ОН второго типа) близких к 10 В.

Анализ причин, которые могли бы привести к подобной ситуации, был проведён в работе [6]. В этой работе показано, что неравенство $U_{\text{экстр}} > U_d$, является следствием наличия *i*- области вблизи *p-n*-перехода. При этом, зависимость $C^{-3} = f(U)$ по форме остаётся аналогичной классической формуле [4]

$$C^{-3} = \frac{12(U + U_{\text{экстр}})}{qa(\epsilon\epsilon_0)^2(S_{p-n})^3} \quad (1)$$

В формуле (1) k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, a – градиент концентрации примеси, создающей *p-n* переход. S_{p-n} – площадь *p-n* перехода, $U_{\text{экстр}}$ равно так называемому градиентному напряжению U_d , где величина « a » в этой формуле является эффективным градиентом концентрации некомпенсированных доноров (акцепторов) за пределами *i*- области.

Таким образом, в результате проведённого исследования:экспериментально подтверждено, что в результате облучения нейтронами *p-n*-переходов с линейным (или близким к нему) распределением

нескомпенсированного заряда, вблизи р-п-перехода образуется область с собственной проводимостью.

Литература

1. В.М. Кулаков, Е.А. Ладугин, В.И. Шаховцов Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. г. Москва, Советское радио, 1980 г., стр. 136 – 139.
2. Т.С. Емельянова, Е.А.Кожухова, В.И.Шаховцов. В кн. Физические процессы в кристаллах с дефектами, Киев, ИФ АН УССР, 1972, 47
3. А.З.Рахматов, А.Ф. Муратов, А.А.Меркулов, Р.И.Исмаилов Способ изготовления ограничителей напряжения Патент № 25328, 1994, Бюллетень № 23
4. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, кн. 1, Москва, Мир, 1984 г., стр. 86 - 91
5. Е.Э. Мазель и Ф.П. Пресс Планарная технология кремниевых приборов. Энергия, Москва, 1974 г.
6. С.Opdorp Solid-State Electronics, 1968, Vol.11, 397.

ВЫРАЩИВАНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ И СПЕКТРАЛЬНАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ $PSI-N(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ СТРУКТУР ПРИ ГАММА ОБЛУЧЕНИИ

Рахмонов У.Х.

*Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз,
fji_uz@mail.ru*

Повышение эффективности полупроводниковых фотопреобразователей является актуальной задачей возобновляемой энергетики. Одной из возможностей решения этой проблемы является проведение целенаправленных исследований примесного фотовольтаического (ПФВ) эффекта [1], возникающего в результате поглощения фотонов с энергией меньшей запрещенной зоны полупроводника изовалентными примесями, образующими твердый раствор замещения с базовым полупроводником и имеющими глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника.

В связи с этим в настоящем сообщении представлены результаты исследования по выращиванию и влиянию гамма облучения на спектральной зависимости фоточувствительности многокомпонентного твердого раствора замещения $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$. В качестве базового компонента был выбран широкозонный полупроводник ZnSe. Компоненты твердого раствора Si_2 , GaP и ZnSe изовалентны между собой, а суммы ковалентных радиусов атомов этих молекул имеют близкие значения, соответственно, $r_{Si} + r_{Si} = 2.34 \text{ \AA}$, $r_{Ga} + r_P = 2.36 \text{ \AA}$ и $r_{Zn} + r_{Se} = 2.45 \text{ \AA}$. Их взаимное замещение не значительно деформирует кристаллическую решетку, и они удовлетворяют условиям образования непрерывного твердого раствора замещения многокомпонентных алмазоподобных полупроводников [2]. Поскольку энергия связи атомов молекул Zn-Se, Si-Si и Ga-P отличаются, то, следовательно, замещение двух атомов молекул ZnSe двумя атомами Si-Si или GaP, а также молекул GaP двумя атомами Si-Si в кристаллической решетке приводит к количественному изменению сил взаимодействия между ближайшими соседями, но ковалентно-тетраэдрический характер связи в кристаллической решетке остаётся (рис. 1 а, б, в). Твердые растворы $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ были выращены методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава в атмосфере водорода.

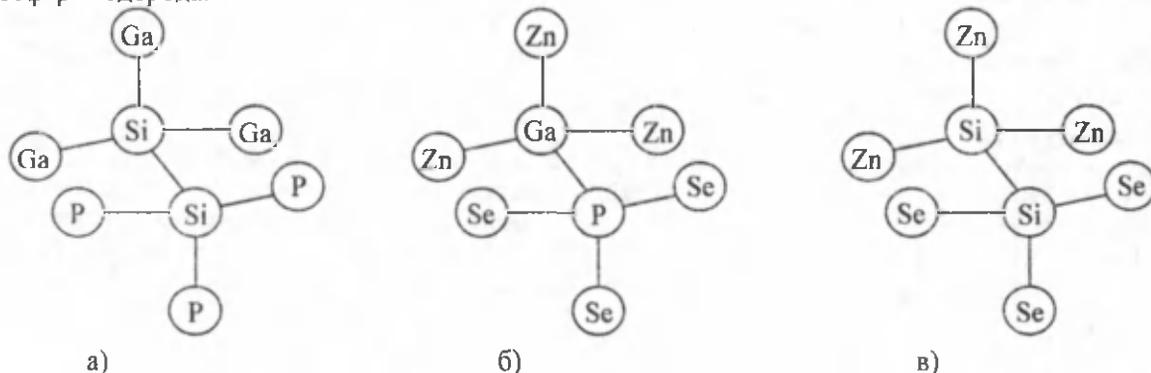


Рис. 1. Пространственные конфигурации двух тетраэдрических связей твердого раствора $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$, при замещении молекул ZnSe двумя атомами Si-Si (а) и GaP (б) – GaP двумя атомами Si-Si (в).

В качестве подложек были использованы монокристаллические пластинки кремния р-типа проводимости с кристаллографической ориентацией (111), толщиной 350–400 мкм и диаметром 20 мм. Состав раствора-расплава, состоящего из компонентов Sn, Si, ZnSe и GaP, вычислялся на основе результатов экспериментальных исследований по растворимости компонентов раствора-расплава в жидкофазной системе Sn–Si–ZnSe–GaP и литературных данных [3-5].

Выращивание пленок осуществлялось при различных значениях параметров технологического процесса: температура начала кристаллизации – T_s , скорость охлаждения – v , толщина зазора между подложками – h . В оптимальном режиме, когда $T_s = 880^\circ\text{C}$, $v = 1 \div 1,5$ град/мин и $h = 1$ мм, выращенные эпитаксиальные слои полностью покрывали поверхность подложки, имели зеркально-гладкие поверхности, толщину ~ 30 мкм и n-тип проводимости.

На рентгеновском микроанализаторе «Jeol» JSM 5910 LV-Japan были проведены исследования химического состава поверхности и скола эпитаксиальных слоев твердого раствора $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$. Результаты рентгеновского микроанализа показали, что распределение компонентов по поверхности однородное, а по глубине - изменяется непрерывно. На поверхности пленки молярное содержание галлия составляло 3,7 ат.%, фосфора – 5,3 ат.%, селена – 43,2 ат.%, цинка – 46,8 ат.% и кремния - 1 ат.%, что соответствует образованию твердого раствора $(\text{ZnSe})_{0,90}(\text{Si}_2)_{0,01}(\text{GaP})_{0,09}$. Структуры облучались гамма-лучами изотопа ^{60}Co с энергией ~1,25 МэВ и мощностью 0,9 рад/с.

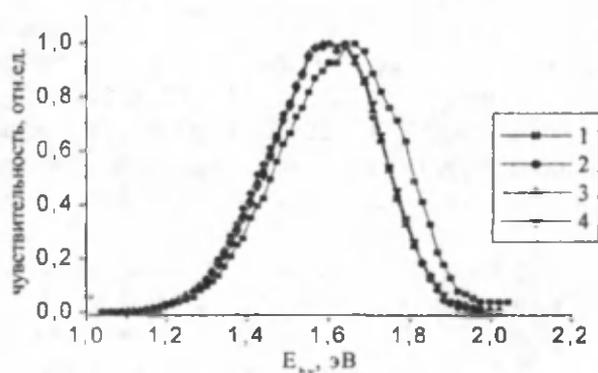


Рис. Спектральные зависимости фоточувствительности рSi-n $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ ($0 \leq x \leq 0,03$, $0 \leq y \leq 0,09$) структур – до (1) и после γ -облучения дозой 10^3 (2), 10^4 (3) и 10^5 (4) рад, соответственно.

На рис. 2. представлены спектральные зависимости фоточувствительности. Освещение осуществлялось со стороны эпитаксиального $n(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ - слоя. На рис. 2. кривая 1 соответствует необлученной, 2, 3 и 4 - облученной гамма-лучами с дозой 10^3 , 10^4 и 10^5 рад структуре, соответственно. Из рис. 2 видно, что после облучения фоточувствительность структур сдвигается в длинноволновую область. Причем, до облучения максимум фотоотклика наблюдается при энергиях фотонов $E_{ph} \approx 1,66$ эВ, а после облучения с дозой 10^3 , 10^4 и 10^5 рад – $E_{ph} \approx 1,58$ эВ. Резкий спад чувствительности структуры в коротковолновой области, по-видимому, обусловлен глубиной залегания разделяющего барьера р-п перехода, которая определяется толщиной эпитаксиального слоя твердого раствора $n(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ и составляет в

нашем случае ~ 30 мкм. Сдвиг чувствительности структуры после радиационного облучения, возможно, обусловлен возникновением радиационных дефектов, приводящие к уменьшению времени жизни неравновесных носителей заряда.

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 «Вольтаические, излучательные свойства, нанодефекты новых твердых растворов и гетероструктур на основе Si, Ge, GaSb, InSb, GaP, GaAs, ZnSe, ZnS, SiC, алмаза» ФИ Комитета КРН и Т РУз.

Литературы

1. Саидов М.С.// Гелиотехника. 2008. № 2. С. 3-10.
2. Саидов М.С.// Гелиотехника. 1997. № 5-6. С.57-61.
3. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Сов. Радио. 1975. 328 с.
4. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. Т. П. М.: Металлургиздат. 1962.
5. Саидов А.С., Саидов М.С., Кошчанов Э.А. Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев Арсенида Галлия и твердых растворов на его основе. Ташкент, изд. «Фан». 1986, 127 с.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО СЛОЯ $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ И ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА $p\text{Si-n}(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ ($0 \leq x \leq 0.03$, $0 \leq y \leq 0.09$) СТРУКТУР

Рахмонов У.Х.¹, Рисбаев Т.Р.²

¹Физико-технический институт НПО Физика-Солнце АН РУз,
г. Ташкент. fti_uz@mail.ru

²Гулистанский Государственный Университет,
120000, г. Гулистан

Выращивание и исследование широкозонных материалов с электрически пассивными изовалентными примесями, энергетические уровни которых лежат в глубине запрещенной зоны базового полупроводника, является актуальным.

Одним из перспективных способов получения таких полупроводниковых твердых растворов является жидкофазная эпитаксия из раствора-расплава.

В данной работе представлены результаты исследования фотолюминесценции эпитаксиального слоя $p(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ и вольтамперной характеристики $p\text{Si-n}(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ гетероструктур.

В качестве базового компонента был выбран широкозонный полупроводник ZnSe, а в качестве примеси – изовалентные молекулы GaP и Si₂. Суммы ковалентных радиусов атомов молекул ZnSe, Si₂ и GaP имеют близкие значения, соответственно $r_{\text{ZnSe}} = 2.45 \text{ \AA}$, $r_{\text{Si}_2} = 2.34 \text{ \AA}$ и $r_{\text{GaP}} = 2.36 \text{ \AA}$, и их взаимное замещение не сильно деформирует кристаллическую решетку и они должны образовать твердый раствор замещения [1].

Твердые растворы $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ были выращены методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава по технологии, описанной в работе [2]. В качестве подложек были использованы монокристаллические пластинки кремния p-типа проводимости диаметром 20 мм с ориентацией (111). Состав раствора-расплава, состоящий из компонентов Sn, Si, ZnSe и GaP, вычислялся на основе результатов экспериментальных исследований жидкофазной системы Sn-Si-ZnSe-GaP и литературных данных [3-6]. Рост эпитаксиальных пленок осуществлялся из ограниченного объема оловянного раствора-расплава в атмосфере очищенного палладием водорода. Выращивание пленок осуществлялось при различных значениях параметров технологического процесса: температура начала кристаллизации – T_k , скорость охлаждения раствора-расплава – v , толщина зазора между подложками – h . В оптимальном режиме, когда $T_k = 880 \text{ }^\circ\text{C}$, $v = 1 \div 1,5$ град/мин и $h = 1$ мм вся поверхность подложки была покрыта эпитаксиальной пленкой с плотной адгезией, причем слои имели зеркально-гладкие поверхности. Эпитаксиальные слои имели электронного типа проводимости.

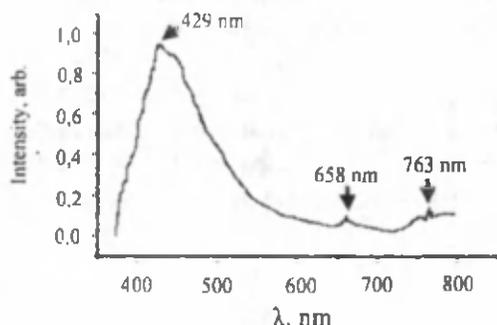


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции TP $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ при температуре жидкого азота – 77 К.

Снимался спектр фотолюминесценции выращенного твердого раствора, который показан на рис. 1. Возбуждение фотолюминесценции производилось лазерным излучением со стороны эпитаксиального слоя при температуре жидкого азота (77 К). Как видно из рис. 1 спектр фотолюминесценции твердых растворов имеет широкую полосу, охватывающую вся видимая область спектра излучения,

начиная от 380 до 800 нм с максимумом излучения при $\lambda_{\text{max}} = 429 \text{ нм}$, что соответствует энергии фотонов $E_{\text{ph}} = 2.89 \text{ эВ}$, что соответствует межзонным электронным переходом в широкозонной компоненты твердого раствора - ZnSe. Интересным результатом в спектре фотолюминесценции является возникновение пиков излучения с небольшими интенсивностями при энергиях фотонов $E_{\text{ph}} = 1.8 \text{ эВ}$ и $E_{\text{ph}} = 1.62 \text{ эВ}$, которые, по-видимому, обусловлены ковалентными связями Ga-P и Si-Si находящихся в узлах тетраэдрических связей твердого раствора $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$, соответственно.

На рис. 2,а представлена темновая вольт-амперная характеристика $p\text{Si-n}(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ гетероструктур в прямом и обратном направлениях, снятая при комнатной температуре. Из рис. 2,а видно, что зависимость темнового тока проявляет выпрямляющие свойства. Коэффициент

выпрямления при малых напряжениях смещения (от 0 до 0.8 В) принимает значения в пределах 1.04–1.8, а при больших (от 1 до 3 В) – 2.1–3.9. При малых напряжениях ток через структуры в прямом и обратном направлениях имеет близкие значения, которое, по-видимому, обусловлено током утечки в р-п переходе. При больших напряжениях (от 1 до 3 В) наблюдается улучшение выпрямляющих свойств.

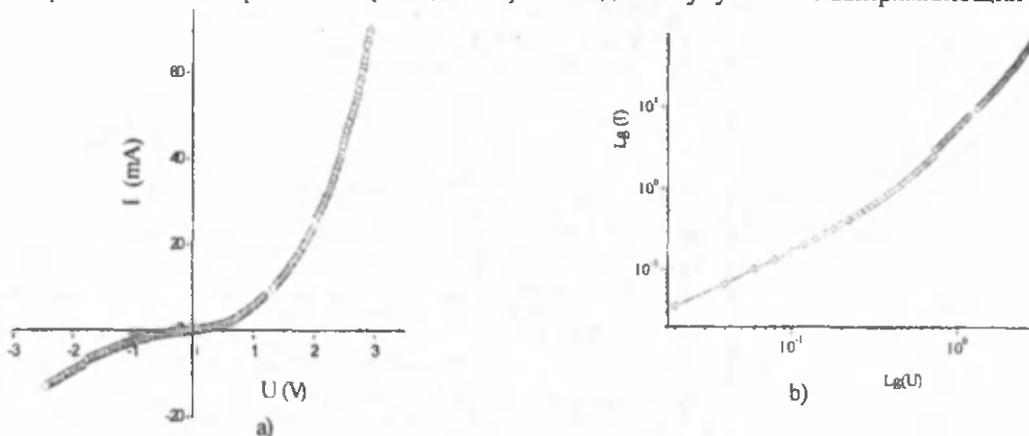


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика $pSi-n(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ ($0 \leq x \leq 0.03$, $0 \leq y \leq 0.09$) гетероструктур при комнатной температуре: а – в линейных масштабах; б – прямая ветвь в двойном логарифмических масштабах.

Вольт-амперную характеристику $pSi-n(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ гетероструктур можно экстраполировать степенной зависимостью типа $I \sim U^m$. Как видно из рис. 2 б на различных участках вольт-амперной характеристики показатель степени – m принимает различные значения. На начальном участке от 0.02 до 0.18 В зависимость тока от напряжения подчиняется Омическому закону – $I \sim U$, т.е. $m = 1$. В случае омической релаксации объемного заряда в n- базе скорость дрейфа носителей определяется зарядом легирующих примесей доноров – $v \sim N_d$. Далее в интервале 0.2–0.7 В, омический участок переходит на зависимость типа $I \approx I_0 + B_0 U^{3/2}$ с $m = 3/2$, где $I_0 = 1.35$ мА. На этом участке, по-видимому, скорость дрейфа начинает быть зависимой от концентрации свободных носителей. С ростом напряжения (при 0.76–1.63 В), когда преобладает дрейфовый перенос свободных носителей, имеет место квадратичная зависимость тока от напряжения типа $I \approx I_0 + A_0 U^2$ с $m = 2$, где $I_0 = 1.72$ мА, A_0 – параметр, зависящий от электро-физических свойств материала.

С ростом уровня возбуждения в интервалах напряжения 2.2 – 2.7 В и 2.7 – 2.9 В показатель степени имеет значения $m = 2.8$ и $m = 3.2$, соответственно. Появление такого участка можно интерпретировать как следствием влияния глубоких дефектов и дефект-примесных комплексов с высокой концентрацией в n- базе на процесс рекомбинации неравновесных носителей. В этом случае скорость рекомбинации (u_r) с учетом рекомбинации через дефект-примесные комплексы, имеющие внутрикомплексный обмен свободными носителями, имеет вид [7].

$$u_r = N_R \frac{c_n c_p (pn - n^2)}{c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) + \alpha \tau_1 pn} \quad (1)$$

где N_R – концентрация рекомбинационных центров, c_n , c_p – сечения захвата электронов и дырок рекомбинационными центрами, соответственно, n_1 и p_1 – факторы Шоккли-Рида для электронов и дырок, соответственно, n и p – концентрации свободных электронов и дырок соответственно, $\alpha \tau_1 pn$ – описывает внутрикомплексный обмен, τ_1 – время внутрикомплексного обмена. Процесс прохождения тока через р-п переход с достаточно длинной базой описывается дифференциальным уравнением:

$$D_a \frac{d^2 p}{dx^2} + v_a \frac{dp}{dx} - u_r = 0 \quad (2)$$

где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, учитывающий совместный диффузионный перенос электронов и дырок, $v_a = \mu_a E_j$ – амбиполярная скорость дрейфа, μ_a – амбиполярная подвижность, E – напряженность электрического поля. В случае, когда рекомбинация через дефект-примесные комплексы существенна, т.е. когда $\alpha \tau_1 pn > c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1)$, решение уравнение (2) с учетом (1) имеет вид:

$$U = A + B\sqrt{I} - D/\sqrt{I} \quad (3)$$

где A , B и D параметры, зависящие от свойств материала базы, в нашем случае твердого раствора $n(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$. Зависимость (3) описывает более быстрый рост тока с напряжением в участке 2.2 – 2.9 В.

Таким образом, механизм прохождения тока через $p\text{Si-n}(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ структуру имеет более сложный характер, зависящий от уровня возбуждения, одной из причинной которого является влияние глубоких дефектов и дефект-примесных комплексов на процесс рекомбинации свободных носителей.

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 «Вольтаические, излучательные свойства, нанодефекты новых твердых растворов и гетероструктур на основе Si, Ge, GaSb, InSb, GaP, GaAs, ZnSe, ZnS, SiC, алмаза» ФИ Комитета КРН и Т РУз.

Литературы

1. Саидов М.С. Твердые растворы кремния и возможность их использования для каскадных солнечных элементов // Гелиотехника.-Ташкент, 1997.-№5-6.- с 57-67.
2. Saidov A.S., Razakov A.Sh. Liquid-phase epitaxy of solid solutions $(\text{Ge}_2)_{1-x}(\text{ZnSe})_x$ // Materials Chemistry and physics. – Elsevier, 2001.-Vol. 68. – P. 1-6.
3. Хасен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. – Москва, Металлургиздат, 1962.- том 1, 608с., том 2, 874 с.
4. Саидов А.С., Саидов М.С., Кошчанов Э.А. Житкозная эпитаксия компенсированных слоев арсенида галлия и твердых растворов на его основе. – Ташкент, «Фан», 1962. – с. 127.
5. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл – полупроводник. – М.: Изд. Мир, 1975. – С. 309.
6. Саидов А.С. Житкофазная эпитаксия твердых растворов $(\text{IV}_2)_{1-x}(\text{A}_3\text{B}^5)_x$ // Узбекский физический журнал. – Ташкент, 1993. - № 4. – С.48-51.
7. Лейдерман А.Ю., Минбаева М.К., ФТП, т.30, №10, С.1729-1738, 1996.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$ ($0 \leq x \leq 1$) ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

А.С Саидов, Д.В. Сапаров, Ш.Н. Усманов

Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз,
г.Ташкент ул. Бодомзор йули 2^б, dada@uzsci.net

Для получения качественных, но недорогих полупроводниковых приборов необходимо разработать технологии выращивания эпитаксиальных пленок дорогих полупроводниковых соединений A^3B^5 , в частности GaAs и GaP на дешевые Si подложки. Из-за большого различие коэффициентов термического расширения, а также параметров решеток подложки и выращиваемой эпитаксиальной пленки, такое гетероэпитаксиальное выращивание пленок сопряжено большими техническими трудностями. При выращивании эпитаксиальных пленок GaP непосредственно на Si подложки, в пленке образуются множество дефектов, которые делают эти пленки негодными для технического применения. Для устранения этого недостатка, мы решили использовать буферный слой, расположенный между Si подложкой и пленкой GaP. Буферный слой состоит из твердого раствора замещения $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$ ($0 \leq x \leq 1$), у которого состав плавно изменяется от чистого Si до GaP по мере наращивание пленки. Основываясь на результатах анализа литературных и предварительно полученных экспериментальных данных, можно сказать, что Si₂ и GaP образуют непрерывный твердый раствор замещения. На рис.1 приведена спектр фотолюминесценции гетероструктуры $p\text{Si-n}(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$. Как видно из рисунка молекулы кремния в GaP дают уровень в длинноволновой области спектра, соответствующий энергии 1,47эВ.

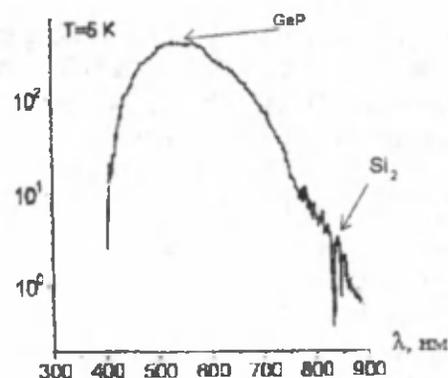


Рис.1. Фотолюминесценция $p\text{Si-n}(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$ гетероструктуры, измеренная при 5К.

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$)А.С. Сяидов¹, Ш.Н. Усмонов¹, М. Каланов²¹Физико-технический институт АН РУз, ул. Бадамзар йули 2 Б, г. Ташкент, 100084.

E-mail: amin@uzsci.net, sh_usmonov@rambler.ru

²Институт Ядерной Физики АН РУз, Рабияханум 3, г. Ташкент, 100214.

E-mail: kalanov@inp.uz

В данной работе представлены результаты рентгеноструктурного исследования твердого раствора (ТР) $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ ($0 \leq x \leq 0,01$), выращенного методом жидкофазной эпитаксии из Sn раствора-расплава. В качестве подложек были использованы Si шайбы диаметром 20 мм, толщиной ~ 350 мкм, дырочного типа проводимости с удельным сопротивлением ~ 0.01 Ом·см. Состав раствора-расплава был получен на основе предварительных исследований системы Si–CdS–Sn и литературных данных [1-2]. Выращенные слои, в зависимости от параметров технологического процесса: расстояние между верхними и нижними подложками, начало температуры кристаллизации и скорость охлаждения Sn раствора-расплава, имели толщину 5–20 мкм и электронного типа проводимости с удельным сопротивлением ~ 0,016 Ом·см.

Исследования химического состава поверхности и скола, выращенных эпитаксиальных слое ТР на рентгеновском микроанализаторе «Jeol» JSM 5910 LV-Japan показывает, что распределение компонентов по поверхности пленки однородное, а состав ТР $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ по толщине слоя изменяется в пределах $0 \leq x \leq 0,01$.

Структурные исследования со стороны подложки и эпитаксиальной пленки были выполнены при 300 К на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М (CuK_α – излучения, $\lambda = 0.15418$ нм) по схеме ω - 2θ с монохроматором из совершенного кристалла кремния (отражение (111), FWHM = 6.2") в ИЯФ АН РУз. На рис. 1 представлена рентгенограмма Si подложки. Видно, что в дифракционной картине присутствуют несколько структурных рефлексов селективного характера с различной интенсивностью над уровнем неупругого фона. Анализ показал, что поверхность подложки соответствует кристаллографической плоскости (111). Об этом свидетельствуют присутствия на рентгенограмме из серии селективных рефлексов ННН (где Н=1, 2,...), интенсивные линии $(111)_{\text{Si}}$ с $d/n = 0.3142$ и $(222)_{\text{Si}}$ с $d/n = 0.1570$ нм. β составляющая структурной линии первого порядка $(111)_{\text{Si}}$ видна при угле рассеяния $2\theta = 25.7^\circ$. Большая интенсивность ($4 \cdot 10^5$ имп·сек⁻¹) основного рефлекса $(111)_{\text{Si}}$ и узкая ширина (FWHM = $2.62 \cdot 10^{-3}$ рад), свидетельствует о совершенстве кристаллической решетки подложки. Однако, отсутствие расщепления этого рефлекса по α_1 и α_2 излучениям, то есть его синглетная форма показывает наличие упругого микронапряжения в решетке подложки (рис.1, вставка). Этот вывод подтверждается присутствием на рентгенограмме запрещенного отражения $(222)_{\text{Si}}$ с $d/n = 0.1570$ нм ($2\theta = 58.8^\circ$), интенсивность которого относится к интенсивности основного пика $(111)_{\text{Si}}$, как $I(222) / I(111) = 1.77 \cdot 10^{-3}$. Эти факты свидетельствуют о неоднородном распределении кислорода по междоузлиям решетки кремния и наличии локальных областей с микроискажениями. По закону погасания дифракционных отражений, рефлекс (222) не должен быть на рентгенограмме неискаженной решетки алмазоподобной структуры. Он появляется только при наличии искажений (упругого микронапряжения) в решетке. Хорошие (близкие к расчетному) расщепления $(222)_{\text{Si}}$ рефлекса по α_1 и α_2 излучениям и отсутствие аналогичного расщепления для основного отражения $(111)_{\text{Si}}$ свидетельствует о том, что упругое напряжение в основном сосредоточено на поверхностном слое подложки. В этом случае упругие микронапряжения в решетке подложки может быть вызвано различием ионных радиусов кремния ($r_{\text{Si}^{4+}} = 0.42 \text{ \AA}$) и кислорода ($r_{\text{O}^{2-}} = 1.40 \text{ \AA}$) [3], а также термическим напряжением ростового характера [4].

Кроме того, на правом крыле основного рефлекса (111) наблюдается пологий наклон интенсивности, свидетельствующий о наличии дефектов типа упаковки в решетке подложки (рис. 1). На этой пологости четко выделяется со слабой интенсивностью селективный рефлекс (110) с $d/n = 0.2495$ нм ($2\theta = 36.0^\circ$), вызванный примесной фазой – SiO_2 подложки. Характерный размер структурных фрагментов этой фазы составляет 38 нм. Отношение интенсивности этого рефлекса к интенсивности основного отражения (111) составляло – $I(110) / I(111) = 8.18 \cdot 10^{-4}$, что больше чем 10^{-4} , соответствующему однородному распределению кислорода в решетке Si [5]. Наблюдаемое на малых углах рассеяния широкое диффузное отражение с $d/n = 0.543$ нм ($2\theta = 16.3^\circ$) обусловлено

структурными фрагментами SiO_x на поверхности подложки с ненасыщенными связями, размеры которых составляли $L_d = 1.4$ нм.

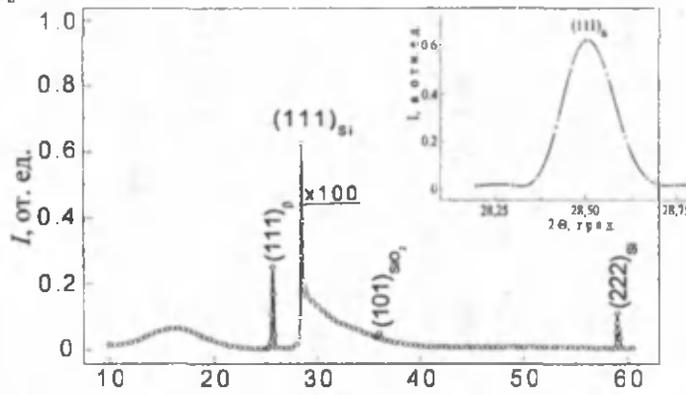


Рис. 1. Рентгенограмма Si подложки.

На рис. 2 представлена рентгенограмма эпитаксиальной пленки $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ ($0 \leq x \leq 0,01$). В рентгенограмме пленки интенсивность диффузного отражения выросла в 3 раза, а ее ширина увеличилась на 20 %; интенсивность основного рефлекса (111) выросла на 31 %, его ширина выросла на 11 %, а интенсивность его второго порядка (222) увеличилась всего на 10 %; отсутствовал структурный рефлекс (110) от примесной фазы SiO_2 ; появился новый селективный рефлекс с $d/n = 0.1681$ нм ($2\theta = 54.6^\circ$) с заметной интенсивностью и шириной $\omega = 0.0023$ рад; уровень неупругого фона также увеличилась в среднем в 2 раза.

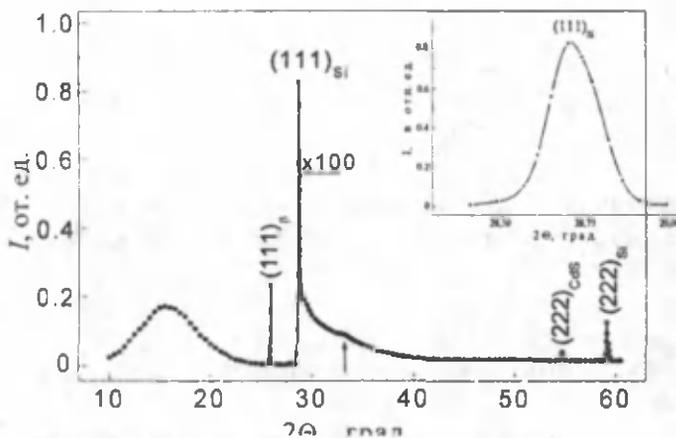
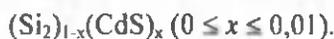


Рис. 2. Рентгенограмма эпитаксиальной пленки



(рис. 3) в дефектоспособных областях кремниевой решетки пленки, где имеются узлы с высоким потенциалом, то есть вблизи границы раздела блоков. Поскольку интенсивность рассеяния рентгеновских лучей пропорциональна атомному номеру (Z) элементов, такая замена ионов приведет к росту интенсивности данного рефлекса, что и наблюдается в эксперименте. Этот вывод подтверждается появлением нового селективного рефлекса с $d/n = 0.1681$ нм ($2\theta = 54.6^\circ$) с заметной интенсивностью и шириной $\omega = 0.0023$ рад в дифракционной картине пленки. Анализ показал, что этот рефлекс $(222)_{\text{CdS}}$ обусловлен от нанокристаллов CdS с размерами субкристаллитов 62 нм. Отсутствие дифракционного отражения (110) от примесной фазы SiO_2 при $2\theta = 36.0^\circ$ в рентгенограмме пленки (местоположение показано стрелкой рис. 2) позволяет предположить, что молекулы CdS замещают и молекулы SiO_x в слоях между блоками. Это предположение также подтверждается с трехкратным увеличением интенсивности диффузного отражения при $2\theta = 15.8^\circ$. Синглетная форма основного рефлекса (111) (рис. 2, вставка) также показывает наличие упругих микронапряжений ростового характера и в кристаллической решетке пленки [5]. Наблюдаемая некоторая асимметричность в форме рефлекса свидетельствует о неоднородном распределении этих микронапряжений в пленке, вызванные различием ионных радиусов кремния ($r_{\text{Si}^{4+}} = 0.42 \text{ \AA}$), кадмия

($r_{Cd}^{2+} = 0.97 \text{ \AA}$) и серы ($r_S^{2-} = 1.81 \text{ \AA}$), которые расположены в узлах замещения [6]. Все эти факты должны вызвать рост интенсивности запрещенного отражения $(222)_{Si}$, что и наблюдается 10 %-ный рост интенсивности этого рефлекса в эксперименте.

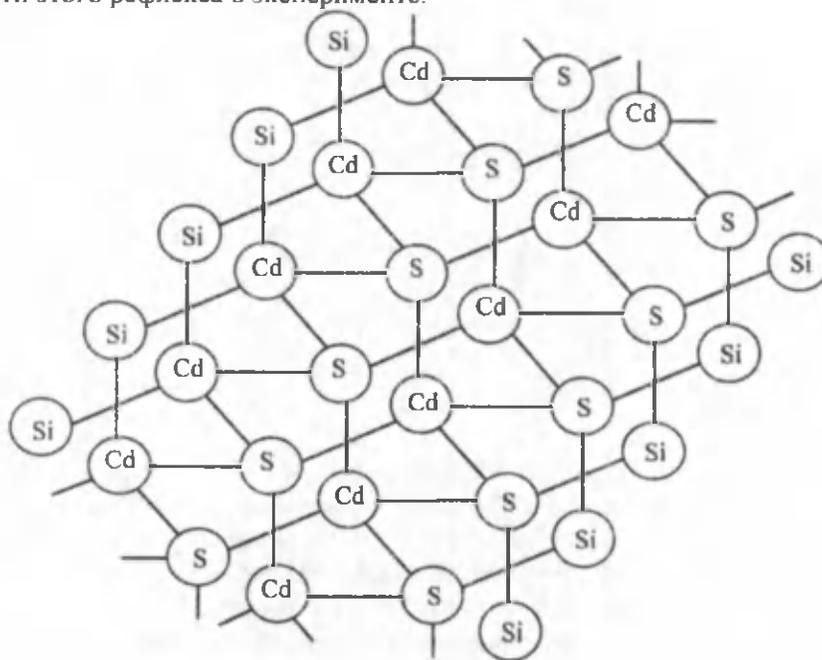


Рис. 3. Тетраэдрические связи твердого раствора замещения $(Si_2)_{1-x}(CdS)_x$.

Таким образом, анализ рентгенограммы показал, что полученная пленка является твердым раствором замещения сульфида кадмия в кремнии – $(Si_2)_{1-x}(CdS)_x$ (рис. 3) и монокристаллическим с ориентацией (111).

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 «Вольтаические, излучательные свойства, нанодфекты новых твёрдых растворов и гетероструктур на основе Si, Ge, GaSb, InSb, GaP, GaAs, ZnSe, ZnS, SiC, алмаза» ФИ Комитета КРН и Т РУз.

Литература.

1. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. Т. П. М.: Metallurgizdat, 1962.
2. Саидов А.С., Саидов М.С., Кошчанов Э.А. Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев Арсенида Галлия и твердых растворов на его основе. Ташкент, изд. «Фан». 1986, с.127.
3. Краткий справочник физико-химических величин. Под ред. А. А. Равделя и А. М. Пономаревой. –Л.: Химия, 1983. –232 с.
4. К. Рейви. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. Под ред. С. Н. Горина, пер. с англ. –М.: Мир, 1984. – 475 с.
5. И. Н. Захарченко, П. Н. Тимонин, Е. В. Свиридов, В. А. Алешин. Структурные фазовые переходы в гетерозпитаксиальных сегнетоэлектрических пленках. Кристаллография, 2002. Т. 47, № 2. С. 322–325.
6. В. В. Афросимов, Р. Н. Ильин, С. Ф. Карманенко, В. И. Сахаров, И. Т. Серенков. Влияние свойств подложек на морфологию нанометровых пленок $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$. ФТТ, 2003. Т. 45, № 6. С. 1070–1075.

ВЫРАЩИВАНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $(Si_2)_{1-x}(GAN)_x$ НА SI ПОДЛОЖКАХ И ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ГЕТЕРОСТРУКТУР $PSI-N(Si_2)_{1-x}(GAN)_x$

Саидов А.А., Аллаярова З.К.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,
Ташкент, zarifa_zari@mail.ru

В настоящее время нитрид галлия (GaN) является основным полупроводниковым соединением для получения светодиодов со синим излучением. Поэтому выращивание и исследование широкозонных материалов GaN с электрическими пассивными изовалентными примесями, энергетические уровни которых лежат в глубине запрещенной зоне базового полупроводника, является актуальным.

Твердые растворы $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$ выращивались методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава в атмосфере очищенного водорода. В качестве подложек были использованы монокристаллические Si шайбы КДБ-0.01 и КЭФ-5 с диаметром 20 мм, толщиной 400 мкм и кристаллографической ориентацией (111). При выращивании варьировались параметры технологического процесса: состав раствора-расплава, температура начала и окончания кристаллизации, скорость принудительного охлаждения и расстояние между горизонтально расположенными Si подложками. Состав раствора-расплава Sn-Si-GaN был определен на основе результатов предварительных опытов и литературных данных [1,2] – Sn - 97.78 вес.%, Si - 0.97 вес.%, GaN - 1.25 вес.%. В оптимальных режимах температурный интервал роста составлял 950 – 850 °C, скорость охлаждения – 1 град/мин и расстояние между горизонтально расположенными подложками 1 мм. При выбранных параметрах технологического процесса вся поверхность подложки была покрыта сплошной однородной эпитаксиальной пленкой. Поверхность пленки была гладко-зеркальная, по всей поверхности толщина эпитаксиального слоя была одинаковая и составляла 15 мкм. Специально нелегированные пленки имели электронный тип проводимости.

На рис. 1 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) изготовленных гетероструктур $p\text{Si}-n(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$. Анализ ВАХ показывает, что прямую ветвь ВАХ можно разделить на несколько участков. В начальном участке, когда подаваемое напряжение слабое - от нуля до 0.08 В наблюдается омический закон прохождения тока – $I = 13.8 \cdot V$. Далее с ростом напряжения до 0.2 В имеет место экспоненциальная зависимость тока по напряжению – $I = I_0 \cdot \exp(qV/ckT)$, с показателем экспоненты $c = 3.2$. С ростом напряжения от 0.2 до 1.1 В опять следует омический участок – $I \approx V$. Появление второго омического участка можно объяснить модуляцией объемного заряда центрами прилипания в высокоомной базе $n(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$ твердого раствора. За омическим участком в интервале напряжения от 1.2 до 2.5 В имеется степенная зависимость тока – $I = A \cdot V^m$, со значением степени $m = 2.7$. Такая смена зависимости возможно обусловлен тем, что при напряжениях более 1.2 В инжектированные неравновесные носители полностью заполняют центров прилипания и в дальнейшем происходит модуляция объемного заряда глубокими рекомбинационными центрами в базе $n(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$ и в дрейфовом режиме диэлектрической релаксации объемного заряда наблюдается степенная зависимость со степенью близкой к кубическому закону $m = 2.7$.

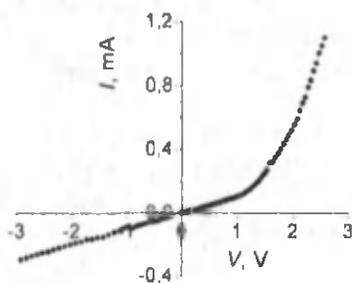


Рис.1. Темновая вольт-амперная характеристика гетероструктур $p\text{Si}-n(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$ при комнатной температуре.

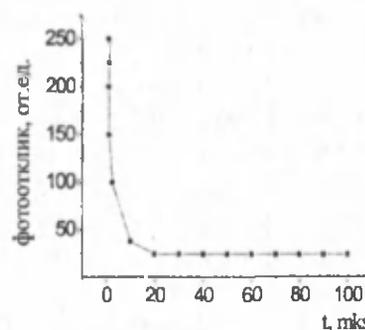


Рис.2. Кривая фоторелаксации гетероструктур $p\text{Si}-n(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$.

Были исследованы также время релаксации фотопроводимости гетероструктур $p\text{Si}-n(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$ (рис.2). Время релаксации неравновесных носителей тока (τ) в твердом растворе $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$ оценивалось по релаксации фотопроводимости неравновесных носителей тока при малом уровне возбуждения. Возбуждение неравновесных носителей осуществлялось световым импульсом с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм в собственной области поглощения.

Релаксационная кривая описывается экспоненциальной зависимостью:

$$\Delta n = \Delta n_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (1)$$

где Δn_0 – концентрация неравновесных носителей при фотовозбуждении образца, Δn – концентрация неравновесных носителей через время t после снятия возбуждения, τ - постоянное время релаксации.

Постоянные времена релаксации вычислялись из наклона экспоненциального участка зависимости:

$$\ln(\Delta n) = \ln(\Delta n_0) - \frac{1}{\tau} \cdot t, \text{ и составляло } t \approx 24 \text{ мкс.}$$

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 «Вольтаические, излучательные свойства, нанодфекты новых твердых растворов и гетероструктур на основе Si, Ge, GaSb, InSb, GaP, GaAs, ZnSe, ZnS, SiC, алмаза» ФИ Комитета КРН и Т РУз.

Литературы.

1. А.С. Саидов, М.С. Саидов, Э.А. Кошчанов Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев Арсенида Галлия и твердых растворов на его основе. Ташкент, «Фан». 1986, с.127.
2. М. Хансен, К. Андерко. Структуры двойных сплавов. М., Металлургиздат, 1962.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗРАБОТКИ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

М.С. Саидов

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,
ул. Бадамзар йули 2 Б, г. Ташкент, 100084, Узбекистан.

Исследование и разработка высокоэффективных полупроводниковых преобразователей является важнейшей проблемой возобновляемой энергетики. Широкомасштабное производство и применение Si солнечных элементов (СЭ) с эффективностью 15 % следует рассмотреть как важный этап в развитии фотовольтаики. По нашему мнению дальнейшие поиски будут происходить в трех направлениях: 1) разработка высокоэффективных каскадных полупроводниковых преобразователей на основе Si СЭ; 2) становление и развитии фототермовольтаики; 3) разработка каскада Si СЭ с фототермоэлементом (ФТЭ). В настоящее время осуществлено широкомасштабное производство СЭ с одним р-п- переходом на основе Si, CuInSe₂ и CdTe. По-видимому, недалеко в будущем производство электроэнергии за счет СЭ, будет осуществляется только за счет гелиоустановок на основе Si СЭ с эффективностью 20-22%. С этим завершается реализация потенциала СЭ с одним р-п- переходом. Поэтому следующий этап исследований и разработок в этой области связаны созданием высокоэффективных каскадных полупроводниковых преобразователей с Si СЭ с двумя или тремя р-п- переходами. Каскад с тремя р-п- переходами может состоять из СЭ на основе полупроводникового материала с шириной запрещенной зоны (E_g) 1,8-2 эВ, а нижней СЭ каскада может быть изготовлен на основе материалов с $E_g = 0,3-0,6$ эВ.

В работе [1] было показана возможность множественной генерации электронно-дырочных (e-h) пар с помощью каскада р-р гетеропереходов расположенных в фронтальной части СЭ. В солнечном термоэлементе (СТЭ) исключается потери из-за термализации фотоносителей. Тепло, выделенное при термализации высокоэнергичных носителей, способствует теплогенерации дополнительных e-h пар.

Предлагаем идею СТЭ с фотонагреваемыми узкозонными слоями, в которой первичная излучательная энергия поступает со скоростью света и значительная часть поглощается узкозонными слоями р-п структуры. Фотоэлектроны, генерированные фотонами с энергией больше чем E_g полупроводника термализуются и нагревают узкозонные слои, следовательно в узкозонном слое одновременно происходит фото- и термогенерация e-h пар. Рассмотрим конструкцию СТЭ, показанной на рис. 1 состоящий из селективного покрытия, широкозонного фронтального слоя и р-п-перехода узкозонного полупроводника. Термоизоляционный слой, нанесенный на тыльный омический контакт уменьшает теплотери.

При поглощении основной части солнечной радиации в узкозонных р- и п- слоях возникает около $4 \cdot 10^{17}$ e-h пар [2]. За счет избыточной энергии фотоэлектронов происходит нагрев р- и п- слоев, где происходит термогенерация e-h пар. Селективное покрытие отражает инфракрасную часть солнечного спектра, составляющей 20% мощности падающей солнечной радиации R_s . Он отражает также тепловое излучение элемента. Широкозонный r_w - слой поглощает фотоны с энергией $\geq \sim 3$ эВ и его фотоносители переходя в узкозонный r_n - слой вносит вклад в эффективность элемента. Этот слой служит также как термоизоляция фронтальной части элемента. Следует, отметить, что при конструировании СТЭ широкозонного r_w - слоя можно заменить слоем прозрачного материала, толщина которого выбирается таким образом, чтобы обеспечить оптимальную термоизоляцию (рис. 1 б). Толщины r_n - и p_n - узкозонных слоев выбираются с учетом времени жизни фотоносителей, которые могут расти с повышением температуры, вызывающий рост концентрации термоносителей

или с целью выравниванию их температур. Выравнивание температуры узкозонных слоев, также можно обеспечить, используя p_n - слой с $E_g > 0.2$ эВ.

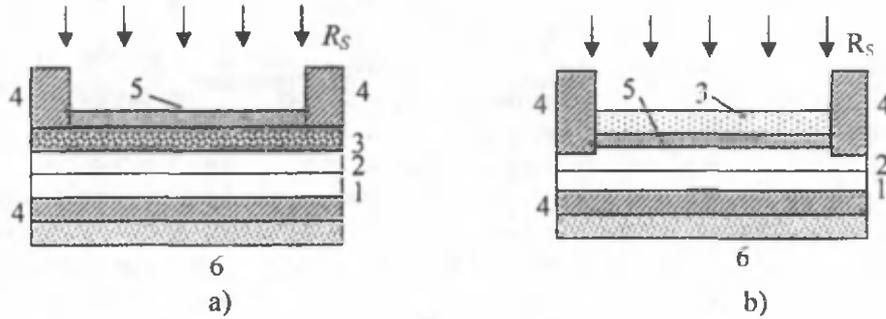


Рис. 2. Схема солнечного термоэлемента: 1,2 – p - n -переход на узкозонном полупроводнике, 3 – слой широкозонного полупроводника p -типа (а) или прозрачный материал (б), 4 – омические контакты, 5 – селективное покрытие, 6 – термоизоляционный слой, R_s – солнечная радиация.

В СТЭ сосредотачивается около 80% мощности солнечной радиации, часть которой, теряется его тепловым излучением и конвективными тепловыми потерями. Если принять, что эти потери составляют $\sim 10\%$, то 70% мощности солнечной энергии обеспечивает генерации e - h пар, который определяет эффективность элемента. При мощности солнечной радиации падающей на 1 см^2 площади за 1 с равной 0.1 Вт имеем $6.25 \cdot 10^{17} \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}$. 70% от $6.25 \cdot 10^{17} \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}$ составляет $4.375 \cdot 10^{17} \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}$. Пусть, E_g узкозонного полупроводника составляет 0.2 эВ . В этом случае $4.375 \cdot 10^{17} \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}$ мощность может генерировать $5 \cdot 4.375 \cdot 10^{17} \approx 2.2 \cdot 10^{18}$ e - h пар, который определяет ток короткого замыкания элемента. В Si СЭ максимальное число e - h пар имеет значение $\sim 2.8 \cdot 10^{17}$ [2], поэтому отношение значения тока короткого замыкания солнечного термоэлемента и Si фотоэлемента составляет ~ 7.86 . По-видимому, из-за сильного легирования p - и n - слоев напряжение холостого хода (V_{xx}) солнечного термоэлемента может достигать 0.14 - 0.15 В . Отношение $V_{xx, \text{Si}}$ на V_{xx} солнечного термоэлемента составляет ~ 5 . При прочих равных условиях отношение эффективности термоэлемента ($\eta_{\text{ТЭ}}$) и Si солнечного элемента ($\eta_{\text{Si, СЭ}}$) будет $\eta_{\text{ТЭ}}/\eta_{\text{Si, СЭ}} = I_{\text{кз, ТЭ}} \cdot V_{xx, \text{ТЭ}}/I_{\text{кз, Si, СЭ}} \cdot V_{xx, \text{Si, СЭ}} = 1.57$, следовательно, предельная эффективность СТЭ на 57% больше, чем эффективности идеального Si СЭ, равной $\sim 29\%$ [3] и составляет более 45%. Если общие теплотери окажется 40% то предельная эффективность солнечного термоэлемента будет составлять $\sim 37\%$.

К основным преимуществам солнечного термоэлемента по сравнению с существующими Si, CuInSe₂, CdTe СЭ и Bi₂(Se₃)_{1-x}(Te₃)_x термоэлементами можно отнести следующие:

- снижение потери солнечной энергии, присущие СЭ и связанные с электро- и теплопроводностью ветвей термоэлементов, которое способствует достижение высокой эффективности;
- использование тонких сильнолегированных поликристаллических слоев без специальных требований к чистоте;
- доступность и низкая стоимость используемых материалов для изготовления солнечных термоэлементов.

Несмотря на перспективность разработки термоэлементов с фотонагреваемыми узкозонными слоями, представляет интерес разработки каскада широкомасштабно производимых Si СЭ с ФТЭ на основе полупроводников с $E_g = (0.2 - 0.3) \text{ эВ}$. Выбор Si СЭ для каскада обусловлен тем, что более 80% коммерческих СЭ изготавливаются на основе Si.

Основные дополнительные технические задачи изготовления каскада Si СЭ с ФТЭ является осаждение прозрачного металлического слоя на тыльную поверхность Si p - n - структуры и получение на нем ФТЭ из узкозонного полупроводника. По-видимому, необязательно нанесение композитного прозрачно металлического слоя между p - n - структурами каскада, а можно ограничиться созданием омического контакта между p - n переходами каскада в виде металлической сетки (рис. 2, 5), аналогичного омического контакта на фронтальной поверхности Si СЭ. Для сохранения тепловой энергии, возникающей в Si солнечном, и ФТЭ в результате термолизации фотоэлектронов необходимо приложить на фронтальную поверхность каскада прозрачную пластинку (рис. 2, 6), а на тыльную поверхность теплоизоляцию (рис. 2, 7). Фотоны с энергией больше чем $E_{g, \text{Si}}$ кремния генерируют электронно-дырочные (eh) пары в $n\text{Si}$ -, $p\text{Si}$ - слоях структуры фотоэлемента, а с энергией меньше чем $E_{g, \text{Si}}$ в n - и p - слоях структуры ФТЭ, обозначим их через n - pt и p - pt соответственно. При

мощности солнечной радиации $\sim 0,1 \text{ Вт/см}^2$ (одно солнце), каскад может нагреться до $70\text{-}80 \text{ }^\circ\text{C}$, так как $\sim 50\%$ солнечной радиации преобразуется в тепло в Si СЭ и $\sim 15\%$ в ФТЭ. Для ФТЭ полупроводниковый материал необходимо выбирать таким образом, чтобы при температуре $70\text{-}80 \text{ }^\circ\text{C}$ концентрация его собственных носителей была больше чем $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и превышала более чем в 4 раза концентрацию e-h пар, равное $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, фотогенерируемые в Si СЭ. Желательно, чтобы материал ФТЭ был прямозонным, а толщина его n-p- структуры составляла не более 10 мкм. Очевидно, что температура каскада будет неравномерным – фронтальный слой Si СЭ толщиной ~ 10 мкм и ФТЭ имеет максимальную температуру, так как в них происходит термолизация фотоэлектронов. Поэтому в фронтальном и тыльном направлениях каскада происходит теплоотвод и термогенерированные в ФТЭ e-h пары разделяются его n-p- переходом, как фотогенерированные в Si СЭ и создают соответствующее напряжение, сумма которых образует напряжение холостого хода каскада. Концентрация фотогенерированных носителей в компонентах каскада независит от температуры, а термогенерированные e-h пары в ФТЭ могут значительно повысить ток короткого замыкания ФТЭ.

В случае раздельного использования мощности Si СЭ с эффективностью при рабочей температуре 16% и ФТЭ эффективность каскада может достигать до 49% [4].

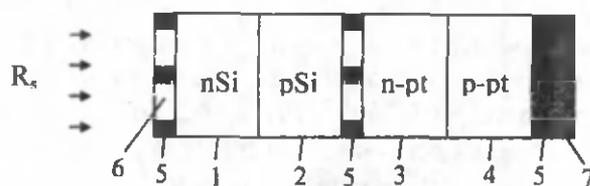


Рис. 2. Схема каскада: 1 - nSi, 2 - pSi - n-p- структура Si солнечного элемента, 3 - n-pt, 4 - p-pt - n-p- структура фототермоэлемента, 5 - омические контакты, 6 - прозрачная пластинка, 7 - теплоизолирующий слой, R_s - солнечная радиация.

Широкомасштабное производство каскадных СЭ с использованием Si СЭ и ФТЭ может привести к снижению стоимости вырабатываемой электроэнергии.

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 «Вольтаические, излучательные свойства, нанодфекты новых твёрдых растворов и гетероструктур на основе Si, Ge, GaSb, InSb, GaP, GaAs, ZnSe, ZnS, SiC, алмаза» фундаментальных исследований Комитета КРН и Т РУз.

Литературы.

1. Саидов М.С. Гелиотехника. № 4, 2011 г. С.
2. Wolf M. Proc. IRE. 1960. V. 48. p. 1246.
3. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. 2 том. 1984. Москва, «Мир». 455 с.
4. Саидов М.С. Гелиотехника, 2013, № 2, С. 32-34.

ВОЗМОЖНОСТЬ СОЗДАНИЯ УФ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК КАРБИДА КРЕМНИЯ И АЛМАЗА, ПОЛУЧЕННЫХ CVD-МЕТОДОМ

Салиев Т.М., Лутпуллаев С.Л., Кутлимуратов А., Саидхонов Н.Ш.

Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз,
г.Ташкент ул.Бодомзор йули 2^Б, Saliev@uzsci.net

В настоящее время интенсивно ведутся исследования в области создания селективных УФ приемников, позволяющих определять уровень УФ излучения, падающих на земную поверхность из космоса, так как УФ излучение оказывает отрицательное влияние на организм человека и всему живому существу на Земле. К настоящему времени УФ детекторы изготавливаются в основном на основе p - n-структур или барьеров Шоттки, созданных на основе полупроводниковых материалов GaN, AlGaIn, SiC, а также ZnO- и ZnS [1].

Для того чтобы определить какой структуре отдавать предпочтение, нам требуется выяснить, какую область УФ излучения следует детектировать. Исходя из этих соображений, выбирают необходимый полупроводниковый материал и вид изготавливаемой структуры. Эти задачи хорошо описаны в [1].

Как известно, карбид кремния имеет множество политипов, причем наиболее актуальным для УФ фотометрии являются 6H-SiC ($E_g = 3,0 \text{ эВ}$) и 4H-SiC ($E_g = 3,23 \text{ эВ}$). Важными достоинствами SiC являются высокая скорость электронов, отсутствие деградации при мощном длительном УФ

излучении и нечувствительность SiC-фотодиодов к видимому и инфракрасному излучениям. Кроме этого приборы на основе SiC способны работать при высоких температурах, а также при высоких напряжениях и токовых нагрузках.

Полупроводниковые преобразователи, особенно структуры с потенциальным барьером, имеют высокую эффективность, малые вес и габариты, они не чувствительны к магнитным полям, имеют большую надежность, чем стеклянные вакуумные фотоэлементы, обладают способностью к накоплению заряда и интегрированию детектируемого сигнала.

В полупроводниковом материале для УФ преобразователей должна быть, с одной стороны, достаточно высокая концентрация основных носителей (узкий слой объемного заряда) для создания эффективной фоточувствительности и низкое последовательное сопротивление. С другой стороны они должны иметь достаточно малую концентрацию (широкий слой объемного заряда) для обеспечения низкого темнового тока, малой емкости и высокого напряжения пробоя.

Как известно, общая плотность тока через фотодиодную структуру с потенциальным барьером зависит от напряжения V и светового потока Φ [2]:

$$J(V, \Phi) = J_d(V) - J_{ph}(\Phi),$$

$$J_{ph}(\Phi) = hqS\Phi,$$

где J_d - плотность темнового тока, h - квантовая эффективность, S - площадь поверхности фотоприемника.

Этим требованиям вполне отвечают $n^+6H-SiC - p^+3C-SiC$ - гетероструктуры, которые изготавливаются несколькими способами. Например, диффузионная технология или гетероэпитаксиальный рост слоя с противоположным типом проводимости. В наших экспериментах рассмотрены $n^+6H-SiC - p^+3C-SiC$ - гетероструктуры, полученные как диффузионным методом, так и выращенные CVD-методом.

В некоторых случаях для измерения УФ излучения требуется высокая селективность фотоприемника, т.е. «фильтрация» поступающего излучения. Роль «фильтра» в $p^+3C-SiC - n^+6H-SiC$ гетероструктуре может выполнять $6H-SiC$ подложка. Для такого случая излучение к структуре подается со стороны подложки, т.е. подложка играет роль «фильтра» для высокоэнергетических фотонов, так как для $6H-SiC$ $E_g = 3,0$ эВ, а ширина запрещенной зоны политипа $3C-SiC$ равна 2,3 эВ. Преимуществом такой гетероструктуры является работа, как в фотодиодном, так и в фотогенерационном режимах. При работе в фотогенерационном режиме имеется возможность накопления заряда и интегрирования детектируемого сигнала.

При изготовлении экспериментальных образцов в качестве исходных материалов служили кристаллы политипа $n^+6H-SiC$ толщиной 380-420 мкм и выращенные на них эпитаксиальные пленки $p^+3C-SiC$ толщиной 70-80 мкм, легированные примесью Al в процессе роста. Рост эпитаксиальной пленки был осуществлен CVD-методом [3]. Концентрация носителей в пленке $3C-SiC<Al>$ составляла $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а подвижность носителей тока имела значение $\mu \sim 150-200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Созданные нами УФ фотодиоды могут работать как в фотодиодном, так и в фотогенерационном режимах. В случае работы структуры в фотодиодном режиме при измерении

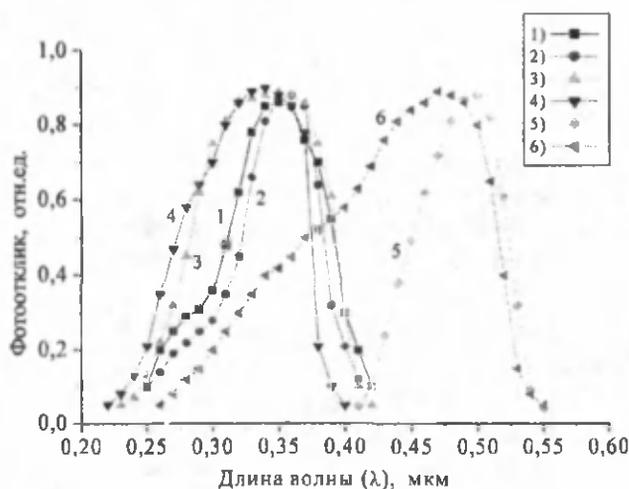


Рис.1. Спектры фоточувствительности $n^+6H-SiC - p^+6H-SiC$ структуры в фотодиодном (1) и фотогенерационном (2) режимах, $n^+6H-SiC - p^+3C_{Al}$ структуры в фотодиодном (3) и фотогенерационном (4) режимах, $n^+6H-SiC - p^+3C-SiC$ структуры (5) в режиме фотогенерации при освещении структуры со стороны подложки; $n^+6H-SiC - n^+3C-SiC - p^+3C-SiC$ структуры (6) при освещении с фронтальной стороны. $T = 300 \text{ К}$.

спектра электролюминесценции, то в спектре могут наблюдаться полосы излучения, связанные с рекомбинацией как в $n/6H-SiC$, так и в $p^+/3C-SiC$, что и было наблюдаемо нами в эксперименте.

В случае работы образцов в фотопреобразовательном режиме фотоны, падающие на гетероструктуру со стороны широкозонной подложки ($n/6H-SiC$) поглощаются как в подложке, так и в эпитаксиальной пленке ($p^+/3C-SiC$). Поглощенные в этих областях фотоны приводят к генерации в этих областях электронно-дырочных пар, которые, соответственно, разделяются под воздействием поля объемного заряда (электроны в n -область, а дырки в p -область, соответственно) и при замыкании противоположных полюсов гетероструктуры в ней возникнет электрический ток [4]. Если аккумулировать эти электронно-дырочные пары в конденсатор большой емкости, то в конечном итоге мы имеем информацию о количестве падающих УФ фотонов на структуру.

На рис.1 представлены спектры fotocувствительности $n/6H-SiC - p^+/3C-SiC$ – гетероструктуры в фотодиодном (кривая 1) и фотогенерационном (кривая 2) режимах измерения УФ излучения. Как видно из формы кривой fotocувствительности гетероструктуры в фотогенерационном режиме ширина диапазона спектральной чувствительности незначительно уже, чем в фотодиодном режиме. Хотя в фотодиодном режиме диапазон fotocувствительности должен быть растянут в коротковолновую сторону.

Фотоприемники с $p - n$ -переходами на основе $6H-SiC$, полученные низкотемпературной ($1150^\circ C$) диффузией бора (В), имели спектральную область fotocувствительности в интервале длин волн от 0,22 до 0,4 мкм (рис.1, кривая 6), что вполне соответствует диапазону УФ излучения, которого необходимо измерять.

Диффузионная структура была изготовлена на базе кристалла $n/6H-SiC$ с концентрацией электронов $n = (3-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Диффузия бора проводилась в условиях потока вакансий углерода. Диффузия бора в n/SiC осуществлялась в специальных условиях, обеспечивающих поток вакансий углерода V_c от поверхности в объем кристалла. Диффузия бора осуществлялась при температуре $1150^\circ C$.

Другим перспективным материалом для изготовления фотопреобразовательных структур является алмаз. Алмаз ($E_g = 5,5 \text{ эВ}$, $E_0 = 7,3 \text{ эВ}$) – самый широкозонный из полупроводниковых материалов. Фотодиоды на его основе пока изготавливаются в виде диодов Шоттки, которые имеют длинноволновый край fotocувствительности вблизи длины волны 0,22 мкм, что соответствует к ширине запрещенной зоны алмаза. Эти фотодиоды были солнечно-слепыми и, в основном, используются для регистрации вакуумного УФ излучения.

Получить $p - n$ -структуру на основе алмаза пока является сложной задачей. Поэтому нами впервые разработана технология получения $n/6H-SiC - p/C_{\text{алмаз}}$ структуры, у которой вольтамперная характеристика имеет идеальную форму. Алмазная пленка выращивалась методом химического парогазового осаждения (ХПГО – CVD-метод) [5,6]. Для уменьшения деградационных процессов пленки выращивались в среде, содержащей азот (10 – 15%).

Фотодиодные структуры, полученные на основе алмазной пленки, имеют область fotocувствительности в интервале 0,12 – 0,6 мкм. Фоторезисторы, изготовленные на основе алмаза, имеют fotocувствительность в УФ области (0,2 мкм) на 6 порядков больше, чем в видимой области, а темновой ток был менее 0,1 нА. Следует отметить, что диоды Шоттки на основе алмаза имеют темновой ток 10 пА и постоянную времени 20 мкс.

Спектры fotocувствительности фоторезистора и фотодиода Шоттки на основе алмазной пленки показаны на рис.2 (кривые 1 и 2, соответственно).

Таким образом, проведены исследования спектров fotocувствительности в фотодиодном (1) и фотогенерационном (2) режимах $n/6H-SiC - p/6H-SiC $, $n/6H-SiC - p/C_{\text{алмаз}}$, $n/6H-SiC - p/3C-SiC$

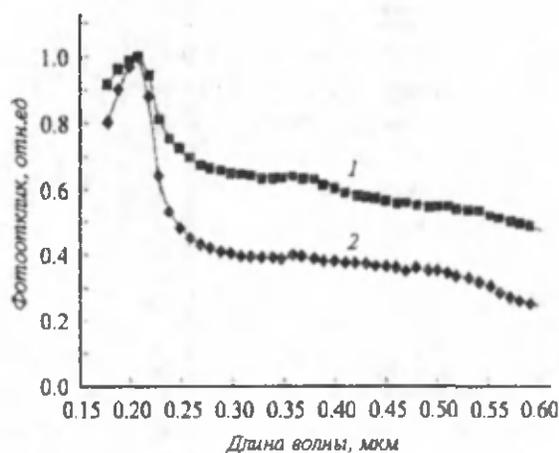


Рис.2. Спектры fotocувствительности фоторезистора (1) и фотодиода Шоттки (2), созданных на основе алмазных пленок. $T=300 \text{ К}$.

гетероструктур. Показана возможность селективного выбора диапазона измерения и интегрирования измеренного сигнала. Это позволяет определить количество падающего УФ излучения в определенном промежутке времени.

Работа выполнена в рамках гранта ГНТП (А3-ФА-0-20256) АН РУз.

Литература

1. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. Полупроводниковые фотопреобразователи для ультрафиолетовой области спектра (обзор). //ФТП, 2003, т.37, вып.9, -С.1025-1040.
2. Лебедев А.А., Стрелчук А.М., Давыдов Д.В. и др. Электрические характеристики гетеропереходов (р)3С-SiC – (n)6Н-SiC. //Письма в ЖТФ, 2002, т.28, вып.18, -С.
3. Шамуратов Х.А., Салиев Т.М., Шамуратов Б.Х. Способ выращивания эпитаксиальных слоев карбида кремния. Патент РУз. №1НДР 9700158.1 от 25.02.1997 г.
4. Зи.С. Физика полупроводниковых приборов., -М.: Мир, 1984, -Кн.2, -С.413.
5. Салиев Т.М. Технология выращивания пленок алмаза методом химического пароголового осаждения. /Препринт, 2009, Изд-во ин-та ядерной физики АН РУз. -14с.
6. Салиев Т.М. Пленки алмаза, выращенные методом химического пароголового осаждения на различных подложках. / УФЖ, 2011, № 2, -С.23-26.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И БЕЛОЕ СВЕЧЕНИЕ n/3C-SiC – p/C_{АЛМАЗ} ГЕТЕРОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ПАРОВОГО ОСАЖДЕНИЯ

Салиев Т.М., Лутпуллаев С.Л., Кутлимуратов А., Саидхонов Н.Ш.

Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз,
г.Ташкент ул.Бодомзор йули 2^Б, Saliev@uzsci.net

Эпитаксиальные пленки алмаза обладают уникальными полупроводниковыми свойствами, они являются весьма перспективными материалами для производства различных полупроводниковых приборов, в том числе и светоизлучающих диодов. Светодиодные структуры, изготовленные на их основе, излучают белое свечение [1-3].

Наилучшими излучательными характеристиками обладают пленки алмаза, выращенные на подложках из карбида кремния, при этом их излучательные характеристики зависят от политипа и свойств подложечного материала.

Среди политипов карбида кремния политип 3C-SiC обладает самыми наилучшими исходными полупроводниковыми свойствами, и приборы, изготовленные на его основе, имеют лучшие электрофизические характеристики [4]. Следовательно, светодиодные структуры, полученные на подложках из 3C-SiC должны иметь наилучшие вольтамперные, вольтфарадные и световые характеристики и при этом должны обладать более эффективными излучательными свойствами при относительно малых значениях тока электролюминесценции.

С целью уточнения влияния свойств

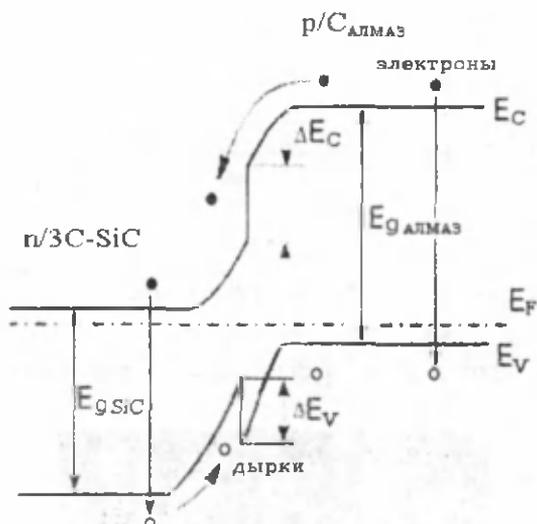


Рис.1. Зонная энергетическая диаграмма n/3C-SiC – p/C_{АЛМАЗ} гетероструктуры в равновесном состоянии.

подложки на состояние n/3C-SiC – p/C_{АЛМАЗ} гетероструктуры и происходящих в ней процессов, мы для наглядности символически построили ее зонную энергетическую диаграмму, показанную на рис.1. Подложка n/3C-SiC и эпитаксиальная пленка алмаза, обе имеют концентрацию носителей ~10¹⁸ см⁻³. Как известно, разрыв зоны проводимости гетероперехода зависит от разности ширин запрещенных зон подложки n/3C-SiC (E_{g,3C-SiC} = 2,3 эВ) и эпитаксиальной пленки алмаза (E_{g,АЛМАЗ} = 5,4 – 5,6 эВ). Пик, являющийся барьером для неосновных носителей (дырок) в n/3C-SiC, зависит также от разности ширин запрещенных зон пленки и подложки.

Настоящая работа посвящена исследованиям вольтамперных, вольтфарадных характеристик и излучательных свойств n/3C-SiC – p/C_{АЛМАЗ} гетероструктуры, полученной методом химического

парогазового осаждения (ХПГО – CVD-метод), а также анализу ее зонной энергетической диаграммы.

Целью данной работы является установление взаимозависимости между совершенством пленки алмаза и качеством подложечного материала.

Нами для выращивания пленок алмаза, как наиболее дешевый и доступный метод [5], был выбран метод ХПГО (CVD-метод) с горячим накалом – с вольфрамовыми проволочными нагревателями, как известно, обеспечивающий температуру свыше 2000°C, при которой за счет термического разложения часть молекул H_2 распадается на отдельные атомы и создается условие для роста пленок алмаза.

Наличие пленок алмаза было установлено путем измерения микротвердостей пленок и спектров Рамановского рассеяния [6]. Спектры Рамановского рассеяния, а также морфологические исследования структуры, выращенных пленок на сканирующем электронном микроскопе Jeol JSM-5910LV показали, что во всех процессах роста осаждались пленки алмаза.

При комнатной температуре (300 К) были измерены вольтамперные характеристики $n/3C-SiC - p/C_{ALMAZ}$ гетероструктур (рис.2), полученных CVD-методом. Омические контакты к структурам получались с применением высокотемпературного спецсплава (на основе металлов серебра, индия, галлия и некоторых других примесей) [7], специально разработанного нами для получения омических контактов к карбиду кремнию и алмазу.

При смещениях, приложенных на структуру, как в прямом, так и в обратном направлениях, наблюдалось белое свечение (рис.3) (ВАХ структуры представлена на рис.2). Излучение исходило из всего объема кристалла и, казалось, что светится весь кристалл (рис.3а). Свечение исходило в обоих направлениях смещения и было очень ярким, чем свечение структур, полученных на политипах $6H-SiC$ или $4H-SiC$.

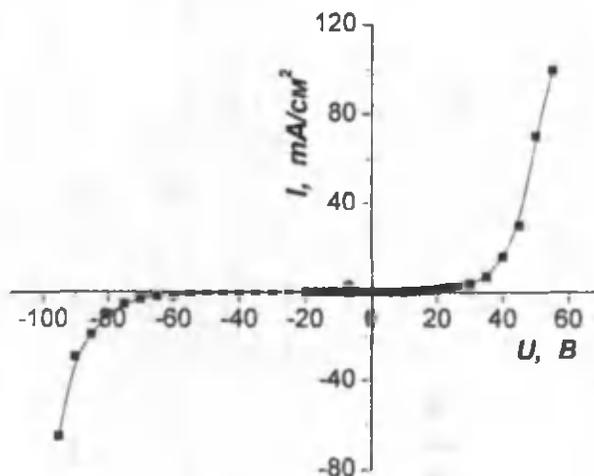


Рис.2. Вольтамперная характеристика $n/3C-SiC - p/C_{ALMAZ}$ гетероструктуры при комнатной температуре (300 К).



а)



б)

Рис.2. Фотографии белого свечения $n/3C-SiC - p/C_{ALMAZ}$ гетероструктуры при малых (при токах 1,5 – 2,0 мА, т.е. в моменты начала свечения) (а) и больших (предельных – 60–70 мА) (б) значениях тока

Свечение структуры начиналось уже при напряжениях 20 В прямого смещения и значениях тока 1,3 – 1,5 мА, а в обратном направлении смещения при напряжениях 60 В и токах 1,5 – 1,7 мА. Как видно, свечение структуры происходит при одинаковых плотностях тока не зависимо от значения напряжения смещения, что свидетельствует о совершенстве кристаллической структуры пленки алмаза.

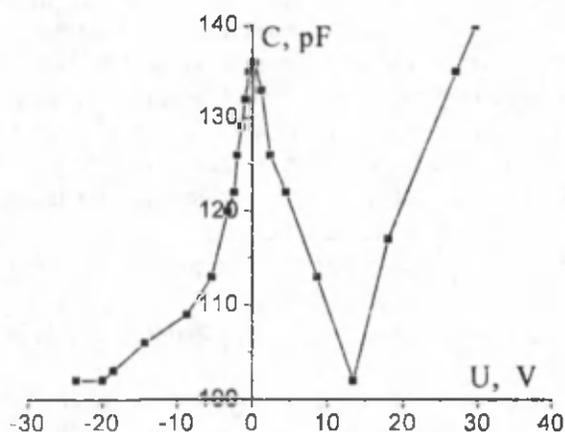


Рис. 3. C-V характеристика n/3C-SiC – p/C_{АЛМАЗ} гетероструктуры, полученной CVD-методом (характеристика снята при частоте 465 кГц при комнатной температуре). C-V по постоянному току ноль прибора – 2 pF.

На рис.3 представлена вольфарадная (C-V) характеристика n/3C-SiC – p/C_{АЛМАЗ} гетероструктуры, снятая при частоте 465 кГц и комнатной температуре. Как видно из рис.3, кривая ВФХ имеет типичный классический вид [8].

Таким образом, показано, что n/3C-SiC – p/C_{АЛМАЗ} структуры, полученные выращиванием алмазных пленок на политипах 3C-SiC методом ХПГО, при определенных значениях тока электролюминесценции обладают относительно высокой интенсивностью белого свечения, чем структуры, полученные на подложках из других политипов карбида кремния. Свечение структуры начинается при напряжениях 20 В прямого смещения и значениях тока 1,3 – 1,5 мА, а в обратном направлении смещения при напряжениях 60 В и значениях тока 1,5 – 1,7 мА. Как видно,

свечение структуры происходит при одинаковых плотностях тока в обоих направлениях смещения независимо от значения напряжения.

Литература

1. Т.М.Салиев, М.С.Саидов, А.С.Саидов. Белое свечение эпитаксиальной пленки алмаза, выращенной на кремниевой подложке. //ДАН РУз, 2010, № 6, -С.21-25.
2. Т.М.Салиев, М.С.Саидов. Белое излучение при пробое nSi – pC_{АЛМАЗ} гетероперехода и о предельной эффективности кремниевого солнечного элемента. //Гелиотехника, 2010, № 3, -С.7-9.
3. Т.М.Салиев, М.С.Саидов. Получение nSi – pC_{АЛМАЗ} гетероперехода с белым свечением для автономных осветительных систем. /Труды конф. «Проблемы энерго- и ресурсосбережения», 14 апреля 2011 г. г.Ташкент. –С.180-186.
4. В.М.Байдакова, А.Я.Вуль, В.Г.Голубев и др. ФТП, 651, 36 (2002).
5. S.A. Redman, C. Chung and M.N.R.Ashfold. / Diamond Bell Mater. (1999), 8, 1383-1387.
6. M.S.Saidov, M.Kh.Ashurov and T.M.Saliev. Chemical Vapor deposition and microhardness of diamond films. /Proc. First International Conference on Phase Transformations (1996), pp.208-211.
7. Т.М.Салиев, А.Кутлимуратов, И.Г.Атабаев. Сплавы для получения высокотемпературных омических контактов к кристаллам и пленкам SiC. \Труды межд.конф. «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», посвященной 15-летию независимости Узбекистана. Г.Ташкент, 26-27 октября 2006 г., -С.289-291.
8. Лебедев А.А., Стрелчук А.М., Давыдов Д.В. и др. 3C-SiC p – n-структуры, полученные методом сублимации на основе подложек 6H-SiC.//ФТП, 2003, т.37, вып.4. –С.499-501.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ PSI - NCDS - N+CDS- СТРУКТУРЫ

И.Б. Сапаев.

Физико-технический Институт, НПО «Физика - Солнце» Академия Наук Узбекистана, ул. Бодомзор йули 2Б, 100084, Ташкент, Узбекистан. E-mail: mohim@inbox.ru

В настоящее время считается установленным, что ультразвуковое (УЗ) воздействие оказывает влияние на дефектную структуру и электрофизические характеристики полупроводников и полупроводниковых структур [1,2]. В том числе, действие УЗ может вызывать изменения параметров барьерных полупроводниковых устройств: например, быть причиной улучшения фотоэлектрических параметров солнечных элементов [3,4], уменьшения концентрации носителей заряда [5] и изменения вольт – амперной характеристики (ВАХ) структур [6,7]. К преимуществам УЗ воздействиям по сравнению отжигам и радиационным облучением можно отнести следующие особенности:

- 1) поглощения ультразвука (УЗ) происходит преимущественно в областях отклонения от периодичности кристалла и поэтому воздействие носит более локальный характер;
- 2) применение волн различной поляризации и типа позволяет повысить избирательность влияния;
- 3) путем подбора частоты колебаний можно достичь резонансных превращений в дефектной подсистеме.

Цель данной работы состоит исследование влияния ультразвукового излучения на электрические и фотоэлектрического свойства инжекционного фотодиода на основе pSi - nCdS - n⁺CdS –структуры.

На рис. 1. приведена ВАХ характеристика структуры pSi - nCdS - n⁺CdS до и после УЗ влияния мощностью 1Вт с частотой f=2,5МГц в течении 15минут.

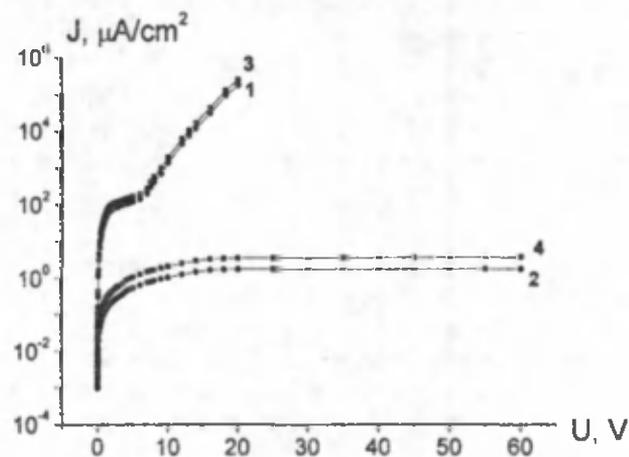


Рис. 1. Вольт - амперная характеристика pSi – nCdS – n⁺CdS структуры в полупрологарифмическом масштабе в темноте:

прямая ветвь ВАХ до ультразвукового облучения (1); обратная ветвь ВАХ до ультразвукового облучения (2), прямая ветвь после ультразвукового облучения (3); обратная ветвь после ультразвукового облучения (4).

Проведенное исследование показывает, что УЗ облучение не влияет на закономерность протекания тока в структуре в прямой и обратной ветвях ВАХ в темноте, а лишь увеличивает величины тока при одном и том же значения напряжения смещения. При этом прямой ток увеличивается на 20 %, а обратный ток возрастает примерно в два раза.

Из экспериментальных вольт - фарадных характеристики определили концентрацию равновесных дырок и по экстраполяции зависимости C^{-2}, V на ось напряжения V определена высота потенциального барьера для p_0 в pSi до и после УЗ влияния. Определенные по вольт-фарадной характеристике, значения для p_0 уменьшается в три раза, а высота потенциального барьера уменьшается на 0,14 eV после УЗ влияния.

На таблице 1

Приведены значения интегральных чувствительности (S_{int}) и спектральной (S_{λ}) инжекционного диода до и после УЗ излучения.

Белый свет. До и после облучения УЗ				При лазере до и после облучения УЗ		
E (lux)	U, V	$S_{int}, \frac{A}{W}$	$S_{int}, \frac{A}{W}$	$P, \frac{\mu W}{cm^2}$	$S_{\lambda}, \frac{A}{W}$	$S_{\lambda}, \frac{A}{W}$
0.05	5	$0.26 \cdot 10^4$	$0.316 \cdot 10^4$	0.7	36	42,85
	10	$4.2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$		550	660
	15	$3.21 \cdot 10^5$	$3.85 \cdot 10^5$		3057	3669
	20	$4.47 \cdot 10^6$	$9.76 \cdot 10^6$		50358	60428
0.1	5	$0.2 \cdot 10^4$	$0.195 \cdot 10^4$	10	13.3	16
	10	$2.6 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^4$		200	240
	15	$1.87 \cdot 10^5$	$2.24 \cdot 10^5$		1120	1344
	20	$3 \cdot 10^6$	$3.62 \cdot 10^6$		23356	28027.2
1	5	$0.2 \cdot 10^3$	$0.23 \cdot 10^3$	50	7.4	8.86
	10	$3.32 \cdot 10^3$	$3.98 \cdot 10^3$		121.5	145.8
	15	$1.98 \cdot 10^4$	$2.37 \cdot 10^4$		778.7	934.5
	20	$3.4 \cdot 10^5$	$4.1 \cdot 10^5$		8326	9992
10	5	$0.2 \cdot 10^2$	$0.24 \cdot 10^2$	100	4.56	5.47
	10	$4 \cdot 10^2$	$4.75 \cdot 10^2$		75.24	90.29
	15	$2.31 \cdot 10^3$	$2.77 \cdot 10^3$		440.25	528.3
	20	$4.5 \cdot 10^4$	$5.4 \cdot 10^4$		4483.2	5379.84

Литература.

1. П.И. Баранский, А.Е. Беляев, С.М. Коширенко и др. // ФТТ. 1990. т. 32. № 7. С. 2159-2161.
2. И.В. Островский, Л.П. Стобленко, А.Б. Надточий. // ФТП. 2000. т. 34. № 3. С. 257-260.
3. Е. Б. Заверюхина, Н.Н. Заверюхина, Л.Н. Лезилова, Б.Н. Заверюхин и др. // Письма ЖТФ. 31 (1). 54 (2005)
4. О. Я. Олих. // ФТП. 45 (6). 816 (2011)
5. A. Davletova, S.Zh. Karazhanov. // J. Phys. D: Appl. Phys., 41. 165 107 (2008)
6. М.В. Тагаев. // УФЖ. 45 (3). 364 (2000)
7. И.Г. Пашаев. // ФТП. 46 (8). 1108 (2012)

РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ $PSi-nSi_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.04$) СТРУКТУР

Сапаров Д.В.¹, Гаимназаров К., Курмантаев А.Н.¹, Такей Г.А.²

¹Физико-технический институт АН РУз,

ул. Бадамзар йули 2 Б, г. Ташкент, 100084. E-mail: amin@uzsci.net, sh_usmonov@rambler.ru

²Международный Казахско-Турецкий Университет им. Х.А. Ясави, г.Туркистан

В данной работе представлены результаты исследования релаксации фотопроводимости необлученных и облученных гамма лучами $pSi-nSi_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.04$) гетероструктур. Гетероструктуры были изготовлены выращиванием на pSi подложках эпитаксиальных пленок $nSi_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.04$) методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава в атмосфере очищенного водорода. Выращенные эпитаксиальные пленки имели толщину 30-40 мкм с концентрацией свободных носителей 10^{17} cm^{-3} .

Структуры облучались гамма-лучами изотопа ^{60}Co с энергией $\sim 1,25 \text{ МэВ}$ и мощностью 0,9 рад/с, дозы облучения составляли 10^4 и 10^5 рад.

Время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) оценивалось по значениям постоянной времени релаксации фотопроводимости (ФП) при малом уровне возбуждения. Возбуждение осуществлялось лазерным излучением с длиной волны 0,95 мкм и мощностью 5 мВт/см^2 в собственной области поглощения.

При освещении полупроводника в результате поглощения квантов света с энергией, превышающей энергию активации носителей, возникают дополнительные ННЗ. ФП освещенного

полупроводника $\Delta\sigma$ в результате оптической генерации НЗ определяется концентрацией фотовозбужденных электронов (Δn) и дырок (Δp):

$$\Delta\sigma = e(\Delta n \cdot \mu_n + \Delta p \cdot \mu_p) \quad (1)$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно. Возбужденные носители могут участвовать в проводимости только в течение определенного времени, по истечении которого свободные носители исчезают. Наиболее характерным процессом, определяющим время жизни, является рекомбинация. Скорость рекомбинации пропорциональна концентрации неравновесных носителей заряда. По этой причине, при освещении полупроводника фотопроводимость нарастает постепенно. При снятии возбуждения по той же причине фотопроводимость спадает до нуля также постепенно.

В примесном полупроводнике *n*-типа при малом уровне возбуждения, когда выполняются условия $n_0 \gg p_0$, $n_0 \gg \Delta p$ и $n_0 \gg \Delta n$ (n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок) наблюдается так называемая линейная рекомбинация носителей, и релаксационная кривая спада ФП описывается экспоненциальной зависимостью [1],

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2)$$

где $\Delta\sigma_0$ – стационарное значение фотопроводимости, τ – постоянное время релаксации.

На рис. 1 представлены релаксационные кривые спада фото отклика (V_{ph}) для исследованных структур в полулогарифмическом масштабе до (рис. 1, а) и после гамма облучения (рис. 1, б, в). Из рис. 1 следует, что вид релаксационных кривых определяется не только уровнем возбуждения, но и характеристиками эпитаксиального слоя твердого раствора $nSi_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.04$).

Постоянные времена релаксации вычислялись из наклона экспоненциального участка зависимости фото отклика от времени:

$$\ln(V_{ph}) = \ln(V_{ph,0}) - \frac{1}{\tau} \cdot t \quad (3)$$

Из рис. 1 видно, что релаксационная кривая спада необлученной структуры имеет 3 экспоненциальных участка с постоянными временами релаксации $\tau_1 \approx 95$ мкс, $\tau_2 \approx 199$ мкс и $\tau_3 \approx 370$ мкс, что свидетельствует о существовании в слое $Si_{1-x}Sn_x$, в основном, 3-х каналов рекомбинации, эффективно влияющих на процесс релаксации фотопроводимости. В таких случаях эффективное время жизни НЗ ($\tau_{\text{эф}}$) определяется из соотношения [1]: $1/\tau_{\text{эф}} = 1/\tau_1 + 1/\tau_2 + 1/\tau_3$. Для необлученных структур $\tau_{\text{эф}} \approx 55$ мкс.

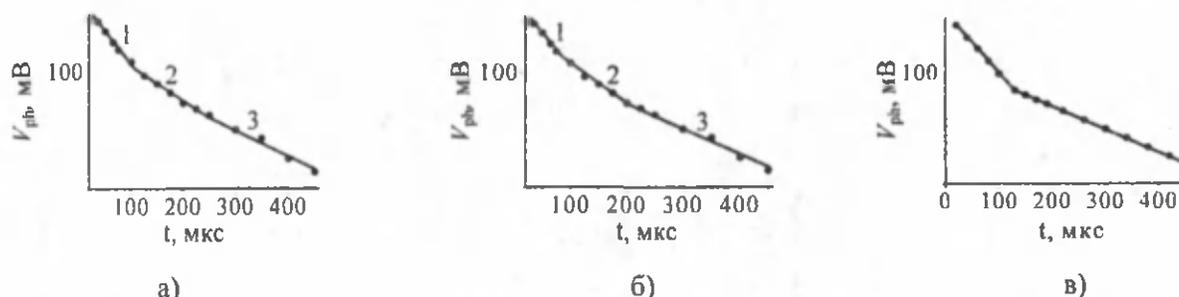


Рис. 1. Кривые фоторелаксации $pSi-nSi_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.04$) структур до (а) и после гамма облучения дозой 10^4 рад (б) и 10^5 рад (в).

При облучении структуры дозой 10^4 рад постоянные времена релаксации принимают значения: $\tau_1 \approx 102$ мкс, $\tau_2 \approx 198$ мкс и $\tau_3 \approx 302$ мкс, соответственно. Облучение дозой 10^4 рад практически не повлияло на эффективное время жизни НЗ – $\tau_{\text{эф}} \approx 55$ мкс. Повышение дозы облучения до 10^5 рад привело к повышению постоянного времени релаксации – $\tau_1 \approx 115$ мкс, $\tau_2 \approx 303$ мкс и эффективного времени жизни НЗ – $\tau_{\text{эф}} \approx 83$ мкс.

Сложный характер релаксационных кривых, возможно, обусловлен неоднородностью состава эпитаксиальной пленки твердого раствора $Si_{1-x}Sn_x$. Внутренние макродефекты (субкристаллиты различных фаз), особенно их поверхность и приграничные области, являются естественным стоком [2] НЗ с повышенной скоростью рекомбинации по сравнению с объемом. Поэтому изменение по времени сигнала фото отклика V_{ph} определяется тремя каналами – рекомбинацией НЗ в объеме и их подводом к дефектам с последующей рекомбинацией на них:

$$V_{ph}(t) \approx V_{01} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + V_{02} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) + V_{03} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_3}\right). \quad (4)$$

Влияние гамма-облучения на процесс релаксации ФП $p\text{Si}-n\text{Si}_{1-x}\text{Sn}_x$ ($0 \leq x \leq 0.04$) структур, по-видимому, можно объяснить на основе модели, учитывающая возможность образования дефектов и дефект-примесных комплексов при радиационном облучении.

Рождение вакансий и дефект-примесных комплексов может быть описано уравнениями [3, 4]:

$$\frac{dN_V}{dt} = A^* \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{vac}}{kT}\right) \cdot p - \frac{N_V - N_{V_0}}{\tau_V}, \quad (5)$$

$$\frac{dN_{RV}}{dt} = \beta \cdot N_R \cdot N_V - \frac{N_{RV} - N_{RV_0}}{\tau_{RV}}, \quad (6)$$

где N_{V_0} и N_V – концентрации вакансий до и после облучения, N_R – концентрация рекомбинационных центров, N_{RV_0} и N_{RV} – концентрации дефект-примесных комплексов до и после облучения, A^* – постоянная, зависящая от параметров материала и природы взаимодействия гамма-излучения с веществом, p – концентрация свободных носителей, τ_V и τ_{RV} – времена жизни вакансий и дефект-примесных комплексов, соответственно, β – коэффициент, описывающий вероятность рождения дефект-примесных комплексов. В стационарных условиях $\left(\frac{dN_V}{dt} = 0, \frac{dN_{RV}}{dt} = 0\right)$ из (5) и

(6) можно определить концентрацию дефект-примесных комплексов:

$$N_{RV} = N_{RV_0} + \beta N_R N_V \tau_{RV}. \quad (7)$$

В этих условиях скорость рекомбинации свободных носителей будет определяться концентрацией эффективно работающих рекомбинационных центров $N_{R_{eff}} = N_R - N_{RV}$ и примет вид [5]:

$$U = (N_R - N_{RV}) \cdot \frac{c_n c_p (pn - n_i^2)}{c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1)}, \quad (8)$$

где c_n и c_p – коэффициенты захвата электронов и дырок на рекомбинационные центры, n и p – концентрации неравновесных электронов и дырок, n_i – концентрация равновесных носителей в собственном полупроводнике, n_1 и p_1 – статистические факторы Шокли-Рида.

При условиях квазинейтральности, когда $n \approx p$ и $n > n_1$, скорость рекомбинации свободных носителей примет следующий вид:

$$U \approx (N_R - N_{RV}) \cdot \frac{c_n c_p}{c_n + c_p} \cdot p. \quad (9)$$

Из (9) с учетом (7) видно, что скорость рекомбинации может иметь спад с ростом концентрации дефект-примесных комплексов при достаточном уровне возбуждения. Таким образом, при определенных дозах радиационного облучения скорость рекомбинации перестает линейно возрастать с уровнем возбуждения неравновесных носителей и, соответственно, время жизни неравновесных носителей $\tau = p/U$ больше не будет постоянной величиной, а будет расти с ростом концентрации дефект-примесных комплексов при радиационном облучении образца, что подтверждает экспериментальные результаты, представленные на рис. 1.

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 «Вольтаические, излучательные свойства, нанодфекты новых твёрдых растворов и гетероструктур на основе Si, Ge, GaSb, InSb, GaP, GaAs, ZnSe, ZnS, SiC, алмаза» фундаментальных исследований Комитета КРН и Т РУз.

Литература

- [1] Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, 1963, 494 с.
- [2] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский, А.А. Корнищ, В.А. Петряков. ФТП, 18, 201 (1984)
- [3] Карагеоргий Алкалаев П.В., Лейдерман А.Ю. Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями.– Под редакцией проф., д.ф.м.н. В.И. Фистуля. М.: Металлургия, 1987.– 232 с.,
- [4] Лейдерман А.Ю., Стельмах В.Г., Садилов М. Рекомбинация в полупроводниках с глубокими примесями // Гелиотехника.–Ташкент, 2008.– №4.–С.53-62

[5] Leyderman A.Yu., Stelmakh V.G., Influence of irradiation on injection processes in semiconductor // Modern problems of nuclear physics: The seventh international conference, 22-25 September 2009, –Tashkent, 2009. –P.184-186.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА И УГЛЕРОДА НА УСТОЙЧИВОСТЬ ГРАФЕНА

В.Г. Стельмах^{1,2}, Н.Ю. Тураев¹, И.Д. Ядгаров¹, А.А. Джурахалов³

1. Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз,
ул. Дўрмон йўли, 33, г. Ташкент, 100172, Узбекистан, тел: (99871)262-18-54, факс: (998-71) 262-87-67, эл. почта: graphenew@gmail.com

2. Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,
ул. Бодомзор йўли, 2Б, г. Ташкент, 100084, Узбекистан, тел: (99871)235-42-91, факс: (99871)235-12-71, эл. почта: vasiliiyca17@rambler.ru

3. Dept. of Mathematics and Computer Sciences, University of Antwerp,
Antwerp, Belgium, dzhurakhalov@mail.ru

Идеальная структура графена представляет собой двумерную гексагональную углеродную кристаллическую решётку (рис. 1). В нашей работе рассмотрено изменение устойчивости графена из-за наличия примесных атомов углерода и водорода. Компьютерным моделированием на основе метода Монте-Карло был построен графен прямоугольной формы, состоящий из 112 атомов углерода, причём на граничные атомы накладывались периодические условия вдоль плоскости этой структуры. Для описания межатомного взаимодействия использовался потенциал Бреннера второго поколения (REBO), который хорошо описывает углеродные структуры [1].

Примесные атомы водорода задавались последовательным согласно нумерации на рис. 1 примыканием этих атомов к атомам графена «сверху», так чтобы прямая проходящая через атомы С и Н была перпендикулярна к плоскости графена, примесные атомы углерода задавались также примыканием «сверху», но очень сильное химическое взаимодействие между атомами углерода потребовало располагать примесные атомы углерода через несколько атомов графена, чтобы сохранить равнозначность взаимодействия каждого примесного атома с графеном. Только в случае всех 6 примесных атомов углерода оказалось возможным их расположение на позициях 1 – 6 (см. рис. 1) с сохранением равнозначности взаимодействия примесных атомов углерода с графеном.

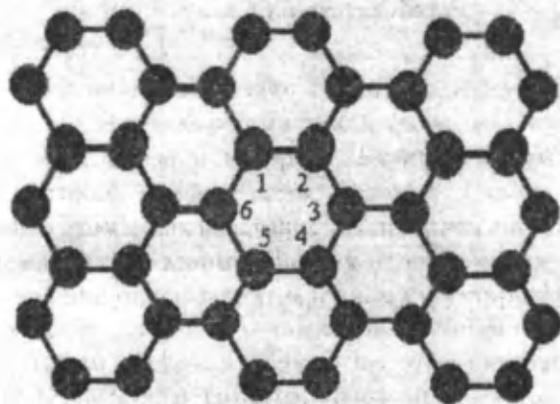


Рис. 1 Участок идеальной графеновой решётки. Цифрами указаны «помеченные» атомы графена, на которые последовательно примыкали атомы водорода для задания примесных атомов водорода или примкнули сразу все 6 примесных атомов углерода.

После того, как были заданы примесные атомы водорода и углерода, компьютерным моделированием на основе метода Монте-Карло находились энергии когезии графена, имеющего эти примесные атомы. На рис. 2 показано, как меняется энергия когезии, определяющая устойчивость графена, из-за наличия рассматриваемых примесных атомов. Из рис. 2 видно, что увеличение количества примесных атомов водорода равномерно уменьшает энергию когезии графена, т.е. графен становится постепенно менее устойчивым.



Рис. 2 Энергия когезии графена в зависимости от количества примесных атомов водорода (толстая линия, помеченная кружками) и углерода (тонкая линия, помеченная треугольниками).

Литература

1. W. Brenner, O.A. Shenderova, J.A. Harrison, S.J. Stuart, B. Ni, S.B. Sinnott, J. Phys: Condens. Matter 14, 783 (2002).

ВЛИЯНИЕ УБЫВАЮЩЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ P-I-N-СТРУКТУРЫ

Стельмах В.Г.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,
ул. Бодомзор йўли, 2Б, Ташкент, 100084, эл. почта: vasilycat17@rambler.ru

Если в p-i-n-структуре с достаточно длинной базой ($d \gg L$, d – длина базы, L – диффузионная длина неравновесных носителей заряда) концентрация неравновесных носителей на инжектирующем p-i-переходе пропорциональна плотности тока J , текущего через p-i-n-структуру, (т.е. $p(0) = B_1 \cdot J$); а концентрация этих носителей на аккумулирующем контакте пропорциональна корню квадратному этой плотности тока (т.е. $p(d) = B_2 \cdot J^{1/2}$) и в распределении этой концентрации имеется минимум, то вольт-амперная характеристика (ВАХ) будет вида $J-U^A$ [1] при условии, что концентрация рекомбинирующей примеси N_R постоянна.

Однако, концентрация рекомбинирующей примеси в базе может быть не постоянной величиной, а убывающей по длине базы p-i-n-структуры. Можно приблизительно аппроксимировать это убывание следующим соотношением:

$$N_R(x) = A / (x + x_0)^2, \tag{1}$$

где $x_0 > 0$, т.е. концентрация рекомбинирующей примеси приблизительно убывает обратно квадратично от p-i-перехода к i-n-переходу. Тогда вместо обычного уравнения для концентрации неравновесных носителей $p(x)$ в базе этой структуры справедливого при постоянном N_R :

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} - \frac{p(x)}{L^2} = 0, \tag{2}$$

получаем следующее уравнение, когда $N_R(x) = A / (x + x_0)^2$, где $x_0 > 0$:

$$\frac{d^2 p(x, a)}{dx^2} - a \cdot (x + x_0)^{-2} \cdot p(x, a) = 0. \tag{3}$$

В уравнении (2) $L^2 = D / (N_R \cdot c_p)$, а в уравнении (3) $a = A \cdot c_p / D$, где c_p – коэффициент захвата дырок рекомбинирующей примесью, D – коэффициент амбиполярной диффузии, параметр a в концентрации неравновесных носителей $p(x, a)$ указывает, что это концентрация определена в условиях убывающей рекомбинирующей примеси согласно (1). Согласно [2] уравнение (3) имеет аналитическое решение:

$$p(x, a) = C_1 \cdot |x_0 + x|^{K1} + C_2 \cdot |x_0 + x|^{K2}, \tag{4}$$

где $K1$ и $K2$ – корни квадратного уравнения $K^2 - K - a = 0$, а C_1 и C_2 – произвольные постоянные, определяемые из граничных или начальных условий. Сравнивая решение (4) с решением уравнения (2) $p(x) = G_1 \exp(-x/L) + G_2 \exp(x/L)$, где G_1 и G_2 – произвольные постоянные, можно отметить, что определенное выше убывание концентрации рекомбинирующей примеси (1) привело к тому, что

концентрация неравновесных носителей описывается не суммой экспонент, а суммой степенных зависимостей.

В данной работе убывающие согласно (1) концентрации рекомбинирующих примесей при разных A задаются так, чтобы средние значения этих убывающих концентраций $\langle N_R(x) \rangle$ в базе р-і-п-структуры, определяемые как

$$\langle N_R(x) \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d N_R(x) dx, \quad (5)$$

были одинаковы для всех случаев A .

На рис. 1 показаны относительные изменения концентрации неравновесных носителей в процентах, определенные по формуле:

$$p_{rel}(x, a) = [p(x, a) - p(x)] / p(x) \cdot 100. \quad (6)$$

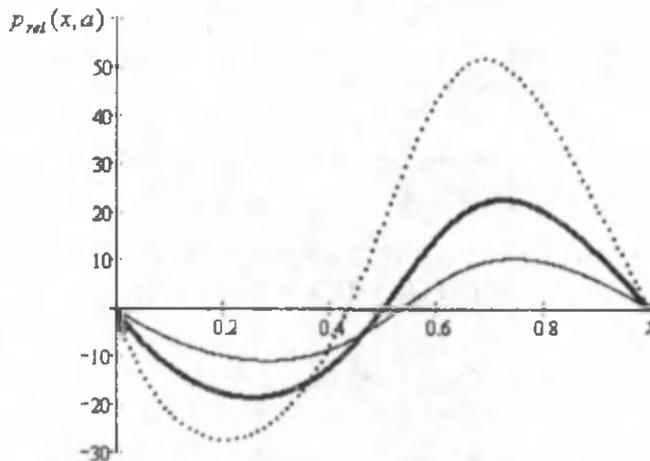


Рис. 1 Относительные изменения концентрации неравновесных носителей согласно (6) из-за убывания концентрации рекомбинирующих примесей согласно (1) в базе р-і-п-структуры, длина которой принята за единицу, при $A=12$ (линия из точек), $A=50$ (толстая сплошная линия), $A=200$ (тонкая сплошная линия). Принято, что $p(d, a)/p(0, a) = 7/3$, $p(d)/p(0) = 7/3$ и $d/L=5$.

Выбирая значения a в уравнении (3) так, чтобы $\langle N_R(x) \rangle = N_R$ и значение N_R соответствовало $d/L=5$ для уравнения (2), при разных соотношениях B_1/B_2 было рассчитано влияние убывающей концентрации рекомбинирующей примеси на ВАХ р-і-п-структуры согласно соотношению:

$$U \sim \int_0^d \frac{J}{p(x, a)} dx, \quad (7)$$

где U – напряжение на базе р-і-п-структуры. Получено, что вместо ВАХ вида $J-U^A$ должна наблюдаться ВАХ вида $J-U^{A+\beta}$. Некоторые рассчитанные значения величины β приведены в таблице 1.

Табл. 1.

Значения величины β

	$A = 1$	$A = 2$	$A = 5$	$A = 10$
$B_1 / B_2 = 1$	$\beta = -0.252$	$\beta = -0.147$	$\beta = -0.085$	
$B_1 / B_2 = 10$	$\beta = 0.408$	$\beta = 0.419$	$\beta = 0.449$	
$B_1 / B_2 = 0.1$	$\beta = -0.635$	$\beta = -0.531$	$\beta = -0.483$	

Таким образом, на примере р-і-п-структуры показано, что переменная концентрация рекомбинирующих примесей может проявиться на ВАХ полупроводниковых структур. В частности, задавая характер распределения рекомбинирующей примеси можно изменять в некоторых пределах показатель степени в степенной зависимости ВАХ.

Литература

- Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман, Токи двойной инжекции в полупроводниках. Советское Радио, М. (1978).
- A.D. Polyaniin, V.F. Zaitsev Handbook of exact solutions for differential equation, 2nd Edition. Chapman&Hall/CRC, Boca Raton (2003).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУР НАНОРАЗМЕРНЫХ КЛАСТЕРОВ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Сулайманов Н.Т., Ф.Т.Умарова, Махкамов Ш.М., Мухтаров А.П., Нормуродов А.Б.

1.2 Институт ядерной физики, пос. Улугбек,

г.Ташкент, т.2892694, e-mail: sulaymonovn@gmail.com

Исследование формирования кластеров в объеме полупроводниковых материалов [1] и в поле поверхностного потенциала при испарении от обрабатываемой поверхности [2] представляет значительный интерес [3]. Этот интерес связан не только с расширяющимися возможностями их практического применения, но и с проблемами модификации свойств полупроводниковых кластеров, а также изучением механизмов их взаимодействия с примесными компонентами кристалла. В этом отношении наномодификация поверхности с помощью кластерных пучков считается наиболее перспективной.

В настоящей работе приводятся результаты наших исследований кластеров Ga_m, As_n, Ga_mAs_n , ($m=2\div5; n=2\div5; m+n=2\div6$) в рамках компьютерного моделирования, основанного на комбинации нетрадиционного метода сильной связи [4] и модифицированного метода молекулярной динамики.

Равновесные конфигурации и группы симметрии малых кластеров GaAs

Конфигурации малых кластеров экспериментально определены для стехиометрических и нестехиометрических кластеров ($GaAs, Ga_2As_2, Ga_3As_3, GaAs_3, Ga_3As, Ga_2As_3$). Но, для остальных случаев (Ga_2As, Ga_3As_2 и др.) данные в литературе просто отсутствуют, вследствие чего механизм фрагментации таких кластеров до сих пор не выяснен. Для выяснения этих механизмов проведено численное моделирование процессов фрагментации. Хорошо известно, что облучение полупроводниковых материалов фотонами и электронами может индуцировать электронные переходы в анти-связывающие состояния, а последующая конверсия потенциальной энергии атомов в кинетическую энергию может привести к смещению атомов. Такие процессы эффективно реализуются в поверхностных слоях материалов. Процессы возбуждения и ионизации могут привести к более существенным эффектам в небольших кластерах атомов, так как при этом избыток энергии, появляющийся в системе, распределяется по небольшому числу атомов. Этот избыток энергии достаточно не только для протекания упомянутых процессов, но и дает старт вторичным процессам фрагментации кластеров.

Проведенный анализ моделирования структур кластеров показывает, что равновесная геометрия кластера Ga_2As_2 сильно зависит от его зарядового состояния и меняется от трехмерного (в случае нейтрала) к квази-двумерной структуре для катиона. Причем, энергия связи катиона примерно на 2 эВ меньше энергии связи нейтрального кластера. Полученный результат хорошо согласуется с экспериментальными данными Travis R. Taylor et al. [2], но расходится с результатами GW-вычислений Erm Kikuchi et al. [5]. Анион Ga_2^- и нейтрал Ga_2^0 имеют бипирамидальную структуру, а катион Ga_2^+ – плоскую квадратную геометрию. Кластеры типа Ga_3As_3, As_3 и Ga_3As_2 также имеют бипирамидальную структуру, причем симметрия последних двух понижена по сравнению с первым кластером. Геометрия кластеров $GaAs_4$ и Ga_4As представляет собой пирамиду с квадратичным основанием с симметрией C_{4v} , которая проявляет большую устойчивость к фрагментации. При этом Ga_4As более устойчив, чем $GaAs_4$, но самую большую устойчивость (с энергией фрагментации 5,812 эВ) имеет анион $GaAs_4^-$. Наши проведенные расчеты подтверждают спектроскопические данные по структурным группам симметрии кластеров $(Ga_nAs_m)^0$ и $(Ga_nAs_m)^{\pm}$ при $n, m=1\div4$ [5, 6]. Относительно кластеров As_3 и As_5 следует подчеркнуть то, что в экспериментах такие кластеры не зафиксированы, но по результатам наших расчетов, энергии связи этих кластеров больше, чем энергии связи их галлиевых и гетероатомных аналогов. Полученные данные групп симметрий кластеров указывают на существование возможности искажения структуры по механизму Яна-Теллера, что согласуется со спектроскопическими данными [2, 5, 6].

В рис. 1 показаны равновесные конфигурации кластеров Ga_m, As_n, Ga_mAs_n , найденные молекулярно-динамическим моделированием, а также их группы симметрии. Известно, что в процессе фрагментации более крупные кластеры распадаются в такие кластеры.

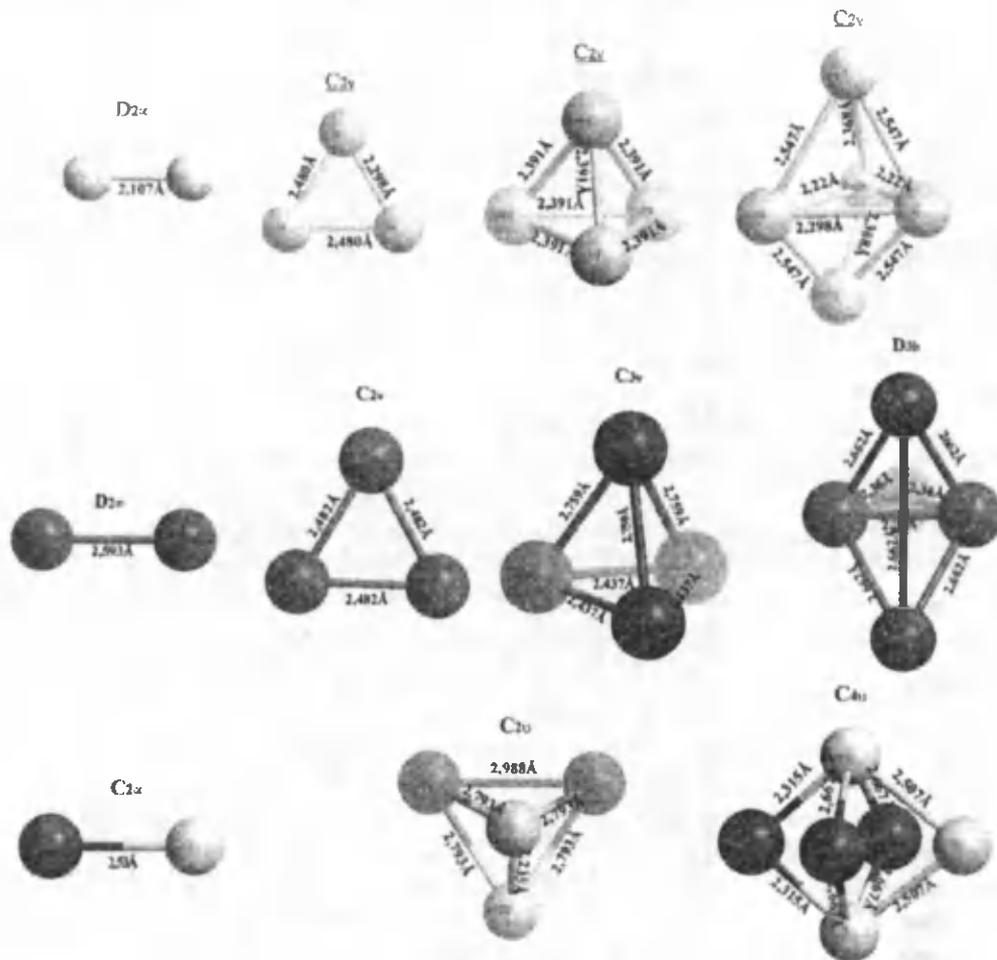


Рис. 1. Структуры кластеров As_n ($n=2-5$), Ga_m ($m=2-5$) и Ga_mAs_n ($m+n=2,4,6$) Светлые круги (○) – атомы мышьяка, темные круги – атомы галлия (●) Наверху каждого кластера указаны группы симметрии.

Возможные каналы фрагментации кластеров As_n , Ga_m и Ga_mAs_n

Следует подчеркнуть, что по условиям выбора вида потенциала в проведенных расчетах, влияния внешних факторов считается взаимно компенсированными. В соответствии с законом сохранения энергии системы, энергия фрагментации (E_{fragm}) определяется как разность полных энергий исходного кластера ($E(A_n)$) и продуктов фрагментации ($E(A_{n'})$ и $E(A_{n''})$):

$$E_{fragm} = E(A_n) - [E(A_{n'}) + E(A_{n''})] \quad n' + n'' = n \quad (1)$$

где n , n' , n'' – числа атомов в исходном кластере и в кластерах, образующихся в результате фрагментации.

Для гетероатомных систем формулу можно описать в следующем виде

$$E_{fragm} = E(A_n B_m) - [E(A_n' B_m') + E(A_n'' B_m'')] \quad n' + n'' = n, \quad m' + m'' = m \quad (1a)$$

Но, из-за избытка энергии (E_{fragm}), система еще не переходит в равновесие и этот избыток (или недостаток) энергии может привести к распаду кластера на фрагменты. Отрицательные значения этой энергии указывают на нестабильность кластера относительно распада. В случае энергетической невыгодности такого распада (положительные значения энергии), тем не менее, он может происходить с определенной вероятностью за счет внутренней энергии кластера. Эта энергия, очевидно, требуется и в случае энергетической выгодности распада, так как исходные и конечные кластеры обычно разделены энергетическим барьером. На рисунке 2. схематически показаны наиболее вероятные каналы фрагментации чистых кластеров As_4 и Ga_4

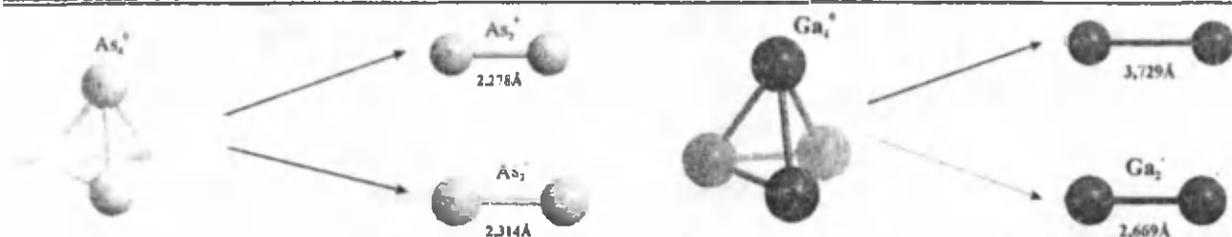


Рис. 2. Фрагментация чистых кластеров As_4 и Ga_4 . Вероятность фрагментации нейтральных кластеров на заряженные малые кластеры больше, чем на нейтральные малые кластеры.

Анализ структур и энергий по результатам проведенных расчетов показывает, что, как нейтральные, так и заряженные кластеры галлия более устойчивы к распаду, чем соответствующие кластеры мышьяка. Чистые нейтральные кластеры мышьяка, с большей вероятностью распадаются – на две нейтральные двухатомные молекулы, в случае четырехатомного кластера, и на заряженные двухатомные и трехатомные кластеры – в случае пятиатомных кластеров. Катионы чистых кластеров в целом оказались более устойчивыми по сравнению с нейтралами и анионами. В результате распада четырех атомных кластеров образуются двухатомные кластеры со значительной кинетической энергией, при этом длины связей сильно напряжены по сравнению с равновесными длинами связи. Вероятность фрагментации нейтральных кластеров на заряженные малые кластеры больше, чем на нейтральные малые кластеры. В течение следующих 10-22 временных шагов (1 временной шаг $\sim 10^{-15}$ сек) устанавливаются равновесные расстояния.

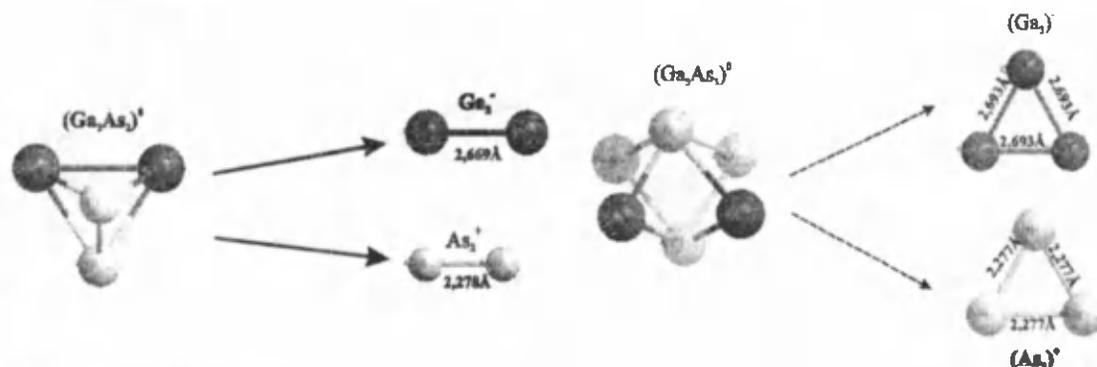


Рис. 3. Фрагментация стехиометрических кластеров Ga_3As_2 и Ga_3As_3 .

Полученные расчетные данные позволяют заключить, что использованный нами самосогласованный метод сильной связи для рассматриваемых систем лучше согласуется с данными по фото-отщеплению чем с эмпирическими расчетами на данном уровне приближений.

Кластеры галлия и арсенида галлия более устойчивы к фрагментации, по сравнению с кластерами мышьяка. При этом удаление или добавление электрона приводит к структурной перестройке вне зависимости от заряженности малых кластеров. Обнаруженные нами структуры кластеров находятся в хорошем согласии с данными экспериментов. Пятиатомные кластеры Ga_5 и Ga_mAs_n (за исключением Ga_3As_2) образуются соответственно в положительном и отрицательном зарядовых состояниях. Рассчитанные структуры кластеров соответствуют глобальным энергетическим минимумам, полученным в спектроскопических исследованиях.

Таким образом, даже однократная ионизация может привести к заметной перестройке конфигурации кластера, при этом доля заряженных кластеров фактически может быть значительной из-за их относительно высокой устойчивости по сравнению с распадом нейтральных кластеров.

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-Ф121 Комитета по координации развития науке и технологий при Кабинете Министров Руз.

Литература

1. Francisco Tortens. Molecular polarizability of Si/Ge/GaAs semiconductors clusters. //Journal of Computational Methods in Sciences and Engineering – 2004. – 4, №3. – P.439-450.
2. Travis R. Taylor, Harry Gómez, Knut R. Asmis, and Daniel M. Neumark. Photoelectron spectroscopy of GaX_2^+ , Ga_2X^+ , $Ga_2X_2^+$, and $Ga_2X_3^+$ ($X = P, As$). //J.Chem.Phys. – 2001. – 115, №10. – P.4620-4631.
3. Klaus Sattler. Handbook of Thin Films Materials, edited by H.S. Nalwa Volume 5: Nanomaterials and Magnetic Thin Films. The energy gap of clusters, nanoparticles, and quantum dots. Chapter 2, P.72-73. – 2002 by Academic Press.

4. Z.M. Khakimov, F.T. Umarova, N.T. Sulaymonov, A.E. Kiv, A.A. Levin. //Int. J. Quant. Chem. – 2003. – 93. – P.351.
5. Erm Kikuchi, Shohei Iwata, Soh Ishii, and Kaoru Ohno. First-principles GW calculations of GaAs clusters and crystal using an all-electron mixed basis approach. //Phys. Rev. B. – 2007. – 76. – P.075325.
6. Liu Y., Zhang Q.-L., Tittel F.K., Curl R.F., and Smalley R.E.. Photo-detachment and photo-fragmentation studies of semiconductor anions. //J. Chem. Phys. 1986. V.85, №12. P.7434-7441.

ТЕНЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК *PbTe*: *Pb*, *PbTe*: *Te*

Сулаймонов Х.М., Юлдашев Н.Х., Юлдашев Х.Т.

Ферганский политехнический институт,
Фергана, Узбекистан. uzferfizika@mail.ru.

Рассмотрено влияние сверхстехиометрических добавок *Pb* и *Te* на удельную электропроводность и тензоэлектрические свойства поликристаллических пленок *PbTe* с целью изготовления тензодатчиков со стабильными характеристиками. Показано, что увеличение содержания *Pb* снижает значение коэффициента тензочувствительности (КТЧ) по сравнению с добавкой *Te*. Одним из отличительных особенностей электрофизических свойств полупроводниковых пленок является их температурная чувствительность. Поэтому такие свойства полупроводников, полупроводниковых приборов и пленочных структур на их основе должны подвергаться температурному испытанию. Температурная зависимость рабочих параметров пленки *PbTe* является более сложной, чем у монокристаллов этого материала. Это связано, прежде всего, с неоднородностью структур, наличием различных чувствительных к температуре диспергирующих сред, поверхностных уровней, межгранульных потенциальных барьеров и т. п. Так, зависимость удельной электропроводности исследуемых поликристаллических пленок $\sigma(T)$ от температуры носит активационный характер. Ее можно грубо представить в виде [1]: $\sigma = \sigma_0 \exp(-\varphi_{эфф}/kT)$, где σ_0 – электропроводность кристаллитов, $\varphi_{эфф}$ – эффективное значение высоты дрейфового барьера между кристаллитами с учетом ее дисперсии параметров и имеет смысл энергии активации (ΔE_a). Нарушение стехиометрии пленки *PbTe* вследствие добавки *Pb* или *Te*, естественно, приводит к изменению высоты потенциального барьера (т.е. энергии активации) между кристаллитами. Ниже приводим некоторые экспериментальные результаты по исследованию электропроводности и тензометрических свойств поликристаллических пленок *PbTe* с нарушенной стехиометрией.

В табл.1 представлены экспериментально определенные значения энергии активации ΔE_a удельной электропроводности *PbTe* для различных значений добавки *Pb* и *Te*. Как видно из этой таблицы, избыток *Te* приводит к росту высоты потенциальных барьеров между кристаллитами. Если считать исходный материал *n*-типа электропроводности, то увеличение значения $\varphi_{эфф}$ означает, что добавочный *Te* ведет себя как акцептор, присоединяя к себе электроны, увеличивает высоту и ширину потенциального барьера для дрейфа электронов. Сверхстехиометрические добавки *Pb* ведут себя как доноры и, отдавая слабосвязанные электроны в зону проводимости кристаллита, тем самым снижают потенциальный барьер и энергию активации.

Табл.1

избыток <i>Te</i> : вес %	ΔE_a , эВ	избыток <i>Pb</i> : вес %	ΔE_a , эВ
0.8	0.085	0	0.080
1.8	0.090	0.2	0.090
2.8	0.095	1.2	0.040
3.8	0.105	2.2	0.015
4.8	0.12	3.2	-

Активационный характер зависимости электропроводности пленки от температуры сохраняется и после термообработки ее на воздухе. Однако, при такой обработке энергии активации электропроводности поликристаллической пленки, как с избытком свинца, так и с избытком теллура, увеличивается. Это, по-видимому, связано, прежде всего, с влиянием окружающей среды на свойства

возможных окислов между кристаллитами, способствующей увеличению потенциального барьера между полупроводниковыми и окисными слоями.

На рис.1 приведена температурная зависимость удельной электропроводности термообработанных на воздухе поликристаллических пленок $PbTe$ с избытком теллура. Как видно из кривых 1-6, с ростом температуры пленки $lg\sigma$ линейно растет при различных избытках Te . Заметим, что угол наклона линии температурной зависимости $lg\sigma(T)$ с ростом добавки Te увеличивается.

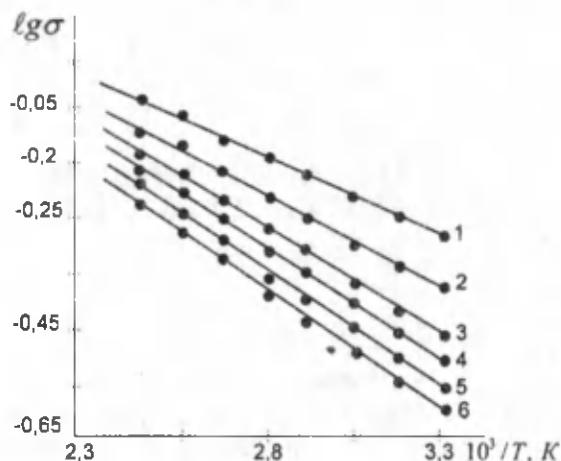


Рис.1. Температурная зависимость электропроводности пленок с избытком теллура. ΔTe вес. %: 1-0; 2-0.68; 3-1.8; 4-2.8; 5-3.8; 6-4.8.

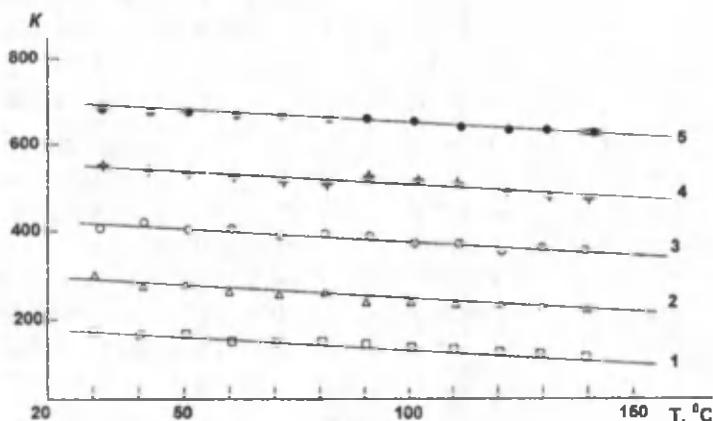


Рис. 2. Зависимость КТЧ от температуры. Кривая 1- $PbTe$; кривые 2-5 - $PbTe-Te$, с вес.% ΔTe : 2-0.8; 3-1.8; 4-2.8; 5-3.8.

Дальнейшие исследования показали, что сверхстехиометрический избыток свинца по сравнению с пленкой $PbTe-Te$ существенно снижает температурную чувствительность электропроводности. Это, по-видимому, связано с резким увеличением электропроводности и ростом металлических свойств пленки $PbTe$ с увеличением добавки Pb . Температура окружающей среды существенно влияет на коэффициент тензочувствительности (КТЧ) пленки $PbTe$ с сверхстехиометрическими добавками Te и Pb . Для оценки этой зависимости вводится параметр - температурный коэффициент тензочувствительности (ТКК) [2]: $\alpha_{max} = \Delta K / K \Delta T, град^{-1}$. Коэффициент тензочувствительности K для пленки $PbTe$ $PbTe-Te$ в случае сжатия до уровня относительной деформации $\epsilon = 1.32 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. с ростом температуры в интервале $300K + 450K$ уменьшается (рис.2). Существенные изменения K наблюдается в области низких температур $T < 175K$. Среднее значение ТКК, найденное из опыта равняется $(2.5 \div 4.0) \cdot 10^{-3} град^{-1}$. С ростом температуры K становится слабо зависящим от механической деформации. Рост чувствительности K от деформации при низких температурах связан с тем, что с уменьшением температуры носители зарядов все более становится локализованными на уровнях близлежащих к уровню Ферми [2]. Температурная

зависимость KTC при низких температурах становится более заметной, чем при высоких температурах. С ростом добавки Te к пленки $PbTe$ значение KTC растет, но его температурная зависимость почти не меняется.

Таким образом, поликристаллические пленки $PbTe$ с сверхстехиометрическими добавками Te в пределах $\Delta Te = 0.7 - 4.0$ вес.% обладают улучшенными тензометрическими параметрами и поэтому целесообразно изготовление тензоприборов на их основе с малоинерционной чувствительностью к температуре в интервале $20 - 150$ °C.

Литература

1. Колосов С.А., Клевков Ю.В., Плотников А.Ф. ФТП, том 38, вып. 4, 473 (2004).
2. Абдуллаев Э.А., Юлдашев Н.Х. Эффект пьезосопротивления в халькогенидах свинца и висмута (Ташкент, «Фан», 1989, 182 с).

КЎП ФУНКЦИОНАЛ ДАТЧИКЛАРДА ҚЎЛЛАНИЛАДИГАН МАЙДОН ТРАНЗИСТОРНИНГ ТОКНИ СТАБИЛЛАШ ХУСУСИЯТИ

Тўраев А.А., Ниязов Л.Н.

Бухоро давлат университети,

М.Икбол 11 уй. turayev_akmal@mail.ru

Интеграл оптика қурилмаларининг ишлашининг ишончилигини ошириш учун турли хил турдаги биполяр ва майдон транзисторлари зарурдир. Нурлатгич (генератор) параметрларини стабиллаш масаласи жуда муҳим. Источни затвор билан бирлаштирувчи, стабилизация токи ва ташқи қаршилик орасида боғланиш ўрнатилиши манбалар ва ток чегараловчиларни яратилишида муҳим ҳисобланади.

Ўрганиладиган майдон транзистори эпитаксиал структура асосида тайёрланган. Затвор соҳани билдирувчи p - типдаги кремний остига n -типдаги ўтказувчанлик қатлами ўстирилган. Каналнинг узунлиги 25 мкм, эни 560 мкм, сток ва исток контактларининг кенглиги 12 мкм. Ток ташувчилар концентрациясининг градиенти канал кенглигида $p - n$ ўтиш йўналишида ортиб боради. Стокнинг максимал токи 6,31 мА, канал қирқимидаги кучланиш 2,4 В. Икки қутблик кўринишидаги ток чегаралагич исток билан затворнинг чиқишларини ташқи қаршилик орқали улашдан ҳосил қилинади.

Бундай режим сток токининг тўйиниш механизмига кўра умумий исток уланиш режими ёки кучланиш бўлгич орқали белгиланадиган кучланиш режимларидан фарқ қилади [1]. Бунда канални модуляция жараёни самарали бўлади. Каналнинг динамик қаршилиги кескин ўсади. Автоматик силжишда электр майдонининг кўндаланг ҳамда бўйлама ташқил этувчилари билан каналнинг сикилиши содир бўлади. Чегаралагичнинг схемасидан кўринадикки «канал-истокка уланган қаршилик» занжиридан оқувчи I_s ток $U_R = R_T I_s$ муносабатдан аниқланади (R_T қаршиликка тўғри келувчи кучланиш). Берилган U_m кучланишда сток токининг вольт-ампер чизигидаги тўйиниш режими R_T ташқи қаршилик қийматига мос келади. Бундай стабилизатор стабиллаш токидан ташқари, стабиллаш соҳасидаги қиялик тавсифи, тўйиниш кучланиши ва бузилиш кучланиши билан характерланади. Майдон транзисторида сток токи манбадан бериладиган затвор кучланиши билан бошқарилади.

Стабиллаш токининг максимал қиймати нолинчи силжишдаги майдон транзисторининг максимал токига тенг. Ҳақиқатдан ҳам, ўлчаш натижаларидан R_T қаршиликнинг нолинчи қийматида S_m стабиллаш токи майдон транзисторининг максимал токига тенг. Ташқи қаршиликнинг ўсиб бориши билан стабиллаш токи камайиб боради. Масалан, 200 Ом қаршиликда стабиллаш токи 3,45 мА бўлиб, 0,8В беркитиш кучланишида ҳосил бўлади. Қаршиликнинг 400 Ом қийматида ток 0,1В кучланишга мос келади.

Стабиллаш токининг қаршиликка боғлиқлигини қуйидагича тушинтириш мумкин: Бошқарувчи ташқи қаршилик майдон транзисторининг канали билан биргаликда, канални беркитувчи кучланиш бўлгичга ўхшашлик ҳосил қилади. Натижада қаршиликка унинг қийматига пропорционал кучланиш тушади, ва қаршиликнинг қийматига кўра ток бошқариладиган бўлиб қолади. Вольт-ампер характеристикалари чизикларининг мос келишини икала режимда ҳам затворда бир хил кучланиш бўлиши билан тушинтириш мумкин. $p-n$ - ўтишнинг бир томони юқори легирланган бўлса (масалан, p -ярим ўтказгичда $p-n$ ўтишни $p' - n -$ ўтиш деб юритилади) n - ярим ўтказгич қисмига жуда кўп

тешиклар инъекцияланади. Бу ҳолда диффузион, узлуксиз ва Пуассон тенгламалари оркали электрон-тешик ўтишининг вольт – ампер характеристикасини олиш мумкин. Лекин бу тенгламалар системаси чизиқли бўлмагани учун икки хил яқинлашиш методи ёрдамида ечилади. Бу яқинлашиш методлари “майдон”ли ва “диффузион” яқинлашиш деб юритилади. Биринчи хил яқинлашишда $p-n$ – ўтишдаги ташқи электр майдони таъсирида вужудга келадиган электр токи ҳам ҳисобга олинади. Бу ҳолда диффузион, узлуксизлик ва Пуассон тенгламаларидан

$$\frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{\epsilon}{2kT} \frac{d}{dx} \left(E \frac{dE}{dx} \right) + \frac{eN}{2kT} \frac{dE}{dx} - \frac{p}{L_p^2} = 0 \quad (1)$$

Кўринишдаги тенгламани оламиз. Агар $\frac{d^2 p}{dx^2}$ ни тенгламадаги бошқа ҳадларга қараганда кичик деб қарасак, (1) қуйидагича ёзилади:

$$\frac{\epsilon}{2kT} \frac{d}{dx} \left(E \frac{dE}{dx} \right) + \frac{eN}{2kT} \frac{dE}{dx} - \frac{p}{L_p^2} = 0 \quad (2)$$

Бу тенгламанинг чап томонидаги ҳадларнинг иккинчиси ёки биринчисини бошқа ҳадларга нисбатан катта деб қараб $j \sim V^2$ ёки $j \sim V^3$ пропорционалликни олишимиз мумкин.

Маълумки сток токининг тўйиниш соҳасида унинг затвор кучланишига боғлиқлиги даражали функция бўлиб, қуйидаги муносабат билан аниқланади [3].

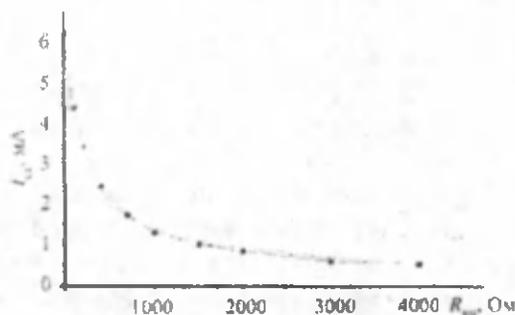
$$I_s = I_{s \max} \left(1 - \frac{U_z}{U_Q} \right)^m \quad (3)$$

Бунда $U_{зи} = U_R = I_s R_T$ эканлигини инобатга олиб стабиллаш токининг, исток ва затворнинг чиқишларини бирлаштирувчи ташқи қаршиликка боғлиқлигини аниқлаш мумкин. U_z -затвор кучланиши, U_Q -канал киркимидаги кучланиш.

$$R_T = \frac{U_Q}{I_s} \left(1 - \sqrt[m]{\frac{I_s}{I_{s \max}}} \right) \quad (4)$$

$p-n$ ўтиш билан бошқарилувчи майдон транзисторларининг олиниш технологиясига боғлиқ равишда m 1,5 дан 2,2 гача қийматларни қабул қилиши мумкин [2].

Қаралаётган майдон транзистори учун m даража кўрсаткичи $\ln \frac{1}{R}$ ва $\ln I$ орасидаги боғланишдан баҳоланади. Маскур майдон транзистори учун стокнинг максимал токида (6,31 мА) $m = 1,84$. Бундай боғланиш квадратик муносабатга яқиндир. Мос равишда, ўрнатиладиган стабилизация токи учун олинган муносабатдан талаб қилинадиган ташқи қаршилик қийматини аниқлаш мумкин. Токнинг кучланишга квадратик боғланиши таъсавурида олинган ҳисоблашлар, ташқи қаршиликнинг стабиллаш токига боғлиқлиги бўйича олинган экспериментал натижаларга яхши мос келади (1-расм).



1-расм. Ташқи қаршиликнинг стабиллаш токига боғлиқлиги

Майдон транзисторининг сток характеристикасини тадқиқ қилишда исток ва затвор чиқишларини бирлаштирувчи ташқи қаршилик билан стабиллаш токи орасида муносабат аниқланди [3].

Адабиётлар

1. Ёдгорова Д.М. Механизм насыщения тока стока полевого транзистора с р-п переходом// Технология и конструирование в электронной аппаратуре.2006.№1.с. 58 – 60.
2. М.А.Азизов Ярим ўтказгичлар физикаси// “Ўқитувчи”нашриёти. Тошкент-1974, с.141-148.
3. А.В.Каримов, Д.Р.Джураев, Д.М.Ёдгорова, А.З.Рахматов, О.А.Абулхаев, Б.М.Каманов, А.А.Тураев Некоторые особенности ограничителя тока на полевом транзисторе// Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2011,№1, С. 25-26

ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕОРИИ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ДИОДНЫХ ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР, РАБОТАЮЩИХ В РЕЖИМЕ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ

Тагаев М.Б., Статов В.А.

*Каракалпакский государственный университет,
email; m_tagaev@mail.ru*

Тезис посвящен применению теории случайных процессов для описания лавинных диодов. В настоящее время диодные структуры, работающие в режиме лавинного пробоя вновь привлекают внимание в качестве высокоэффективных фотоприемников с огромной чувствительностью. В то же время методы автоматического проектирования требуют все более точных электрофизических моделей токопереноса в активных элементах электронных схем, как для СБИС, так и для обычной схемотехники. Показано, что в связи с особенностями токопрохождения в лавинных диодах следует учитывать сложный характер случайных процессов в лавинных диодах, приводящий к негауссовому спектру микроплазменного шума. Обсуждается обусловленность этих процессов физическими характеристиками активной области, наличием в ней дефектов и внешними воздействиями на прибор.

В настоящее время наблюдается значительный рост интереса к использованию эффекта лавинного эффекта в полупроводниках для создания высокочувствительных быстродействующих фотодиодов. Это вызвано уникальными возможностями внутреннего усиления фототока в таких приборах, делающих их конкурентоспособными не только в сравнении с традиционными фототранзисторами, но даже и приборам с использованием квантоворазмерных структур. В то же время методы автоматического проектирования требуют все более точных электрофизических моделей токопереноса в активных элементах электронных схем, как для микроэлектроники, так и для обычной схемотехники. В работах [1,2,3] уже рассматривался вопрос адекватной модели для лавинных диодов, в том числе. SPICE (Simulation program with integrated circuit emphasis) модель так называемых однофотонных лавинных фотодиодов была исследована в [4], где была предложена схема, включающая в себя бистабильные элементы. Значительным недостатком этих работ было то, что они не учитывали стохастический характер процессов, происходящих в обедненном слое прибора, а также неявно постулировалась стабильность характеристик области лавинного умножения. Однако, как показывают наши исследования, режимы, характерные для лавинных полупроводниковых приборов приводят к значительному дрейфу параметров прибора (внутреннего коэффициента усиления, обратного тока), вызванному прежде всего передвижением структурных дефектов в активной области. Также некоторое влияние оказывает и перераспределение точечных дефектов в упругом поле дислокаций, усиленное возбуждением электронной подсистемы полупроводника.

В работе [5] особое внимание было уделено термическим характеристикам прибора и учету в эквивалентной схеме эффектов саморазогрева, влияние температуры на лавинный пробой и оптимизация модели с этой точки зрения, но при этом не учитывался микроплазменный характер пробоя.

Как известно, чаще всего пробой лавинных диодов бывает неоднородным и происходит вследствие включения ряда микроплазм. В большинстве случаев неоднородный пробой связывают с наличием в р-п-переходе структурных несовершенств, в первую очередь - дислокаций. На это указывают, в частности, результаты исследований лавинно-пролетные диоды в условиях продолжительных электротермотренировок и термических воздействий, а также облучения частицами высоких энергий.

Нами подтверждена роль структурных нарушений при исследовании результате ультразвукового воздействия на лавинные диоды. Микроплазмы при этом частично или полностью удаляются из рабочих областей, а также на несколько порядков уменьшается величина обратного тока. Ультразвуковая обработка производилась при температуре +50 °С с помощью пьезокерамических преобразователей на частоте 14 МГц. Мощность вводимого в диоды ультразвука варьировалась при изменении амплитуды высокочастотного напряжения, подаваемого на преобразователь. Объектами исследований являлись двухпролетные лавинно-пролетные диоды диаметром 30 мкм, изготовленные из кремния в виде $p^+ - p - n - n^+$ -структуры.

Исходная вольтамперная характеристика (ВАХ) имела три области с разными наклонами, которые при двойном дифференцировании проявляются в виде характерных пиков на кривых. После двух следующих друг за другом ультразвуковых обработок с возрастающей интенсивностью ультразвука изломы на ВАХ и пики на их производных исчезают. Такое поведение электрофизических характеристик прибора требует усложнения эквивалентной схемы и введения туда дополнительных элементов, функционально зависящих от предыстории полупроводникового прибора. Поскольку реальный полупроводниковый диод, представляет собой структурно-неравновесную систему, сформировавшуюся в технологическом цикле изготовления $p-n$ -перехода, контактов к нему и сборки диода в корпус, то при приложении акустической волны происходит ее эффективное поглощение в местах имеющихся несовершенств кристаллической решетки.

Последние представляют собой точечные дефекты и их комплексы, а также кластерные образования и дислокации. В результате становятся возможными процессы перестройки точечных дефектов и их комплексов, в том числе из-за взаимодействия с дислокациями.

В принципе учет физико-технологических факторов и особенностей деградации полупроводниковых приборов является важным и недооцененным направлением моделирования электронных схем, дающим возможность долговременного прогнозирования отказоустойчивого функционирования как отдельных активных элементов так и всей схемы в целом.

Таким образом дальнейшее совершенствование SPICE-моделей полупроводниковых приборов, использующих лавинный эффект должно учитывать сложный характер шума, стохастический характер системы локализованных пробоев в активной области (микроплазм), взаимное влияние микроплазм друг на друга, существование конкурирующей областей пробоя в одном приборе (по фаске, на дефектах полупроводника и, в случае развитого пробоя по малодефектным участка области пространственного заряда), влияние теплового поля отдельных микроплазм и термоупругих напряжений, а также роль перестройки дефектной подсистемы в активной области под влиянием комплекса вышеперечисленных факторов.

Литература

1. J. Lepkowski Avalanche TVS Diode SPICE Macro-Models// ON Semiconductors 2006
2. J. Lepkowski, W. Lepkowski Evaluating TVS Protection Circuits with SPICE//Power Electronics Technology January 2006 pp.44-49
3. Wong, S., Hu, C. and Chan, S. SPICE Macro Model for the Simulation of Zener Diode Current-Voltage Characteristics// International Journal of Electronics, Vol. 71, No. 24, August 1991
4. F. Zappa, A. Tosi, A. Dalla Mora, S. Tisa SPICE modeling of single photon avalanche diodes Sensors and Actuators A: Physical Volume 153, Issue 2, 3 August 2009, pp. 197-204
5. Y. Subramanian R. Bruce Darling Compact modeling of avalanche breackdown in pn -junction for computer-aided ESD design (CAD for ESD)//Modeling and simulation of microsystems 2001 pp. 48-51

CHEMICAL VAPOR DEPOSITION OF LARGE AREA FEW-LAYER GRAPHENE FILMS FOR APPLICATION IN NANOELECTRONIC DEVICES

Oybek Tursunkulov, Bunyod Allabergenov, Amir Abidov, Soon-Wook Jeong, and Sungjin Kim

Department of Advanced Materials and Engineering, Kumoh National Institute of Technology T222, Daehak-ro 61, Gumi, South Korea, 730-701, oybtm09@gmail.com

ABSTRACT

Graphene has attracted much attention due to its excellent physical and electrical properties such as tunable band gap, high thermal conductivity, and mechanical strength. It has exceptional carrier transport properties which makes it a promising material for future nanoelectronics. In this work we demonstrate the growth of graphene layers by chemical vapor deposition (CVD) on copper substrates. Graphene growth was achieved by the flow of methane and hydrogen gasses over a copper thin film acting as catalyst at ambient

pressure. The process formation of graphene consist from adsorption and subsequent catalytic decomposition of a gaseous carbon source on metal surfaces, downward dissolution of surface carbon species into the bulk metal, and reconstruction of the surface carbon atoms into graphene. Optimal growth conditions were found by varying the following parameters: methane flow rate, copper film type and temperature. Transfer methods are essential for effective optical contrast and SEM microscopy measurements. Characterization was performed with optical microscopy, Raman spectroscopy, SEM and other to determine the number and quality of layers.

Single and few-layer graphene films exhibit unique properties and show promise as nanoelectronic devices due to its excellent physical and electrical properties such as tunable band gap, high thermal conductivity, and mechanical strength [1-3]. Thus to realize these potential properties for applications, it is essential to synthesize high-quality and large-area graphene films with controlling layers. For this propose the chemical vapor deposition is an important method to synthesis graphene film on a substrates. Cu become the most popular substrate among developed substrates for graphene growth. On the basis of these peculiarities single layer and bilayer graphene have been proposed for novel electronic [4] and optoelectronic devices [5] and find versatile application in nanomaterial electronics. In particular graphene has been widely investigated as a key material in multi-functional composites [6], gas sensors [7], biosensors [8] flexible and transparent electrodes [9], modulators [10], and transistors [11] and for other purposes. Chemical vapor deposition (CVD) of graphene films on Cu substrate is a primary technique for high quality graphene synthesis. Firstly, annealing at high temperature carried out in hydrogen gas environment. Then methane and hydrogen gases are flowed in to CVD furnace. The hydrogen catalyzes a reaction between methane and surface of the metal surface causing carbon atoms from the methane gas to be deposited on to surface of copper through chemical absorption. In this paper Copper foil is studied as a catalyst metal for graphene synthesis. At the same time the formation copper carbon composite stimulated by CH₄ gas flow beyond CVD heater, i.e. quartz tube's preliminary heating zone was investigated.

2. Growth of graphene and carbon-copper composites by chemical vapor deposition technique

2.1 Graphene growth process

In this work graphene was grown by chemical vapor deposition (CVD) from mixtures of CH₄:H₂ gases. The Cu foils (99,9999% metal basis) with thickness of 500 μm were purchased from Alpha Aesar and used as the growth substrate. Samples with various sizes ranging from 2x2 cm to 4x4 cm were prepared and ultrasonically cleaned in acetone, methanol and deionized water. These samples were loaded into a CVD quartz tube with four inch diameter. The view of chemical vapor deposition equipment during heating time and the cooling procedure is shown in fig 1. The chamber was vacuumed under 10⁻³ Torr by a rotary pump, and hydrogen (H₂) (99.99% purity) diluted in Ar (99.95% purity) gas was injected into a reactor to prevent oxidation of the Cu. The samples were pre-annealed at 900±975 °C in hydrogen atmosphere. Then CH₄ (99.96% purity) as precursor gas was flowed for 40±60 min at 1000 °C for formation of graphene. The process pressure was set 0,5Torr during growing process.

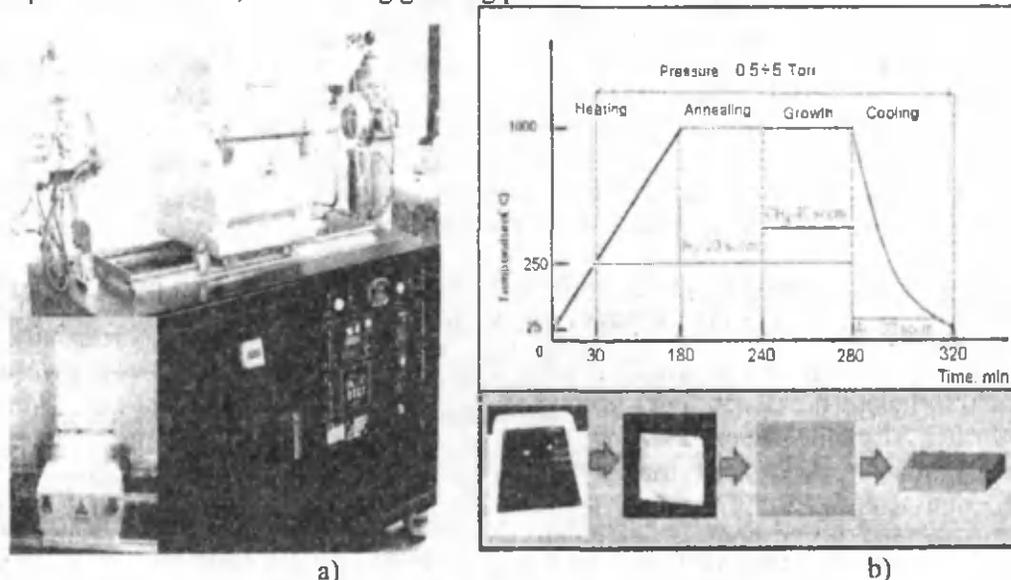


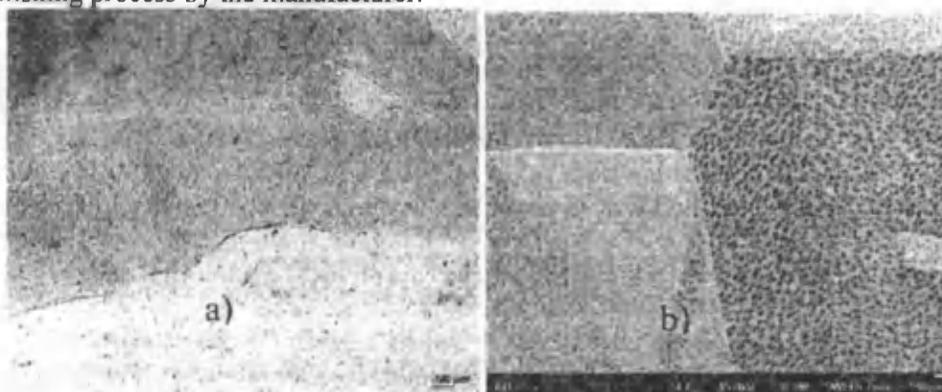
Figure 1. a) View of chemical vapor deposition equipment during heating and cooling process (lower part of image); b) Schematic image of graphene growth condition by chemical vapor deposition (upper part) and direct transferring process of graphene without using organic bonds (i.e. PMMA).

We changed the amount of methane flow rates (20–50 sccm), annealing and CH₄ treatment temperature to investigate of the graphene quality under different synthesis conditions. After graphene formation, the methane gas were turned off and the reactor started to cool down to room temperature by mechanically opening CVD box in order to decrease temperature and injection of Ar (20sccm-40 sccm). Cooling rates are measured by a thermal couple on the sample holder. A transfer process was carried out through treatment with a nickel etchant solution to isolate the graphene from copper substrate and placement on an oxidized silicon substrate. Optimal growth of graphene films were found by varying the different CVD conditions such as annealing temperature and gas flow rate. It was found that relatively uniform graphene formed at low gas pressure and fast cooling time for high purity Cu foils.

Then graphene films are scooped out from the solution, rinsed several times by DI water and placed on the Si/SiO₂ or glass substrates i.e. directly transferred without using organic bonders like PMMA. Fig. 2 schematically shows a typical graphene growth procedure. After graphene growth the samples have been characterized using following approaches: Field Emission Scanning Electron Microscope FE-SEM (JEOL/JSM-6500F and JEOL/JSM-6701F), Optical Microscope Nikon Eclipse L150 (Camera Digital sight DS-5M), Raman spectroscopy (Renishaw 1000 Micro-Raman System) with excitation wavelength- 514nm, 785nm and laser spot size: 0 ~ 250 μ m.

3. Results and Discussion (*Graphene characterization*)

It is well known that graphene growth is a catalytic process, involving hydrocarbon decomposition and surface diffusion, which involves absorption and de-absorption of hydrocarbon molecules on Cu and process decomposition of hydrocarbon to form carbon atoms. At high temperature under methane flow (~1000 °C) the aggregation of carbon atoms on Cu surface to form graphene nucleation centers and diffusion and attachment of carbon atoms to nucleation centers to form graphene film were occurs. Chemical vapor deposition technique of graphene should essentially provide precise control growing condition. Deposition must terminated right after the several layers of graphene are formed on Cu substrate and then start fast cooling process for providing thin film uniformity. In other words in the chemical reaction is controlled process, like the reaction rate of graphene deposition can be optimized by reaction temperature, concentration of the reactants and cooling speed. Hence it is helpful to reduce deposition temperature, increase cooling rate and decrease partial pressure during deposition on Cu catalyst surface. We considered of high temperature which affects not only reaction process, but also to the microstructure of the substrate of the deposited film. Figure 2 (a) shows the optical microscope image of the as- synthesized graphene layer on poly-crystalline copper foil. According this figure, after thermal annealing at ~1000 °C on Cu surface formed dark and light yellow color grains caused of polycrystalline structure of foil. At a glance, the synthesized graphene films cover large area of copper substrate. Increasing resolution of copper surface by FESEM show that dark area mostly contained graphene domains figure 2 (b). It is shown that these domains are located along different growing plane of indexes of each copper grain ascribed by EDS spectra of selected area of Cu (fig. 2 (c) and (d)). We also suppose that graphene domains prefer to grow along the direction of the polish lines which formed during the polishing process by the manufacturer.



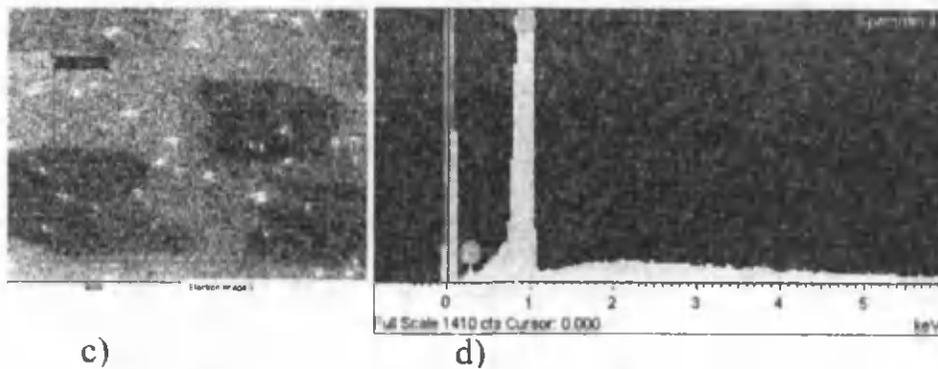


Figure 2. Optical (a) and FESEM (b) images of Cu surface after annealing and CH_4 treatment by chemical vapor deposition; c)-d) selected area and EDS Spectra image of elemental distribution in Cu surface

Raman spectroscopy technique is optimal and most reliable method of determine the presence of graphene. Therefore in order to examine the quality of graphene layers Raman spectra were taken at several representative regions exhibiting distinct color contrast because this method provides a quick and powerful tool for examining the quality of produced graphene films. The corresponding Raman spectra CVD grown graphene on SiO substrate is shown in Fig. 3(a). Graphene produced two strong optical peaks in Raman spectra: the G band ($\sim 1580 \text{ cm}^{-1}$) and the 2D band ($\sim 2690 \text{ cm}^{-1}$) which characterized of graphene. The G band is caused by vibrational mode, and the 2D band is a second-order two phonon mode. A third feature, the D band at ($\sim 1350 \text{ cm}^{-1}$), is not Raman active for pure graphene but can be observed where symmetry is broken by edges, or formation of defects in graphene layer [12]. The G peak is due to individual bonds stretching and compressing, while D peak is due to formation modes of the hexagonal structures of carbon atoms. This relative peak heights of the G and 2D bands change with the number of layers. Obviously developed CVD condition allow to synthesized few-layer grahene with large surface area. Optimal growth of graphene films were found by varying the different CVD conditions such as annealing temperature and gas flow rate. It was found that relatively uniform graphene formed at low gas pressure and fast cooling time for Cu foils according Raman selected mapping of single sample (figure 3 (b)).

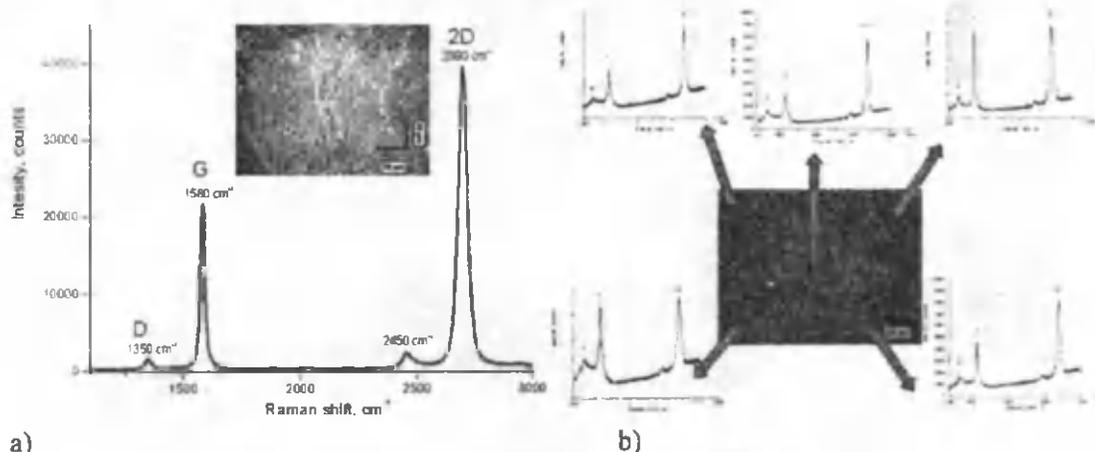


Figure 3 a) Raman spectra and image of few-layer graphene synthesized by chemical vapor deposition b) distribution mapping of Raman spectra in single sample.

3. Conclusions

In this work copper foil was used for CVD graphene synthesis mixtures of $\text{CH}_4:\text{H}_2$ gases. The Cu foils (99,9999% metal basis) with thickness of 500 μm used as a catalyst under methane and hydrogen gas flow were used for graphene growth. It was developed technical procedure for direct transferring of graphene without using organic surfactant on different substrates. The measured Raman spectra showed that graphene produced two strong optical peaks the G band ($\sim 1580 \text{ cm}^{-1}$) and the 2D band ($\sim 2690 \text{ cm}^{-1}$) which characterized as a few-layer structure. The primary characterizations of large area graphene direct transferred on different substrates were carried out. We suppose that none uniform distributed copper-carbon nanostructure in single substrate allows to find application in electronic and optoelectronic devices.

Reference

1. A.K. Geim and K.S. Novoselov. The rise of graphene. *Nature Mater.* 6, 18 (2007).

2. Virendra Singh, Daeha Joung, Lei Zhai, Soumen Das, Saiful I. Khondaker, Sudipta Seal "Graphene based materials: Past, present and future" *Progress in Materials Science* 56 (2011) 1178–1271
3. Yanwu Zhu, Shanthi Murali, Weiwei Cai, Xuesong Li, and Rodney S. Ruoff "Graphene and Graphene Oxide: Synthesis, Properties, and Applications" *Adv. Mater.* 2010, 22, 3906–3924
4. Xiao Huang, Zongyou Yin, Shixin Wu, Freddy Boey, and Hua Zhang "Graphene-Based Materials: Synthesis, Characterization, Properties, and Applications" *SMALL*, 2011, 7, No. 14, 1876–1902
5. F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and A. C. Ferrari, "Graphene photonics and optoelectronics." *Nature Photonics*, vol. 4, no.9, pp. 611–622, 2010
6. Girish S. Gunda, Deepak P. Dubalb, Bebi H. Patila, Sujata S. Shindea, Chandrakant D. Lokhande "Enhanced activity of chemically synthesized hybrid graphene oxide/Mn3O4 composite for high performance supercapacitors" *Electrochimica Acta*, Vol 92, (2013), pps 205–215
7. Wei Wu, Zhihong Liu, Shin-ShemPei et al. "Wafer-scale synthesis of graphene by chemical vapor deposition and its application in hydrogen sensing" *Sensors and Actuators B* 150 (2010) 296–300
8. Manu S. Mmannoor, Hu Tao, Jefferson D. Clayton, Amartya Ssengupta, David L. Kaplan, Rajesh R. Nnaik, Nnaveen Verma, Fiorenzo G. Oomenetto & Mmichael C. MmcAlpine "Graphene-based wireless bacteria detection on tooth enamel" *Nature Communication*, v. 3:763, p. 1-8, DOI: 10.1038/ncomms1767
9. Keun Soo Kim, Yue Zhao, Houk Jang, Sang Yoon Lee, Jong Min Kim, Kwang S. Kim, Jong-Hyun Ahn, Philip Kim, Jae-Young Choi & Byung Hee Hong "Large-scale pattern growth of graphene films for stretchable transparent electrodes" *Nature*, Vol 457 (2009), p.706-710
10. Berardi Sensale-Rodriguez, Mmichelle M. Kelly, Lei Liu & Huili Grace Xing et al. "Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions" *Nature Communication* 3:780, p.1-7
11. Frank Schwierz "Graphene Transistors" *Nature Nanotechnology*, Vol 5,(2010), p. 487-496
12. Alexander N. Obraztsov, Alexey A. Zolotukhin, Binghai Liu, Kok-Chung Chin, Andrew T.S. Wee "Raman scattering characterization of CVD graphite films" *Carbon* 46(2008) 963-968

ЖИДКОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $Si_{1-x-y}C_xSn_y$

Ш.Н. Усмонов

Физико-технический институт АН РУз,

ул. Бадамзар йули 2 Б, г. Ташкент, 100084. E-mail: sh_usmonov@rambler.ru

В данной работе представлены результаты по выращиванию и рентгеноструктурному анализу твердого раствора (ТР) $Si_{1-x-y}C_xSn_y$. ТР выращивались методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема Sn раствора-расплава насыщенного металлургическим Si марки KP-3 в атмосфере очищенного палладием водорода. Металлургический Si предварительно не подвергался химической обработке его исходный состав по паспорту в вес. % составлял: Si - 96, Al - 1.5, Fe - 1.5, Ca - 1. В качестве подложек были использованы Si шайбы диаметром 20 мм, толщиной ~ 350 мкм, вырезанные из монокристаллического кремния дырочного типа проводимости с ориентацией (111) и с удельным сопротивлением ~ 3 Ом·см. Для выращивания слоев был использован кварцевый реактор вертикального типа с графитовой кассетой и горизонтально расположенными подложками. Подложки на графитовом держателе, при достижении необходимой температуры, приводились в контакт с раствором-расплавом, и после заполнения зазоров между подложками раствором-расплавом они поднимались на 1 см выше уровня раствора, а затем система переключалась в автоматический режим принудительного охлаждения. Образцы выращивались при различных значениях параметров жидкостной эпитаксии: варьировалось расстояние между верхними и нижними подложками, начало температуры кристаллизации и скорость охлаждения оловянного раствора-расплава. Эпитаксиальные слои с зеркально-гладкими поверхностями и плотной адгезией к подложке получались при расстоянии между верхними и нижними подложками равном 1 мм, температуре начала кристаллизации оловянного раствора-расплава 1050 °С и скорости охлаждения подложки 1 град/мин. При этом скорость кристаллизации эпитаксиальных слоев составляла ~ 0,15 мкм/мин, а толщина, в зависимости от продолжительности процесса доходило до 40 мкм. Выращенные пленки имели электронный тип проводимости.

Исследования химического состава поверхности и скола выращенных эпитаксиальных слоев были проведены на рентгеновском микроанализаторе «Jeol» JSM 5910 LV-Japan. Результаты рентгеновского микроанализа и растровых картин по сколу и по поверхности (рис. 1) показали, что эпитаксиальные слои не содержат металлических включений, распределение компонентов по поверхности эпитаксиального слоя однородное, а состав по толщине слоя в атомных процентах в среднем составлял: Si – 97.01, C – 2.06, Sn – 0.75, остальные примеси – 0.18. Выращенный слой представляет собой твердый раствор $Si_{1-x-y}C_xSn_y$ ($0 \leq x \leq 0.02$, $0 \leq y \leq 0.008$). Вся поверхность

подложки была покрыта прочно соединенной с ней пленкой, а поверхность слоя была зеркальная. Как видно из рис. 1 а, эпитаксиальный слой является сплошным. Рис. 1 б свидетельствует об образовании подслоя твердого раствора $Si_{1-x}C_xSn_y$, обеспечивающего достаточную адгезию с Si подложкой. С (рис. 1 с) и Sn (рис. 1 д) содержатся по всей толщине слоя.

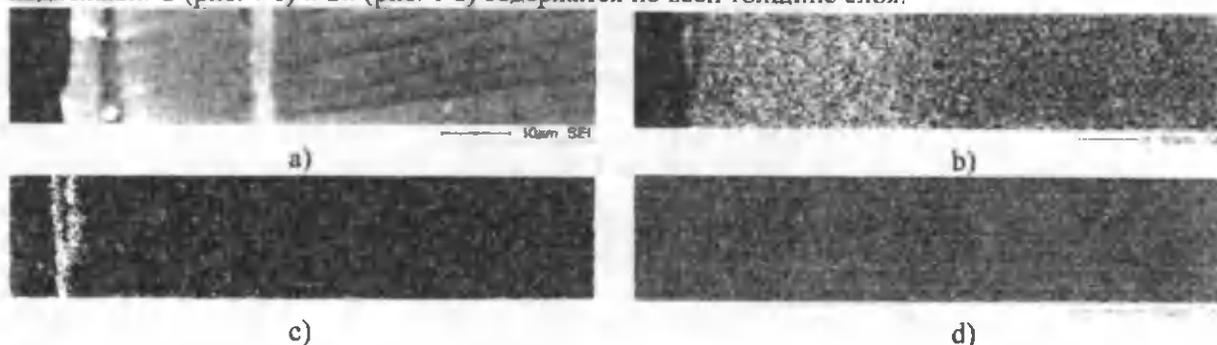


Рис. 1. Растровые картины скана эпитаксиального слоя $Si_{1-x}C_xSn_y$: а) Secondary electron emission (SEI), б) $Si_{K\alpha}$, в) $C_{K\alpha}$, д) $Sn_{K\alpha}$.

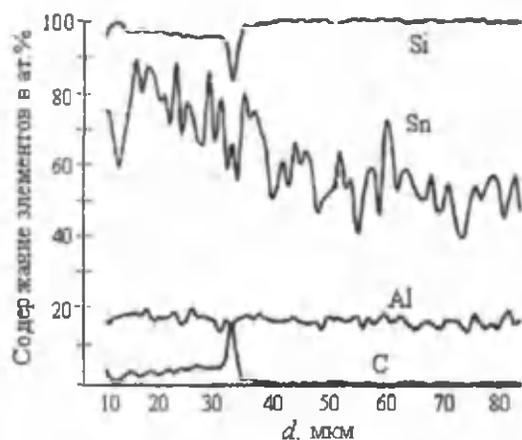


Рис. 2. Профиль распределение элементов в поперечном срезе эпитаксиального слоя $Si_{1-x}C_xSn_y$. Содержание Sn и Al умножено на 100.

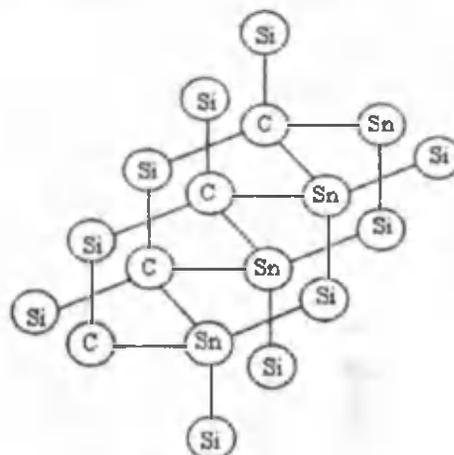


Рис. 3. Тетраэдрические связи твердого раствора $Si_{1-x}C_xSn_y$.

На рис. 2 представлен профиль распределение элементов в поперечном срезе эпитаксиального слоя $Si_{1-x}C_xSn_y$. Как видно из рис. 2 содержание Sn растет с ростом пленки, а содержание C и Al в эпитаксиальном слое более-менее равномерное. Отличие суммы ковалентных радиусов молекул компонентов составляет:

$$\begin{aligned} |(r_{Si} + r_{Si}) - (r_C + r_C)| &= 0,34 \cdot (r_{Si} + r_{Si}), \\ |(r_{Si} + r_{Si}) - (r_C + r_{Si})| &= 0,17 \cdot (r_{Si} + r_{Si}), \\ |(r_{Si} + r_{Si}) - (r_C + r_{Sn})| &= 0,07 \cdot (r_{Si} + r_{Si}). \end{aligned}$$

Следовательно, атомы C и Sn совместно замещая двух соседних атомов в кристаллической решетке кремния обеспечивают высокую концентрацию углерода в полученных слоях (рис. 3). Однако, содержание углерода в эпитаксиальном слое больше, чем содержание Sn. Это позволяет предположить, что ионы C замещают ионы Si в решетке эпитаксиальной пленки статистически неоднородно и возможно сегрегируются в дефектоспособных областях пленки – на границах раздела блоков Si и приграничных областях решетки, где имеются много узлов с высоким потенциалом, и возможно, так же, формируются нанокристаллиты C, как это было показано для ионов Sn в эпитаксиальном слое кремния [1].

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 «Вольтаические, излучательные свойства, нанодфекты новых твёрдых растворов и гетероструктур на основе Si, Ge, GaSb, InSb, GaP, GaAs, ZnSe, ZnS, SiC, алмаза» фундаментальных исследований Комитета КРН и Т РУз.

Литература.

1. А.С. Саидов, Ш.Н. Усмонов, М. Каланов, Х.М. Мадамянов. Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып. 17, С. 104-110.

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В КРЕМНИИ С ПРИМЕСЯМИ Т-ИОНОВ И АССОЦИАТАМИ КИСЛОРОДА

Утамурадова Ш.Б., Дехканов М.Ш., Олимбеков З., Тураев З.

НИИ Прикладной физики Национального университета Узбекистана имени Мирзо Улугбека, г.Ташкент, sh-utamuradova@yandex.ru

Известно, что при технологических обработках полупроводниковых пластин при производстве различных структур и приборов происходят различные взаимодействия дефектов между собой, которые определяются, прежде всего, точечными и структурными дефектами, характеризующимися максимальной подвижностью в решетке. Поэтому процессы формирования дефектной структуры кристалла должны быть связаны с ними. Следует отметить, что эти процессы существенно зависят от термической предыстории кристалла, от наличия различных неконтролируемых (технологических) примесных атомов, попадающих в объем Si в процессе выращивания из расплава или при тех или иных технологических операциях и создающих в решетке кремния электрически активные или неактивные дефектные состояния [1-2]. Известно, что технологические или так называемые ростовые примеси, которые всегда присутствуют в решетке кремния, находятся во взаимодействии с дефектной структурой Si, легирующими мелкими и глубокими примесями. Любые изменения состояния ростовых примесей приводят к развитию дефектной структуры монокристаллического кремния.

В последние годы для контролируемого формирования дефектной структуры кремния используют так называемые нетрадиционные примеси – примеси Т-ионов (переходных элементов), создающие в запрещенной зоне кремния ряд глубоких уровней. Эти специально введенные примеси вступают во взаимодействия с различными неконтролируемыми примесями в процессе технологических обработок. Кроме того, было обнаружено, что различные высокотемпературные обработки (ВТО) приводят к изменению дефектной структуры монокристаллического кремния. При этом происходит образование различных ассоциированных состояний технологических примесей, например, атомов кислорода в кремнии. В зависимости от температуры обработки образуются новые фазовые состояния технологических примесей - частицы типа SiO₂ или SiO₄.

В данной работе исследовано взаимодействие примесей Т-ионов (в частности, примесей марганца, титана, хрома и др.) со связанными состояниями атомов кислорода в кремнии с помощью ИК-спектроскопии. Диффузия атомов марганца, титана или хрома в интервале температур 900 ÷ 1250°C проведена в кремний, предварительно подвергнутый высокотемпературной обработке.

Для исследований в качестве исходных образцов использовался кремний n- и p- типа проводимости, выращенный методом Чохральского с концентрацией оптически активных кислорода и углерода $N_0^{opt} = 6 \cdot 10^{17} \div 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $N_c^{opt} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Толщина полированных образцов, в зависимости от поставленной задачи, составляла 1÷1,5 мм. Оценка содержания кислорода N_0^{opt} и углерода N_c^{opt} производилась по спектрам ИК-поглощения в области 1100 см⁻¹ (кислородная полоса) и 610 см⁻¹ (углеродная полоса), измеренным на инфракрасном спектрофотометре Specord-IR-75 в двухлучевой схеме при комнатной температуре. Оценки N_0^{opt} и N_c^{opt} производились по известным формулам [3].

В качестве эталонного образца использовался полированный бескислородный Si той же толщины, что и исследуемый образец с $N_0^{opt} \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_c^{opt} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

С целью изучения этих вопросов нами были изготовлены образцы, подвергнутые высокотемпературной обработке при температуре 1100°C в течение 12 часов. Далее в эти образцы была проведена диффузия атомов марганца, титана или хрома в интервале температур 900 ÷ 1250°C в течение 20 часов.

С поверхности образцов Si, предварительно подвергнутого ВТО, затем легированного одним из Т-ионов, были удалены механически нарушенные слои путем шлифовки. Далее в этих образцах измерялись удельное сопротивление и спектры ИК-поглощения. Для сравнения исследовались контрольные образцы, прошедшие повторную термообработку при тех же условиях, что и диффузия Т-ионов (Т= 900÷1250°C в течение 20 часов), а также образцы, легированные Т-ионами без предварительной ВТО.



Рис. 1. Типичные спектры ИК-поглощения контрольных образцов n -Si (кривая 1), n -Si<Cr> (кривая 2), n -Si + ВТО (кривая 3), n -Si<Cr> с предварительным ВТО при 1100°C (кривая 4).

На рис. 1 приведены типичные спектры ИК-поглощения образцов Si, легированного Cr. Анализ этих результатов показывает, что диффузионное введение Cr как в n -, так и p -Si приводит к уменьшению концентрации оптически активного междуузельного кислорода $N_0^{\text{опт}}$ на $10 \div 30\%$ в зависимости от температуры диффузии (кривая 2). В контрольных образцах, термообработанных при тех же условиях, что и диффузия хрома этот эффект не наблюдался (кривая 1).

Также снимались ИК-спектры на длине волны $\lambda = 16,4$ мкм, соответствующей поглощению оптически активного углерода в кремнии. В контрольных и легированных образцах эффекта уменьшения оптически активного углерода не наблюдалось.

Ранее было установлено, что различные высокотемпературные обработки (ВТО) приводят к изменению дефектной структуры монокристаллического кремния [4]. При этом происходит образование различных ассоциированных состояний технологических примесей, например, атомов кислорода в кремнии. В зависимости от температуры обработки образуются частицы типа SiO_2 или SiO_4 [4]. Нами ранее было показано, что атомы Т-ионов взаимодействуют со свободными оптически активными атомами кислорода, находящимися в кремнии в междуузельном состоянии. Как же будет проявляться это взаимодействие в случае связанных состояний атомов кислорода? И как влияет предварительная ВТО на поведение атомов Т-ионов в кремнии? С целью изучения этих вопросов нами были изготовлены образцы, подвергнутые высокотемпературной обработке при температуре 1100°C в течение 12 часов. Далее в эти образцы была проведена диффузия атомов Т-ионов в интервале температур $900 - 1250^{\circ}\text{C}$ в течение 20 часов.

С поверхности образцов Si, предварительно подвергнутого ВТО, затем легированного примесями Т-ионов, были удалены механически нарушенные слои путем шлифовки. Далее в этих образцах измерялись удельное сопротивление и спектры ИК-поглощения. Для сравнения исследовались контрольные образцы, прошедшие повторную термообработку при тех же условиях, что и диффузия Т-ионов ($T = 900 - 1250^{\circ}\text{C}$ в течение 20 часов), а также образцы, легированные примесями Т-ионов без предварительной ВТО. Результаты проведенных исследований показали, введение атомов Т-ионов в n -Si приводит к незначительному изменению величины ρ , независимо от того исходные образцы прошли предварительное ВТО или нет. Например, в образцах же $\text{Si}<\text{Cr}>$, прошедших предварительную ВТО, наблюдается значительное увеличение удельного сопротивления, причем увеличение ρ в 2-3 раза меньше, чем в образцах $\text{Si}<\text{Cr}>$, не прошедших предварительную ВТО.

Известно [5], что при ВТО при $T = 1100^{\circ}\text{C}$ происходит преципитация атомов кислорода, то есть свободный междуузельный кислород переходит во вторую фазу с образованием частиц SiO_2 . Часть атомов Т-ионов при введении в предварительно термообработанный кремний, по всей видимости, оседает на скоплениях SiO_2 , в результате чего они, вероятно, и теряют электрическую активность. Этим и объясняется, видимо, разница в изменении величины ρ в образцах $\text{Si}<\text{Cr}>$, с предварительной ВТО и без нее. Добавим, что предварительные исследования, проведенные с помощью емкостной спектроскопии, показали, что имеется разница в концентрации глубоких уровней, связанных с атомами Т-ионов в Si с предварительными ВТО и без нее.

Измерения спектров ИК-поглощения в термообработанных образцах кремния показали, что ВТО при 1100°C приводит к преципитации атомов кислорода, в результате этого происходит существенное уменьшение N_o^{opt} – на 45-50% (см. рис.1, кривая 3). Ранее было показано, что введение Т-ионов в Si приводит к уменьшению концентрации оптически активного кислорода N_o^{opt} . В образцах, предварительно подвергнутых ВТО, а затем легированных хромом уменьшение N_o^{opt} составило 8-10% (кривая 4). Это объясняется, вероятно, особенностями взаимодействия атомов хрома со связанными состояниями атомов кислорода.

Таким образом, показано, что легирование Si примесями Т-ионов приводит к уменьшению концентрации оптически активного кислорода N_o^{opt} на 10-30% в зависимости от концентрации Т-ионов. Это говорит о взаимодействии атомов Т-ионов с атомами кислорода. Установлено также, что предварительная ВТО образцов Si при 1100°C в течение 12 часов приводит к преципитации кислорода с образованием частиц SiO₂. При этом N_o^{opt} уменьшается на 45-50%. Дополнительное введение атомов Т-ионов в Si, предварительно термообработанный при 1100°C в течение 12 ч. приводит к уменьшению N_o^{opt} на 8-10%. Это обусловлено особенностями взаимодействия атомов Т-ионов с частицами SiO₂.

Литература:

- 1.Емцев В.В., Машовец Т.В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., Радио и связь, 1981, 248.
- 2.Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями. Под ред. Фистуля В.И., М., Металлургия, 1987, 232 с.
- 3.Зайнабидинов С.З., Далиев Х.С. Дефектообразование в кремнии. – Т. Университет, 1993. – 192 с.
- 4.Витман Р.Ф., Гусева Н.Б., Лебедев А.А., Ситникова А.А., Утамурадова Ш.Б. Образование структурных дефектов в Si и влияния на этот процесс углерода и марганца. - ЖТФ, 1988, т.58, в.11, с.2272-2274.
- 5.Витман Р.Ф. Свойства легированных полупроводниковых материалов: Сб.научн.тр. / Под ред. В.С.Земскова. М.: Наука, 1990. 256 с.

ТАШКИ МАЙДОНЛАР ТАЪСИРИДАГИ БОЗЕ - ЭЙНШТЕЙН ГАЗИНИНГ МУВОЗАНАТ ШАРТИ

Ш.Ш.Файзиев, В.Ш.Файзиев, Г.В.Зинатулина

БухДУ кафедра физики,

e-mail: zinatulina.88@mail.ru; Tel(91)334-48-33

Бозе - Эйнштейн гази ташки майдонда жойлашган холдаги идеал газ зарраларининг мувозанат шартини кўриб чиқамиз. Бизга маълумки, газ мувозанатда бўлиши учун уни ташкил қилувчи зарралар юзага келтирган ички босим ташки кучлар таъсирида юзага келган босимга тенг бўлиши лозим.

$$P_u = P_T; \quad P = \frac{F}{S}; \quad \vec{F} = -\nabla U$$

$$P_T = \frac{\nabla U}{D}; \quad \frac{\partial U}{S \partial x} = \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial V} = \frac{\partial U}{\partial(\frac{N}{n})} = n \frac{\partial U}{\partial N}$$

$$\nabla P_u = \nabla P_T; \quad \nabla P + n \nabla U = 0; \quad \nabla P S + n \nabla U S = 0; \quad n = \frac{N}{V};$$

$$M \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \vec{F}; \quad M = mN; \quad mN \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla U; \quad m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{\nabla U}{N}$$

$$M = \rho \cdot V = mnV; \quad mnV \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla U; \quad F = PS; \quad P = \frac{F}{S} = -\nabla U$$

$$\nabla P + n \nabla U = 0 \quad (1) \quad \text{Яъни} \quad n = \frac{m}{4\pi\hbar^2 a} (U_0 - U) \quad (2)$$

$$\nabla P = \frac{2\pi\hbar^2 a}{m} \nabla n^2 = \frac{4\pi\hbar^2 a n}{m} \nabla n; \quad \nabla P + n \nabla U = 0; \quad n \left[\frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \nabla n + \nabla U \right] = 0;$$

$$\nabla \left[\frac{4\pi\hbar^2 a n}{m} + U \right] = 0; \quad \frac{4\pi\hbar^2 a n}{m} + U = \text{const};$$

$$\frac{4\pi\hbar^2 a n}{m} + U = \frac{4\pi\hbar^2 a n_0}{m} + U_0; \quad n - n_0 = \frac{m}{4\pi\hbar^2 a} (U_0 - U)$$

Энди Бозе - Эйнштейн гази оғирлик кучи майдонида турган ҳолдаги газ концентрациясининг ўзгариш қонунини топамиз. Бу ҳолда $U = m \cdot g \cdot z$ (бу ерда z - вертикал координата) эканлигини инобатга олиб зичликнинг ўзгариши учун қуйидаги қонуниятни ҳосил қиламиз.

$$z = 0 \quad U_0 = 0 \quad n_0 = n(0)$$

$$n - n_0 = - \frac{m}{4\pi\hbar^2 a} m g z = - \frac{m^2 g}{4\pi\hbar^2 a} z;$$

$$n = n_0 - \frac{m^2 g}{4\pi\hbar^2 a} z \quad (3)$$

Бу ердан кўриниб турибдики z баландлик ортиши билан газ концентрацияси чизикли қонун бўйича камаяди.

$$n = 0. \quad n_0 = \frac{m^2 g}{4\pi\hbar^2 a} H \quad H = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m^2 g} n_0$$

Демак, бу газнинг концентрацияси $H = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m^2 g} n_0$ баландликда 0 га айланади. Образли, қилиб

айтадиган бўлсак Бозе газни идишга «қуйиш» мумкин. Унинг зичлиги чуқурлик ортиши билан чизикли қонун бўйича ўсади.

Демак, бу ҳолатни суюқлик ва газ орасидаги модданинг ҳолати деб қараш мумкин.

$$H = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m^2 g} \frac{N}{SH} = \frac{8\pi\hbar^2 a N}{m^2 g SH}$$

$$N = \int n dV = \int_0^H n(z) S dz = S \int_0^H n(z) dz = S \frac{n_0 + n(H)}{2} H = \frac{n_0 SH}{2}$$

$$\int_0^H n(z) dz = \int_0^H \left[n_0 - \frac{m^2 g}{4\pi\hbar^2 a} z \right] dz = \int_0^H n_0 \cdot dz - \int_0^H \frac{m^2 \cdot g}{4\pi\hbar^2 a} \cdot z \cdot dz =$$

$$= n_0 \cdot H - \frac{m^2 \cdot g}{8\pi\hbar^2 a} \cdot H^2 = H \cdot \left(n_0 - \frac{m^2 g}{8\pi\hbar^2 a} \cdot H \right) =$$

$$= H \cdot \left(n_0 - \frac{m^2 g}{8\pi\hbar^2 a} \cdot \frac{4\pi\hbar^2 a}{m^2 \cdot g} \cdot n_0 \right) = \frac{n_0 \cdot H}{2};$$

$$N = \frac{n_0 \cdot H \cdot S}{2}; \quad n_0 = \frac{2N}{H \cdot S}; \quad H = \frac{4 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot a}{m^2 \cdot g} \cdot \frac{2N}{H \cdot S};$$

$$H^2 = \frac{8 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot a \cdot N}{m^2 \cdot g \cdot S} \quad (*)$$

Энди идишдаги умумий зарралар сони N ва газ жойлашган идишнинг асоси S бўлган ҳол учун зарраларнинг концентрацияси 0 га айланадиган баландликни топамиз. Бунинг учун идишдаги умумий зарралар сони унинг барча қатламлардаги зарралар сонининг йиғиндисига тенглигидан фойдаланамиз. $\int n \cdot dV = N$

Энди газ зарраларининг концентрацияси (3) - конунга биноан ўзгаришини инобатга олиб, қуйидаги натижани ҳосил қиламиз.

$$H^2 = \frac{8 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot a \cdot N}{m^2 \cdot g \cdot S} \quad (4)$$

Бу ердан кўриниб турибдики, идишга «қуйилган» газ қатламининг баландлиги зарралар сони N ва идиш юзаси S нинг нисбатидан олинган квадрат илдишга пропорционалдир.

Энди Бозе - Эйнштейн газининг сферик симметрик осциллятор кўринишдаги потенциал таъсир қилаётган ҳол учун унинг концентрациясининг ўзгариш қонунини топамиз. Маълумки бу потенциални қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$U = \frac{\alpha \cdot r^2}{2} \quad (5)$$

Бу ерда α - «эластиклик коэффициентини»

Худди аввалгидек идеал газ зарраларининг $r = 0$ нуктадаги зичлигини n_0 ва уларнинг бу нуктадаги энергиясини $\varepsilon_0 = \frac{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot a \cdot n_0}{m}$ билан белгилаб қуйидаги натижани ҳосил қиламиз.

$$n - n_0 = \frac{m}{4 \pi \hbar^2 a} (U_0 - U); \quad 2 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot a \cdot n_0 = m \cdot \varepsilon_0;$$

$$m = \frac{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot a \cdot n_0}{\varepsilon_0}; \quad r = 0; \quad U_0 = 0$$

$$n = n_0 - \frac{m \cdot U}{4 \pi \hbar^2 a} = n_0 - \frac{U}{4 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot a} \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot a \cdot n_0}{\varepsilon_0} =$$

$$= n_0 - \frac{1}{2} \cdot \frac{U \cdot n_0}{\varepsilon_0} = n_0 \cdot \left[1 - \frac{U}{2 \cdot \varepsilon_0} \right] = n_0 \cdot \left[1 - \frac{\alpha}{4 \cdot \varepsilon_0} \cdot r^2 \right];$$

$$n = n_0 \cdot \left[1 - \frac{\alpha}{4 \cdot \varepsilon_0} \cdot r^2 \right]; \quad (6)$$

Адабиётлар

1. Фейнман Р Статистическая механика (М.: Мир, 1978) с. 366
2. Гинзбург В.Л, Питаевский Л.П ЖЭТФ 34 1240 (1958)
3. Питаевский Л.П ЖЭТФ 40 646 (1961)
4. Кадомцев Б.Б Коллективные явления в плазме (М.: Наука, ФМЛ, 1988)

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ НА ИК ОТРАЖЕНИЕ ИТО ПЛЕНОК ВЫРАЩЕННЫХ CVD МЕТОДОМ

Хажиев М.У, Атабаев И.Г., Матчанов Н.А., Пак В.А. Закирова С.Б.

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" Академии наук Республики Узбекистан,
e-mail: arvi@uzsci.net, mardonbek@uzsci.net

Вклад свободных носителей заряда в диэлектрическую проницаемость полупроводника хорошо описывается классической моделью Друде и может быть представлена в виде

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (1)$$

Здесь ε_{∞} - статическая диэлектрическая проницаемость, плазменная частота ω_p определяется

по формуле [1]

$$\omega_p^2 = \frac{N_p e^2}{m_p^* \varepsilon_0} \quad (2)$$

В области оптического излучения при частоте ниже ω_p диэлектрическая проницаемость имеет действительную отрицательную величину и наблюдается только поглощение излучения. А при частоте выше ω_p излучение может распространяться в материале. В легированных полупроводниках существуют плазменные колебания связанных с валентными электронами и свободными носителями тока в различных зонах полупроводника [2, 3]. Поэтому реальный спектр отражения в области различных ω_p содержит соответствующие минимумы отражения и по этим минимумам можно оценить концентрацию носителей тока согласно (2). Этот метод измерения является одним из апробированных методов измерения концентрации носителей тока в тонких пленках.

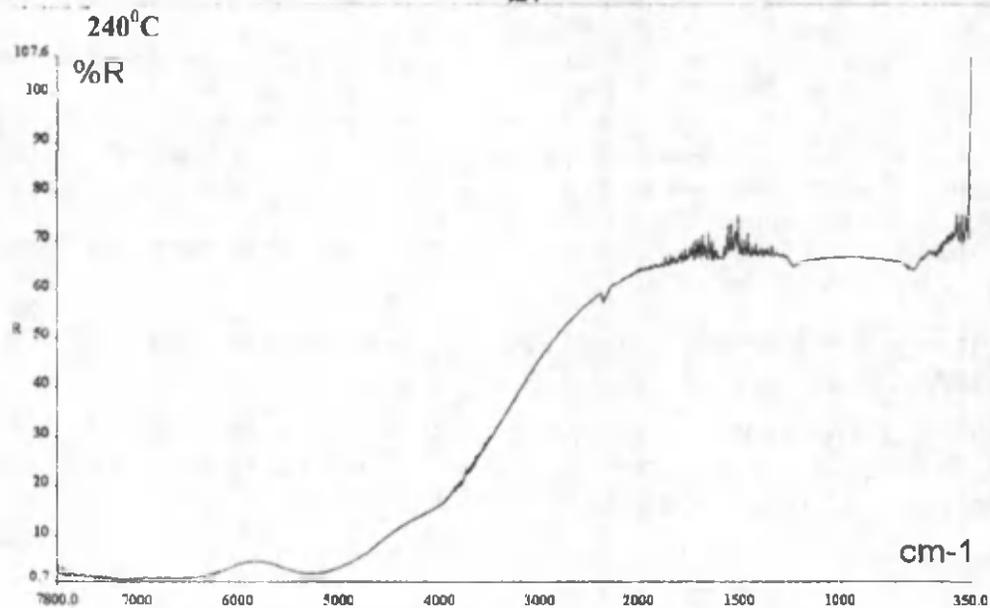
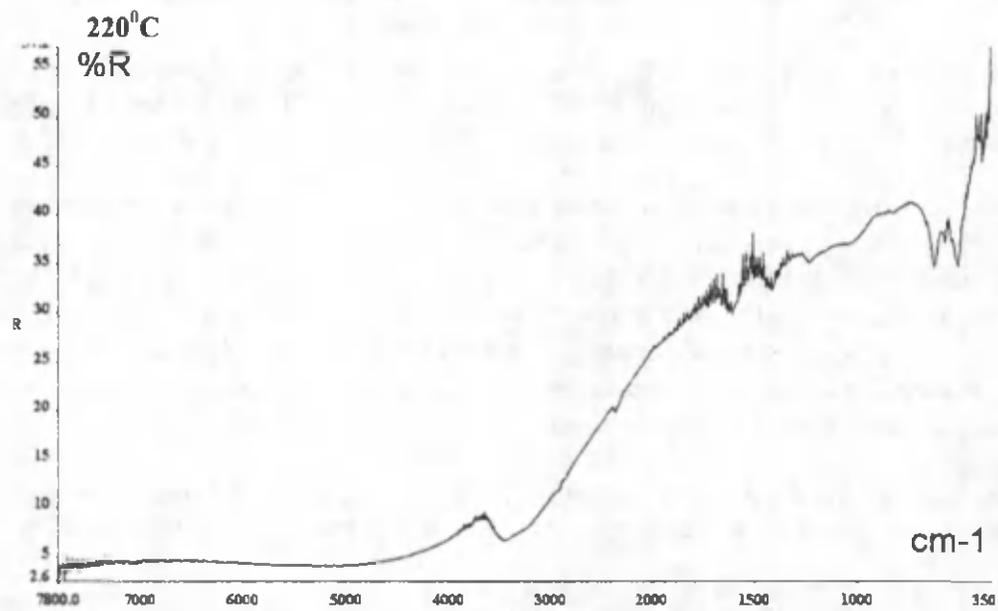
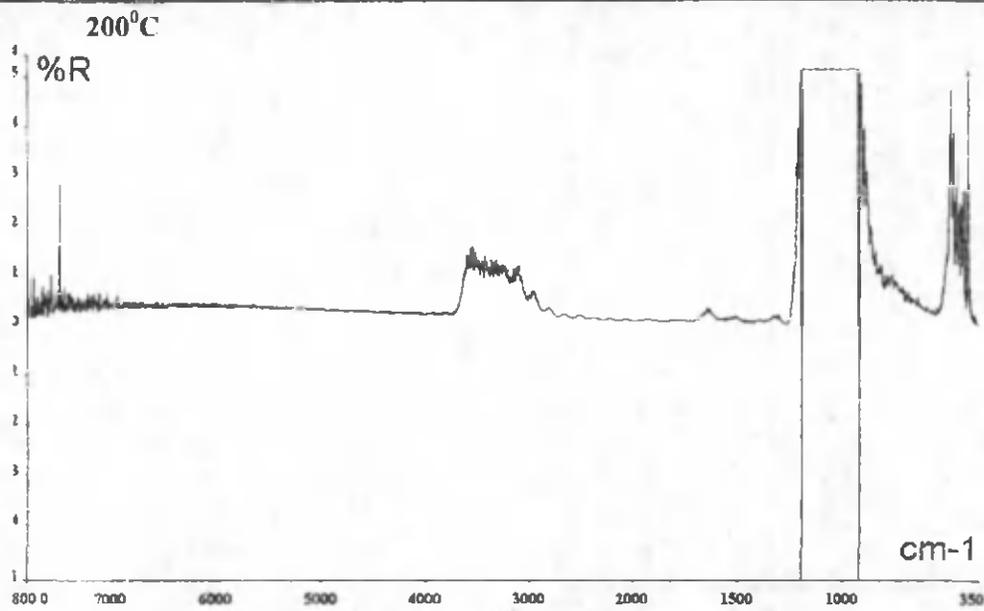
ИТО – пленки широко используются в технике в качестве прозрачных электропроводящих покрытий для солнечных элементов различного типа, сенсоров и других полупроводниковых приборов. Из за большой концентрации носителей тока, они также используются как селективные покрытия отражающие ИК тепловое излучение и пропускающие видимое излучение.

В данной работе исследовано влияние электропроводности пленок на спектры отражения в ИК области. Спектры отражения измерялись на ИК Фурье-спектрометре SPECTRUM BX II (Perkin Elmer). Пленки ИТО/стекло n-типа выращивались методом CVD при различных температурах подложки [4]. При температурах подложки 170+200°C проводимость практически отсутствовала, а в диапазоне температур подложки от 200-260°C удельное сопротивление образцов уменьшалось от 10^4 до 10^{-2} Ом*см [5].

Коэффициент отражения пленок в ИК диапазоне определяется также проводимостью пленки и он может быть оценен используя соотношение Франка и др.[6].

$$R = (1 + 2 \varepsilon_0 c_0 R_{sh})^{-2} \quad \text{где } \varepsilon_0 c_0 = 1/376 \Omega^{-1}.$$

В высокоомных образцах (температура подложки 170, 200, 350 °C) максимальное отражение составляет 3÷6 % преимущественно в диапазоне 350÷1300 см^{-1} . Для проводящего образца (температура подложки 220 °C) максимальное отражение достигает 30÷45 % в диапазоне 350÷3000 см^{-1} . А для образца с наивысшей проводимостью (температура роста 260 °C) коэффициент отражения не менее 25%, а в диапазоне 350÷5000 см^{-1} коэффициент отражения составляет 40÷75%. Таким образом, с ростом электропроводности пленок (которая определялась температурой подложки во время роста) растет интегральное отражение, как по амплитуде, так и наблюдается расширение диапазона волн в котором наблюдается отражение.



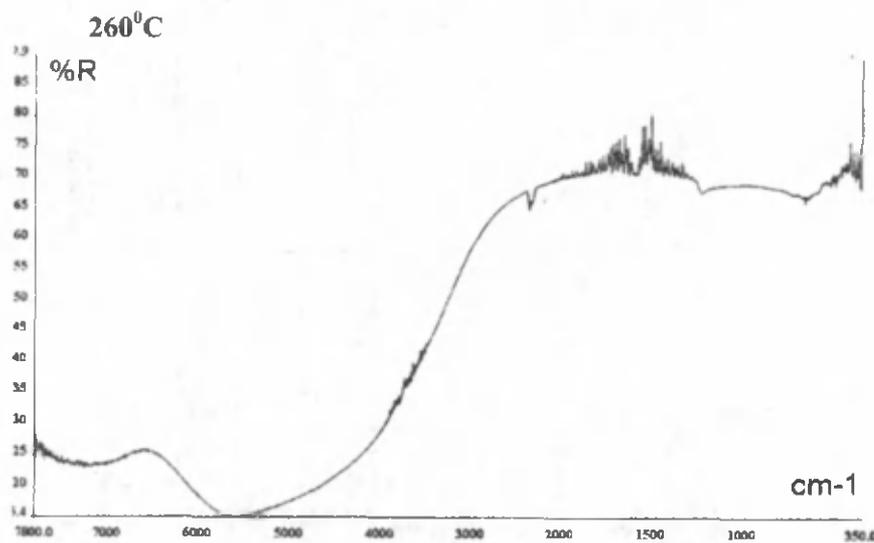


Рис. 1 Рост интегрального отражения в ИК области с увеличением температуры подложки и увеличением проводимости ITO пленки.

В области плазменных колебаний для образца с $T=220^{\circ}\text{C}$ наблюдаются слабо выраженные минимумы при 3500 см^{-1} и 5000 см^{-1} , при $T=240$ минимумы при 5200 см^{-1} и 7000 см^{-1} , а при $T=260^{\circ}\text{C}$ минимумы при 5600 см^{-1} и 7300 см^{-1} . Согласно [7] эффективная масса электрона для ITO(0.26–0.45) те.

Оценка концентрации электронов согласно выражения (2) по положению вышеупомянутых минимумов отражения для пленок выращенных при 220, 240 и 260°C дает величину $4 \cdot 10^{20}$; $9 \cdot 10^{20}$ и 10^{21} см^{-3} , соответственно. Сопоставление с данными по измерениям электрического удельного сопротивления пленок по формуле $\sigma = en\mu$ позволяет оценить подвижность электронов $\sim 0,1\text{ см}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$, причем подвижность практически одинакова для всех образцов, выращенных при $220\div 260^{\circ}\text{C}$. Низкая величина подвижности указывает на значительную неоднородность распределения примесей в исследованных пленках.

Литература

1. Л.А.Осминкина, Е.В.Курепина, А.В.Павликов, В.Ю.Тимошенко, П.К.Кашкаров // Взаимодействие инфракрасного излучения со свободными носителями заряда в мезопористом кремнии, ФТП, 2004, т. 38, вып. 5, стр 603-609.
2. В.М.Грабов, Н.П.Степанов, //ФТП, 2001, т.35, вып. 2, с. 156-158.
3. К.О.Болтарь, В.А.Федирко // Определение параметров слоистых полупроводниковых структур методом ИК отражения. ФТП, 1996, т.30, вып. 11, С.1993-2001.
4. Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А. //Выращивание пленок ITO методом химической парогазовой эпитаксии. ДАН, № 6, 2012. ст.15-18
5. Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А. Закирова С.Б. //Влияние температуры роста на удельное сопротивление ITO пленок выращенных CVD методом. «Международной конференции Фундаментальные и прикладные вопросы физики» Ташкент, 2013
6. G. Frank, E. Kauer, H. Kostlin, // Thin Solid Films 77, 107 (1981)
7. A. E. Rakhshani, Y. Makdisi, and H. A. Ramazaniyan. //Electronic and optical properties of fluorine-doped tin oxide films. J. Appl. Phys. 83, 1049 (1998)

УСТАНОВКА ДЛЯ ВЫРАЩИВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ TRI-ARC MELTING FURNACE WITH CRYSTAL PULLER

¹Хажиев М.У., ¹Атабаев И.Г., ¹Абдуллаев А.А. ¹Жураев Х.Н., ²Давлагов У.Т

¹Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" Академии наук Республики Узбекистан, e-mail: atvi@uzsci.net, mardonbek@uzsci.net ²Гулистанский государственный университет

Для выращивания монокристаллов различных полупроводниковых и оксидных материалов, проведения очистки и получения легированных заготовок широко используются различные технологии с использованием перекристаллизации. Среди этих технологий метод тигельной и

бестигельной зонной плавки, методы Чохральского, Бриджмена и др. Наиболее распространенными для получения структурно совершенных монокристаллов является метод Чохральского, в котором из тигля с расплавом материала используя затравку вытягивают монокристалл при низких скоростях роста.

В установке для выращивания кристаллов Tri-Arc Melting Furnace with Crystal Puller (трехдуговой тигель с устройством вытягивания кристалла) нагрев материала осуществляется с помощью трех электродов (см. рис 1,2). Водоохлаждаемый тигель находится в контролируемой атмосфере (аргон), скорость движения затравки от 0,1 мм/мин и выше, тигель и затравка могут вращаться в различных направлениях.



Рис. 1. Установка Tri-Arc Melting Furnace



Рис. 2. Охлаждаемый тигель в контролируемой атмосфере (аргон) с тремя электродами

В отличие от обычных лабораторных установок Чохральского, в которых тигель нагревается резистивно и его температура доходит до температуры плавления материала, в данной установке нагрев материала происходит с помощью дуги или электрического тока протекаемого через материал. Мощность источника тока установки 35 кВт. В результате в данной установке возможно выращивание слитков материалов с температурой плавления до 3500°C. Конструкция и принцип работы установки позволяет в короткое время проводить процессы выращивания кристаллов, синтеза высокотемпературных материалов, проведения термообработок, тестирование материалов, дуговую сварку и др.

Недостатком данной системы можно считать сложность обеспечения стабильного нагрева материала и формирования устойчивой жидкой фазы – расплава для выращивания монокристаллов.

После проведения монтажа и наладки установки нами осуществлены предварительные эксперименты по плавлению технического кремния. Были изготовлены графитовые тигли с различной толщиной стенок. Для получения расплава кремния и формирования устойчивой жидкой фазы загружаемое сырье (технический кремний) подавалось в виде тонко нарезанных пластинок размером 0,3*4*4 мм³ (а) и в виде брусочков 5*5*5 мм³ (см. рис. 3)

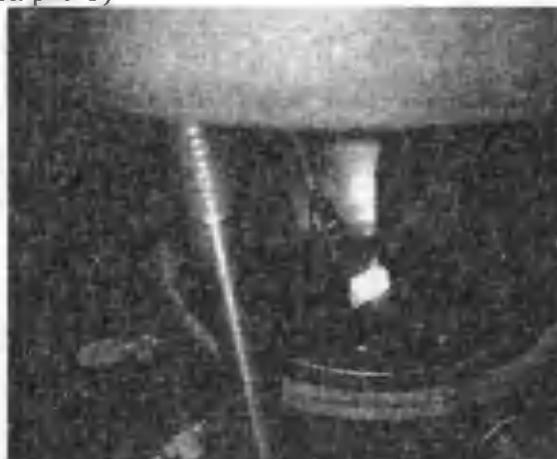
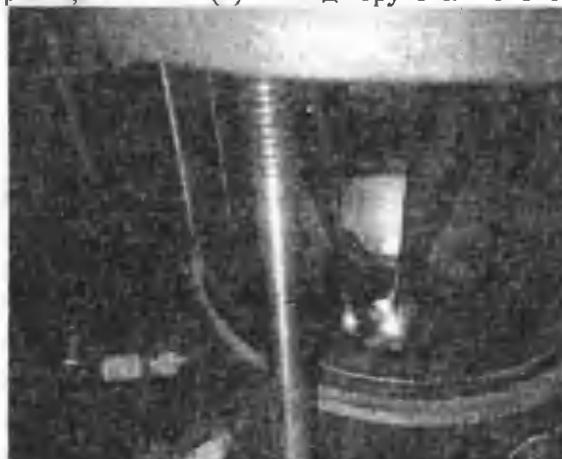


Рис. 3. Процесс нагрева технического кремния резистивным нагревом с использованием вольфрамовых электродов при токе до 300 А.

Результаты предварительных экспериментов показывают, что характеристики установки соответствуют паспортным данным. Такие параметры позволяют проводить плавку различных полупроводниковых и оксидных, а также металлических высокотемпературных материалов.

Эксперименты показали, что при резистивном нагреве пластинок кремния из-за большого контактного сопротивления и большой площади теплового излучения для получения расплава требуются повышенные токи, а формирование устойчивой жидкой фазы затруднено. При нагреве дугой образовавшаяся жидкая фаза также неустойчива.

На основе анализа полученных данных разработаны предложения по конструкции графитового тигля для получения устойчивого расплава для выращивания слитков полупроводниковых и оксидных материалов.

REGULAR AND CHAOTIC DYNAMICS OF A MATTER-WAVE SOLITON NEAR THE ATOMIC MIRROR

Kh. P. Khamrakulov

*Physical-Technical Institute of the Academy of Sciences,
2-b, Bodomzor, 100084, Tashkent, Uzbekistan*

The Bose-Einstein condensate (BEC) represents a giant matter-wave packet. One of the most important aspects of matter-wave packets is that they are strongly affected by gravity, in particular, they fall towards earth like a beam of ordinary atoms. Since the matter-wave packet is a superposition of macroscopic de Broglie waves of massive atoms they are accelerated under gravity. This property of matter-waves was employed in the design of an output coupler for the first atom laser [1], and demonstration of coherence of a freely expanding and overlapping BEC [2]. Recently quantum reflection of matter-waves from a solid surface has been the subject of considerable interest both from the viewpoints of basic physics and applications. Specifically, matter-wave dynamics near the solid surface can be a very sensitive probe for the Casimir force [3]. Meantime, atom chips, where a BEC is stored and manipulated near the solid substrate, open up new perspectives for application [4]. Coherent acceleration of matter-wave packet falling under gravity and bouncing off a modulated magnetic mirror showed the possibility to realize the Fermi acceleration with matter-waves [5].

This work is aimed at investigation of the dynamics of a matter-wave soliton near the solid surface under the action of a linear potential, originating from the attractive force of gravity. The effect of a solid surface is modelled by a reflecting delta-potential barrier. In real experiments such a barrier can be created by means of a laser light far-off blue-detuned from atomic transitions. The underlying mathematical model is based on the one dimensional Gross-Pitaevskii equation (GPE) for the BEC with a negative atomic scattering length, when the GPE supports self-localized solution, the so called matter-wave soliton.

The dynamics of a BEC in the mean-field approximation at zero temperature is governed by the 1D GPE [6]

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + V(x,t) - g_{1D} |\psi|^2 \right] \psi, \quad (1)$$

where $\psi(x, t)$ is the macroscopic wave function of the condensate normalized so that $\int |\psi(x,t)|^2 dx = N$, N is the total number of atoms, m is the atomic mass, $g_{1D} = 2|a_s| \hbar \omega_{\perp}$ is the 1D coefficient of nonlinearity, a_s is the s -wave scattering length (below we shall be concerned with an attractive BEC for which $a_s < 0$), and

$$V(x,t) = V_1(x) + V_2(x,t) \quad (2)$$

$V_1(x) = kx$ is the lineal potential, $k = mg$, g is the strength of gravity, $V_2(x,t) = V_0[x - f(t)]$ is the delta-potential barrier whose position is oscillating with amplitude of external force f_0 and time dependence function given by $f(t) = f_0 \sin(\gamma t)$, γ is the frequency of the amplitude of external force.

Rewrite Eq.(1) using the dimensionless variables: $t \rightarrow t\omega_{\perp}/2, x \rightarrow x/l_{\perp}, l_{\perp} = \sqrt{\hbar/m\omega_{\perp}}$,

$l \rightarrow (l_{\perp}/l_g), l_g^{-1} = 2m^2g/\hbar^2, V_0 \rightarrow 2V_0/(\hbar\omega_{\perp}l_{\perp})$, and the rescaled wave function $u \rightarrow \sqrt{2|a_s|}\psi$.

$$iu_t + u_{xx} + V(x,t)u + |u|^2 u = 0. \quad (3)$$

The numerical simulation of dimensionless Gross-Pitaevskii equation (3), when delta-potential barrier oscillating by small amplitude of external force shown in Fig. 1. Here we have observed resonance.

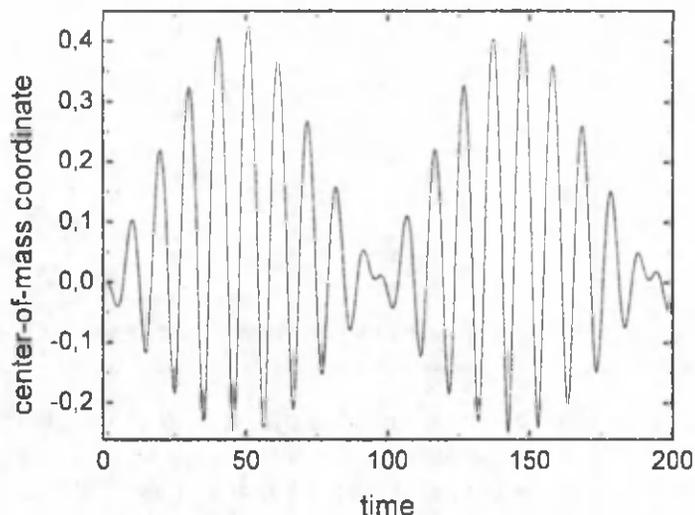


Fig. 1. Numerical simulation of Gross-Pitaevskii equation (3). We have observed resonance for the next parameters:

$$V_0 = -1, \eta = 0.5, x_0 = 1.788, \omega = 0.596, \alpha = -0.273, \beta = 0.081, f_0 = 0.1.$$

References

1. M.-O. Mewes, et. al, Phys. Rev. Lett. 78, 582-585 (1997).
2. M.R. Andrews, et. al., Science 275, 637-641 (1997).
3. T. A. Pasquini, et. al., Phys. Rev. Lett. 93, 223201 (2004).
4. H. Ott, et. al., Phys. Rev. Lett. 87, 230401 (2001).
5. F. Saif and I. Rehman, Phys. Rev. A 75, 043610 (2007).
6. C. J. Pethick, H. Smith. Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases, Cambridge University Press, 2002.

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ НА ИНЖЕКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Хашаев М.М., Лейдерман А.Ю.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце»,
100084, Ташкент, улица Бодомзор йули, 2Б, khashaev@mail.ru, ley@uzsci.net

К настоящему времени установлен уже ряд бесспорных фактов, свидетельствующих о возможности развития процессов самоорганизации в полупроводниках с высокой концентрацией примесей, дефектов и различного рода примесь-примесных и дефект-примесных комплексов, возникающих как в процессе самого выращивания того или иного материала, так и в процессе эксплуатации приборов, в частности, в результате рекомбинационно-стимулированных и температурно-стимулированных процессов. В качестве примеров можно указать на возникающее в процессе диффузионного легирования квазипериодическое распределение железа в кремнии в присутствии фосфора, меди в арсениде галлия [1] или на возникающее в процессе многократной переплавки технического кремния на солнечной печи распределение глубоких примесей [2] и т.д. По-видимому, нечто подобное возникает в арсениде галлия p-типа, легированного оловом, и фосфиде галлия n-типа, легированного теллуром, при небольших температурных воздействиях [3]. При этом происходит распад примесь-дефектных комплексов типа мелкий донор + вакансия и развиваются процессы самоорганизации, приводящие к периодическому распределению вакансий вдоль образца. Все эти факты свидетельствуют о том, что во многих полупроводниковых материалах распределение концентрации содержащихся в них глубоких примесей не просто неоднородное, а даже квазипериодическое. Очевидно, процессы транспорта тока, фото- и термо- возбуждения, также как и иные виды внешних возбудений в таких материалах должны иметь ряд особенностей. В данном

сообщении делается попытка рассмотреть процесс инжекции в р-п-диодной структуре, изготовленной из такого материала.

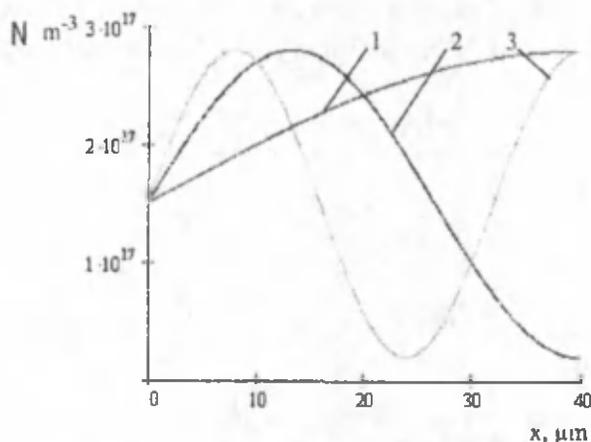


Рис. 1. Качественная картина распределения концентрации рекомбинационных центров N_R вдоль базы d . Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным частотам: 1 - $\omega \cdot d = \pi/2$, 2 - $\omega \cdot d = 3\pi/2$, 3 - $\omega \cdot d = 5\pi/2$.

Рассмотрим модель р-п-полупроводниковой структуры, в п-базе которой по тем или иным вышеназванным причинам рекомбинационные центры периодически распределены вдоль образца, так что их концентрация N_R может быть представлена в виде (см. рис. 1.):

$$N_R = N_{R0} + N_R^* \sin(\omega \cdot x). \quad (1)$$

Здесь N_R и ω – концентрация и частота возникающего распределения концентрации рекомбинационных центров, N_{R0} – исходная концентрация рекомбинационных центров, N_R^* – амплитуда возникающего распределения, причем $N_R^* < N_{R0}$. Основное уравнение задачи, описывающее распределение концентрации свободных носителей в п-базе, в случае высокого уровня диффузионного инжекционного режима будет иметь вид:

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - (N_{R0} + N_R^* \sin(\omega \cdot x)) c_{eff} p = 0, \quad (2)$$

и может быть представлено как:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{c_{eff} N_{R0} p}{D_p} - \frac{N_R^* \sin(\omega \cdot x)}{D_p} c_{eff} p = 0, \quad (3)$$

где $c_{eff} = \frac{c_n c_p}{c_n + c_p}$ – эффективный коэффициент захвата свободных носителей (c_n и c_p – коэффициенты

захвата электронов и дырок), причем $\frac{c_{eff} N_{R0}}{D_p} = \frac{1}{D_p \tau_0} = \frac{1}{L_p^2}$, где L_p – диффузионная длина неосновных

носителей при $N_R = const$. Представляя концентрацию свободных носителей как $p = p_0 + \Delta p$, где p_0 – решение в случае $N_R = const$, и предполагая, что $p_0 \cdot N_R^* \sin(\omega \cdot x) c_{eff} > \Delta p \cdot N_R$, мы можем получить уравнение для изменения концентрации свободных носителей Δp , создаваемого периодическим распределением рекомбинационных центров (1):

$$\frac{d^2 p_0}{dx^2} - \frac{p_0}{L_p^2} + \frac{d^2 (\Delta p)}{dx^2} - \frac{N_R^* \sin(\omega \cdot x) \cdot p_0}{D_p} = 0. \quad (4)$$

Как известно, обычное решение уравнения (4) при $N_R = const$, т.е. $N_R^* = 0$, имеет вид

$p_0 = C_1 e^{-\frac{x}{L_p}} + C_2 e^{\frac{x}{L_p}}$ где C_1 и C_2 определяются граничными условиями на р-п- и п-п⁺- переходах. Но если п-п⁻-контакт – омический, то решение принимает более простой вид:

$$p_0 = p(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (5)$$

Используя это выражение и дважды проинтегрировав уравнение (4), можно получить выражение для концентрации свободных носителей в виде:

$$p = p(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_p}} \left[1 - \frac{N_R^* \cdot c_{eff}}{D_p} \frac{\left(\frac{1}{L_p^2} - \omega^2 \right)}{\left(\frac{1}{L_p^2} + \omega^2 \right)} \sin(\omega \cdot x) \right]. \quad (6)$$

Второй член этого выражения – вклад, возникающий в результате возникновения периодического распределения рекомбинационных центров. При этом ясно видно, что результат сильно зависит от частоты распределения концентрации рекомбинационных центров вдоль длины базы ω , а поскольку она может меняться в результате рекомбинационно-стимулированных и температурно-стимулированных процессов, то эта добавка может быть весьма существенной.

Для длинного диода самым существенным является падение напряжения на базе:

$$V = \frac{I}{q \cdot \mu_p (b+1)} \frac{d}{p}, \quad (6)$$

где $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ – отношение подвижностей электронов и дырок.

Используя (6), получаем выражение для зависимости тока от напряжения:

$$V = \frac{I \cdot e \frac{d}{L_p}}{q \cdot \mu_p (b+1) p(0)} \left[1 + \frac{N_R^* \cdot c_{eff}}{D_p} \frac{\left(\frac{1}{L_p^2} - \omega^2 \right)}{\left(\frac{1}{L_p^2} + \omega^2 \right)^3} \left(\frac{\sin(\omega \cdot d)}{L_p} - \omega \cdot \cos(\omega \cdot d) \right) \right]. \quad (7)$$

Из формулы (7) видно, что исследуемая периодическая зависимость $N_R(x)$ вносит существенные изменения в обычную ВАХ, причем величина этих изменений зависит как от длины базы d , так и от частоты изменения концентрации рекомбинационных центров ω , которая модулируется в результате рекомбинационно- и температурно-стимулированных процессов.

Литература

1. Булярский С.В., Фистуль В.И. Термодинамика и кинетика взаимодействующих дефектов в полупроводниках. - М.: Наука. Физматлит, 1997.-352 с.
2. Саидов А.С., Лейдерман А.Ю., Маншуров Ш.Т. Альтернативная энергетика и экология, 2011, №5(97), С.27-33.
3. A. Leyderman, A. Saidov, M. Khashaev, U. Rahmonov. Journal of Materials Science Research, 2013, v. 2, No. 2, p. 14-21.

STIMULUS ELEMENTS AND BAKER'S TRANSFORMATION

Shamirsaeв S.Kh.

Physical Technical Institute of Uzbek Academy of Sciences,

Ipak Yoli 2-b, Tashkent, 700084, Republic of Uzbekistan, Phone: (+7) 9989 2354032; 2249194) E-mail:

Shamir@physic.uzsci.net

The aim of this paper is to elucidate connection between baker's transformation (BT) and stimulus elements (StEs). BT is wide using in both the chaos theory and the intrinsic irreversible system theory[1]. We pioneered the use of StEs for adaptive forecasting of fatigue damage of aviation designs with help HS-CFM [2,3].

The fatigue damage of construction materials is governed by parameters of the strain placed of them. These parameters are estimated by means of sensors are rigidly established on construction members, e/g/ airplane fuselage. The SE is small weight (no more than 5 g) and has either 3D or film geometry. They are produced either by a method of powder metallurgy (cold pressing with subsequent agglomeration in a quartz ampoule) or be thermal vacuum evaporation of the charge onto the polyamide support. The charge consists of a finely dispersed mixture of various initial components, e.g. a mixture of granular Bi and Sb tellurides with carbonyl iron.

This work shows that with an electron subsystem of granulated material of initial components of the mixture and their bulk composition selected in a certain way, the electron subsystem of the SE to be obtained acquires two unique features. The first is that the irreversible change of electric resistance (ΔR) of SE on the imposed deformation considerable exceeds R changes connected with accompanying, e.g. thermo cyclic processes. The second feature is that – for all kinds of imposed Deformation (extension-compression; bending variations with different coefficients of asymmetry; various spectra of imposed deformation at which the resistance R_n of SE is recorded in equal time intervals) the following recurrent relation is valid.

$$R_{n-1}[\sigma] = Q_n * R_n[\sigma] = B_n * R_n + (1 - B_n) * M_n \quad (1)$$

Here: R_n is the electric resistance of SE measured under the same state of the environment; n is the original number of measurement ($n = 1, 2, 3, \dots, g$); g is the maximum number of the measurement performed; Q_n is the loading operator transferring the SE resistance from R_n -th state to R_{n+1} -th state; is complicated parameter to characterize the type of imposed deformation; B_n and M_n depend on K_g of previous values of SE resistance to be measured ($K_g = 1, 2, 3, \dots$), i.e.

$$B_n = F_1(R_n, R_{n-1}, \dots, R_{n-K_g});$$

$$M_n = F_2(R_n, R_{n-1}, \dots, R_{n-K_g});$$

Where F_1 and F_2 are functions connected with formulas of linear regression. Their explicit form is given in the paper; K_g assumes integral values ($K_g < g$) and is equal to size of enclosures $\{4\}$ of the "time series", composed of experimental data of the type:

$$R_1, R_2, \dots, R_{n-1}, R_n, R_{n+1}, \dots, R_g$$

In the work the heterogeneous material of SE is modeled by network of randomly connected electric resistances (impedances of various grains or their clusters).

Two models are discussed. The first is an illustrative model to elucidate high sensitivity (reaction) of efficient resistance R_n of SE to imposed deformation/ The next situation is considered here/ A great set of electrically passive single modules corresponding to an equilibrated Winstone bridge may always be found in the network of random resistances to be modeled.

The second model is intimately connected with the first model and disclosed the physical content of the coefficients B_n and $(1 - B_n) * M_n$ entering into (1). In this model the imposed deformation and one of the modules are considered to be a stimulus element (StE).

The SE of SAFD contains a set S of such stimulus elements (StE). The active subset C of the set S forms variable electric resistance R_n of SE to imposed deformation.

The subset C of the set S contains only active StEs. Resistance R_n of SE is an additive function determined on the set S . It is established that for SE of SAFD at any ordinal number n of measurement there are always two nonintersecting subsets (A_n and B_n) of set S having the following property/ All StEs of subset A_n become active, while all StEs of subset B_n on the contrary become passive. A like situation exists in the baker's transformation.

The conception reported permits adaptive prediction of the numerical value of the electric resistance of the SE of SAFD from K_g of their earlier measured values/ The method of using SE for adaptive prediction of a construction state is suggested.

This conception is applied to SE of SAFD, on which the whole load of the TU-154B wing was imposed. Electric resistance $R(A_n, A_n)$ of the subset A_n is shown as a function of the number of airplane landings (n).

References

1. Prigorie. FROM BEING TO BECOMING: time and complexity in the physical sciences// W.H. Freeman and Company, 1980
2. S Shamirsaev FATIGUE DAMAGE OF AVIATION DESIGNS WITH HELP HS-CFV//Proceedings for the adaptive distributive parallel computing symposium. Dayton (Fairborn) Ohio, USA August 8-9, 1996
3. S Shamirsaev Dynamic Effects of Heterogeneous material.// Abstracts for Australia-Pacific Forum on IPMM'97, Gold Coast, Australia, July 14-17, 1997
4. S. Shamirzaev "MODELLING A FATIGUE IMPERFECTION OF STRUCTURAL MATERIALS" International Journal of Fatigue, No24, 2002, pp. 777-782
5. V.T Troshchenko., V. I. Boiko. "FATIGUE DAMAGE SENSOR AND SUBSTITUTION OF ITS APPLICATION". Communications 1 and 2. PROBLEMI PROCHNOSTI. No.1, [187], Jun., 1985, pp.3-14.
6. S'Kh. Shamirzaev, J.K. Ziyovaddinov. Sh.B. Karimov//MSA, 2013, №6, p.p.621-626

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ГЕТЕРОГЕННАЯ СРЕДА И ВРЕМЕННАЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ЕЁ ЭФФЕКТИВНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ, СВЯЗАННЫХ С НАЛОЖЕНИЕМ УСТАЛОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

С.Х. Шамирзаев*), Ж.К. Зиёвадинов*), Ш.Б. Каримов*), Д.А. Юсупова**).

*) Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН Узбекистана, ул. Бодомзор йули 2 "б", Ташкент, 700084, Узбекистан, e-mail: sham.sez@mail.ru

**) Термизский Государственный Университет

Гетерогенные среды (ГС) распространены в природе и широко используются в технике. Изучением их обобщенной проводимости и других физико-механических свойств занимаются более ста лет [1]. Было использовано много методов, приемов исследования, полуэмпирических формул. В данной области отсутствует общий метод анализа физико-механических свойств. Не учитывается роль межгранульных поверхностных областей (МПО) и связанных с ними физических особенностей [2,3].

Развитие математических основ синергетики [4,5], а также потребности современной техники (в частности машиностроения), стимулировали прогресс в области ГС. Появилась возможность изучать характер изменения их эффективных кинетических параметров в условиях наложения различных физических полей [6].

Объекты исследования – чувствительные к наложенной деформации объёмные и пленочные варианты гетерогенных сред (ГС), изготовленных из теллуридов висмута – сурьмы, а также селенидов свинца с различным объёмным содержанием исходных компонентов. Чувствительностью ГС, к внешним возмущениям, можно управлять, варьируя технологические параметры, в том числе объёмные содержания фаз.

Исследуемая ГС является сложной системой. Теоретическое описание её особенностей не представляется возможным. Экспериментально её поведение зондируется путем наблюдений в течение какого-то интервала времени над её эффективным сопротивлением. На первый взгляд кажется, что временная последовательность по единственной переменной даёт как бы «одномерный» взгляд на систему, которая на самом деле содержит большое число взаимосвязанных переменных. Однако, в работе [7] показано, что временная последовательность содержит богатую информацию – она носит следы всех других переменных, участвующих в описании динамики системы, а также позволяет безмодельным способом идентифицировать некоторые ключевые особенности сложной системы.

Как указано в работе [7], временная последовательность должна состоять из физически существенной для рассматриваемого процесса величины. В данной работе в качестве таковой выбрано эффективное электрическое сопротивление гетерогенной среды R_{eff} . Дело в том, что эффективная масса электронов и дырок в теллуриде висмута-сурьмы сильно отличается от массы свободного электрона. Это означает, что электронная подсистема теллуридов висмута сурьмы сильно связана с её решёткой, подвергаемой деформированию. Следовательно, R_{eff} действительно является существенной физической величиной для рассматриваемого процесса наложения произвольной деформации на ГС.

Цель работы – исследовать реакцию необратимого изменения эффективного сопротивления R_{eff} ГС при наложении усталостной деформации.

В работе описана стохастическая модель формирования эффективных сопротивлений ГС связанных с наложением усталостной деформации. Дано описание динамики ГС – временной последовательностью ее эффективных сопротивлений. Т.е. исследуются последовательности измеренных через равное число (n) циклов значений $R_{eff}(n)$ ГС в условиях наложения спектра простых и сложных деформаций. Эта последовательность $\{R_{eff}(0), R_{eff}(n), R_{eff}(2n), \dots, R_{eff}(kn)\}$; k – целое большое число} носит следы всех других переменных, участвующих в формировании динамики ГС. Показано, что для простых режимов нагружения $R_{eff}[(j+1)n]$ –ое значение сопротивления ГС линейно связано с его предыдущим значением $R_{eff}(j \cdot n)$: $R_{j+1} = b \cdot R_j + (1-b) \cdot M = Q(j, b, M) \cdot R_j$. Здесь $Q(j, b, M)$ – оператор нагружения, переводящий

$R_j = R_{eff}(j \cdot n)$ в $R_{j+1} = R_{eff}[(j+1) \cdot n]$ Рассчитаны реакции ГС на различные ситуации нагружения: произвольные последовательности регулярных (но отличающихся параметрами нагружения) операторов нагружения; оператор математического ожидания; другие типы операторов нагружения ГС. Проведено сопоставление с экспериментальными данными.

Приведены результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных для ситуации, когда в процессе нагружения режимы меняются. Результаты свидетельствуют, что характер миграции дефектов ГС формирующих ее эффективное сопротивление соответствует линейному оператору нагружения $Q(m, b, M)$. Это позволяет не рассматривать внутренние механизмы, приводящие к структурным мутациям. ГС может рассматриваться в виде "черного ящика", получающего некоторые сигналы на входе (деформация) и отвечающего на них сигналами на выходе (реакциями). Линейность оператора нагружения позволяет рассчитать реакцию ГС на произвольный спектр наложенных деформаций. Эта особенность ГС позволяет использовать их для создания чувствительных элементов к датчикам накопленной усталостной повреждаемости [8] сложных машиностроительных конструкций, в частности летательных аппаратов.

Работа выполнена по гранту ФА-Ф02-Ф034 фундаментальных исследований АН РУз.

Литература

1. А.В. Нетушил. // Электричество. 1975. Т. 10. С. 1-8.
2. С.А. Азимов, С.Х. Шамирзаев, М.Х. Агзамова. // Гелиотехника. 1985. № 4. С. 31-34.
3. S.Kh. Shamirzaev. // IJF. 2002. V. 24. № 7. pp. 777-782.
4. Г.Г. Малинецкий. Математические основы синергетики. М.: «КомКнига», 2005. 308 с.
5. А.Ю. Лоскутов, А.С. Михайлов. Введение в синергетику. М.: «Наука», 1990. 250 с.
6. С.Х. Шамирзаев. // Препринт ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз, № 124-90-ФПП. Ташкент. 1990. С. 1-24
7. Г. Николис, И. Пригожин. Познание сложного. М.: «Мир», 1990. 342 с.
8. В.Т. Трошенко, В.И. Бойко. // Проблемы прочности. 1985. № 1, С. 3-17.

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($0 \leq x \leq 0.2$) ВО ВЗАИМОСВЯЗИ С ИХ ДЕТЕКТОРНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Шарибаев М.¹, Корсунская Н.Е.², Отениязов Е.¹, Жуманазаров А.¹

¹Каракалпакский Государственный Университет им. Бердаха, г. Нукус

²Институт физики полупроводников НАН Украины, г. Киев

Для использования полупроводникового материала в качестве детектора ионизирующих излучений, работающего при комнатной температуре, необходимо выполнение по крайней мере следующих требований: наличие элемента с высоким атомным весом (номером) для увеличения поглощающей способности, высокое удельное сопротивление, ρ , для уменьшения величины обратных токов шумов; и высокие значения величины $\mu \times \tau$, где μ - холловская подвижность, а τ - время жизни неосновных носителей заряда. В последнее время в литературе приводятся данные, свидетельствующие о хорошем качестве детекторов, изготовленных на базе монокристаллических материалов HgI_2 , $GaAs$ и $CdTe$. Наибольшее внимание уделяется использованию материала $CdTe$ в качестве детектора рентгеновского и γ -излучения, работающего при 300К, и находящего своё применение в медицине и промышленности. Как правило, высокое удельное сопротивление $CdTe$ достигается путём компенсации мелких уровней, за счет дополнительного легирования [1]. Сочетания большой величины произведения $\mu \times \tau$ и ρ добиваются обычно легированием монокристаллов $CdTe$ хлором Cl [2]. Детекторы хорошего качества удалось получить также при использовании тройного соединения $Cd_{1-x}Zn_xTe$, CZT, с небольшим содержанием Zn ($x \sim 0.1$) [3]. Монокристаллы CZT имеют некоторые преимущества по сравнению с монокристаллами $CdTe$ в частности, меньшие ток утечки вследствие большей ширины запрещённой зоны ($CdTe$ -1.606 эВ, $ZnTe$ -2.4 эВ, 4.2 К). Кроме того, при добавлении Zn в $CdTe$ наблюдалось улучшение стехиометрии и уменьшение количества точечных дефектов. Этот эффект объясняют тем, что большее давление насыщенных паров Cd по сравнению с Te при температуре плавления $CdTe \sim 1100^\circ C$ приводит к образованию в монокристалле $CdTe$ вакансий Cd, V_{Cd} . При добавлении цинка этот недостаток Cd может быть компенсирован замещением V_{Cd} цинком, вследствие имеет достаточно низкого давления его паров при температуре плавления ($\sim 0.1 \times 10^2$ Па). Однако использование тройного соединения

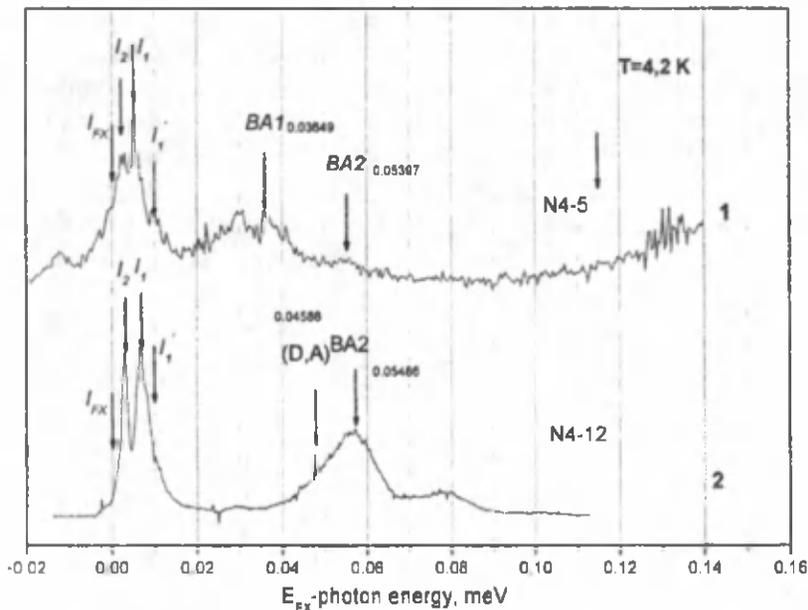
может приводить к неоднородностям состава как по глубине, так и по площади слитка, а также к уменьшению времени жизни дырок (увеличению термической энергии их ионизации).

В последнее время появилось значительное количество публикаций посвященных изучению качества материала CZT, выращенного методом Бриджмена под высоким давлением, НРВ, но вопрос о том, какого типа несовершенства и дефекты в кристаллах (возможно остаточные мелкие доноры, акцепторы или А-центры и т.п.) являются доминирующими в определении детекторных характеристик, материала, какой состав CZT является оптимальным при определённых параметрах технологического процесса остаётся не до конца выясненным. Метод низкотемпературной фотолюминесценции в сочетании с другими оптическими неразрушающими методами (отражение, пропускание) может оказаться полезным для изучения материала с точки зрения наличия в нём дефектов и примесей, являющихся центрами излучательной и безызлучательной рекомбинации, и позволяет регистрировать незначительные их количества ($\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$). В данной работе сопоставлялись оптические и детекторные характеристики CZT монокристаллов, полученных методом Бриджмена под высоким давлением (VHPB). Для увеличения удельного сопротивления монокристаллов CZT использовалось подлегирование шихты чистым галлием (донор в CZT) за счёт компенсации мелких акцепторных уровней. Измерялись спектры низкотемпературной фотолюминесценции, НТ ФЛ, и отражения (4,2-80 К).

Рассмотрим спектры НТ ФЛ кристаллов CZT в двух спектральных областях: (i) в области излучательной аннигиляции свободных и связанных экситонов, и носителей в мелких донорно-акцепторных парах, DAP, ($h\nu \leq E_g - 100 \text{ мэВ}$); (ii) в области излучательной рекомбинации на глубоких центрах ($h\nu > E_g - 100 \text{ мэВ}$), включающей полосы $I_{D1} \sim 800 \text{ нм}$ ($h\nu \sim 1.55 \text{ эВ}$) и $I_{D2} \sim 1200 \text{ нм}$ ($h\nu \sim 1.0 \text{ эВ}$).

Область излучательной рекомбинации свободных и связанных экситонов.

В экситонных и длинноволновых областях образцов (кривые 1 и 2 на Рис.1) I_{FX} , наблюдалась специфическая кривая с двумя несимметричными максимумами и "провалом" в центре. Такая форма кривой обусловлена явлением самообращения спектральной линии, что связано с наличием градиента концентрации экситонов, направленного от поверхности вглубь образца и обусловленного большой скоростью безызлучательной рекомбинации на его поверхности. В связи с этим энергетическое положение свободных экситонов определялось по спектрам отражения и составляло величину $E_{FX} = 1.671$ и $(1.661) \text{ эВ}$ для монокристаллов.



Спектры ФЛ CZT образцов: 4-5 (кривая 1) и 4-12 (кривая 2)

Литература

1. Venger E.F., Sadofev Yu.G., Semenova G.N. et. al.// SPIE Proceedings. 1998. Vol.3890. P.170-176; P.537-541.
2. Bagaev V.S., Zaitsev V.V., Onishchenko E.E., Sadofyev Yu.G.// Abstr. of 9th Intern. Conf. "II-VI Compounds", Kyoto. Japan. 1999.
3. Toda A., Nakano K., Ishibashi A.// Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 73 N11. P. 1523-1522.

РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР СОЕДИНЕНИЙ A_2B_6 М.Б. Шарипбаев¹⁾, Н.Е. Корсунская²⁾, Е. Утениязов³⁾¹⁾ Каракалпакский государственный университет имени Бердаха, Нукус²⁾ Институт физики полупроводников Национальной Академии наук Украины, Пр. Науки 45, Киев 03028, Украина³⁾ Комплексный институт естественных наук ККО АН РУз., Нукус

Квантово-размерные A_2B_6 гетероструктуры, создаваемые на подложках арсенида галлия, находят широкое применение в качестве активных элементов современных полупроводниковых приборов: оптических модуляторов, инжекционных источников когерентного и некогерентного излучения, излучателей с электронной накачкой, перекрывающих практически весь видимый спектральный диапазон и др. [1]. Однако, реализация данного класса гетероструктур столкнулась с проблемой деградации их свойств как во время работы, так и при различных видах термообработок при изготовлении приборов, что обычно связывалось с размножением дислокаций в активных областях прибора. Существенную роль при этом может играть присутствие подвижных точечных дефектов и наличие электронных возбуждений.

Известно, что под действием различных внешних воздействий (облучения [2-3], лазерного отжига, ультразвуковой обработки и др.) в любой гетеросистеме, имеющей границы раздела и являющейся вследствие этого исходно энергетически неравновесной (частично релаксированной), возможен ее переход в более равновесное состояние с минимумом свободной энергии. Механизм такого перехода носит, в основном, дислокационный характер, что было подтверждено экспериментально и описано теоретически с энергетической и кинетической точки зрения. Однако, в ряде случаев наблюдались и недислокационные механизмы релаксации внутренних напряжений или их сочетание. Использование в настоящее время в полупроводниковой технологии напряжённых несогласованных ($f > 1\%$) квантово-размерных многослойных структур и проблемы, связанные с их нестабильностью, усилили интерес к процессам, сопровождающим релаксацию напряжений.

В данной работе изучено влияние электронного, гамма (Co^{60}) и рентгеновского излучения на оптические характеристики $ZnCdTe/ZnTe/GaAs$ гетероструктур с квантовыми ямами, КЯ, и квантовыми точками, КТ.

Квантовые ямы $Cd_xZn_{1-x}Te/ZnTe$ ($x=0.17-0.4$) и толщиной от 2 до 8 нм были выращены на подложках полуизолирующего арсенида галлия методом молекулярно-лучевой эпитаксии и давали интенсивные полосы люминесценции в диапазоне 520-560 нм [2-4]. После облучения происходило уменьшение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) от КЯ и смещение положения максимума в длинноволновую сторону после облучения рентгеновскими квантами и в коротковолновую - после облучения электронами [5]. Показано, что длинноволновый сдвиг обусловлен релаксацией напряжений, а коротковолновый – расплыванием КЯ в результате диффузии Cd из ямы в барьер. Выполнен расчет диффузионного изменения формы ямы. Из сравнения экспериментальных данных с результатами расчета оценен коэффициент радиационно-ускоренной диффузии Cd.

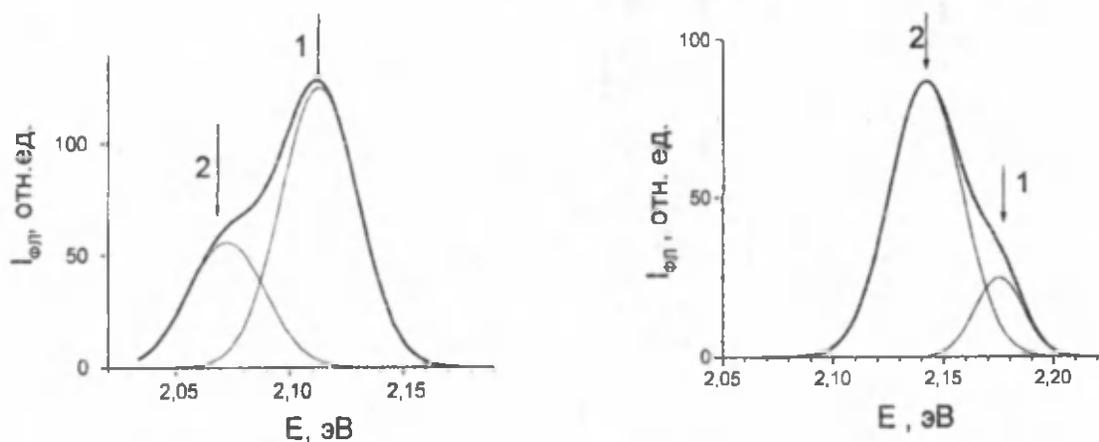


Рис. 1. Спектры ФЛ, измеренные на структуре с квантовыми точками при 77 К до (а) и после (б) γ -облучения.

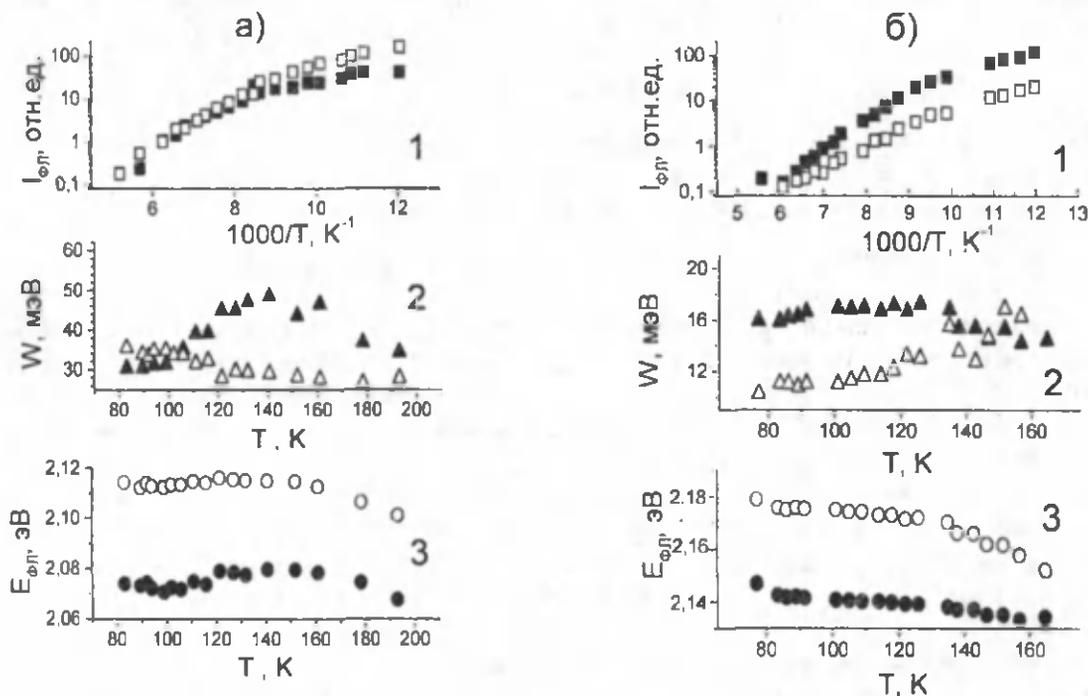


Рис. 2. Температурные зависимости интегральных интенсивностей (1), полуширин (2) и спектральных положений максимумов (3) компонент сложной полосы ФЛ от квантовых точек до (а) и после (б) γ -облучения.

Квантовые точки были получены введением ультратонких слоев CdTe (1-4 ML) в ZnTe-матрицу методом атомно-слоевой эпитаксии. Во многих случаях спектры ФЛ имели вид, представленный на рис.1, что обусловлено бимодальным распределением КТ. Однако, наблюдалось и одномодальное распределение. Исследование температурных зависимостей полуширин полос ФЛ, связанных с КТ, и их спектрального положения свидетельствовали о латеральной локализации экситонов в КТ (рис. 2, а). После облучения происходило уменьшение их полуширин и смещение их максимумов в коротковолновую сторону, а также незначительное падение интенсивности. При этом происходило уменьшение энергии активации температурного гашения. Последние два эффекта могут быть связаны с образованием радиационных дефектов. В тоже время, изменение спектрального положения полосы и ее полуширины можно объяснить изменением состава и увеличением латеральных размеров квантовых точек в результате радиационно-ускоренной интердиффузии Cd и Zn.

Изменение температурной зависимости положения максимума фотолюминесценции (E_{PL}) после облучения.

Из температурной зависимости (E_{PL}) можно получить дополнительную информацию о степени локализации экситонов в квантовых точках, QDs. Для этого температурную зависимость $\Delta E_{PL}/\Delta T$ для QDs сравнивают с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны материала барьера и точки. В случае когда эта зависимость $\Delta E_{PL}/\Delta T \leq E_g(\text{CdTe, ZnTe})/\Delta T$, т.е. более слабая (частный случай не зависит), чем температурная зависимость ширины запрещенной зоны, то такую слабую зависимость прт низких температурах объясняют локализацией экситонов в некоторых потенциальных минимумах, возникающих из-за флуктуаций потенциала и лежащих либо для изолированных точки в самой квантовой точке, либо на границе раздела квантовая точка - барьер, либо в барьере. При повышении температуры происходит уменьшение ширины запрещенной зоны как CdTe так и ZnTe. Так как экситоны в этих материалах стабильны до температур ~ 80 K, то одновременно с этим экситоны, локализованные в некоторых потенциальных минимумах, могут быть термически выброшены в барьер и стать свободными экситонами.

Литература

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, and N.N. Ledentsov. Quantum Dot Heterostructures (John Wiley & Sons Ltd., Chichester, 1998).
- [2] V.S. Bagaev, V.V. Zaitsev, E.E. Onishchenko and Yu. G. Sadofyev, J. Cryst. Growth, 2000, vol. 214/215.
- [3] Ye. F. Venger, Yu. G. Sadofyev, G.N. Semenova et al. Thin Solid Films, 2000, vol.367, p.184-188.

[4] Ye. F. Venger, Yu. G. Sadofyev, G.N. Semenova et al., SPIE Proc., 1998, vol.3890, p. 170-176; p.537-541.

[5] Ye. F. Venger, N.E. Korsunskaya, Yu. G. Sadofyev et al., Mat. Sci&Eng. B., 2012, p. 35-39.

МЕТОДИКА СПЕКТРОСКОПИИ ПОЛНОГО ТОКА

Шаропов У.Б. Атабаев Б.Г. Курбанов М.К.

Институт Ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз,

Ташкент, ул.Дурмон йули, 33, (99871)2625390, E-mail: utkirstar@gmail.com

Метод спектроскопии полного тока (ПТ) является низкоэнергетической разновидностью пороговой вторично-электронной спектроскопии.

Для экспериментальной реализации спектроскопии ПТ в простейшем случае необходима измерительная схема, показанная на рис.1. Сфокусированный монокинетичный пучок электронов с помощью электронно-оптической системы направляется на поверхность образца. В пространстве между формирующей системой и плоским образцом электроны движутся в однородном тормозящем поле и приходят на образец с энергией, определяемой потенциалом смещения. Первичный электронный ток I_1 , определяется по значению тока, который образуется между катодом электронной пушки и исследуемым образцом. При взаимодействии первичных электронов с мишенью, часть электронов отражается и создает ток вторичных электронов I_2 , а часть остается в мишени и дает вклад в ток, проходящий через образец I . Токовый баланс запишется в виде:

$$I_1 = I + I_2$$

Поскольку при изменении величины задерживающего поля над образцом относительные потенциалы электростатической системы сохраняются, первичный электронный пучок не теряет фокусировку, и ток I_1 остается неизменным по величине [1].

Принимая во внимание этот факт, видно, что можно судить о величине вторичного тока электронов I_2 , измеряя ток в цепи мишени I :

$$I = I_1 - I_2 \quad I_1 = \text{const.}$$

Подавая небольшое (0,1 + 0,2 В) синусоидальное напряжение частотой ω на катодный узел, можно промодулировать первичный пучок по энергии, а с помощью системы синхродетектирования выделить первую производную от тока в цепи образца. Тогда выражение для токового баланса запишется в виде:

$$\frac{dI}{dE_p} = \frac{d(I_1 - I_2)}{dE_p} = -\frac{dI_2}{dE_p} = S(E_p)$$

Таким образом, спектр ПТ $S(E_p)$ представляет собой производную от тока в цепи мишени по энергии падающих электронов.

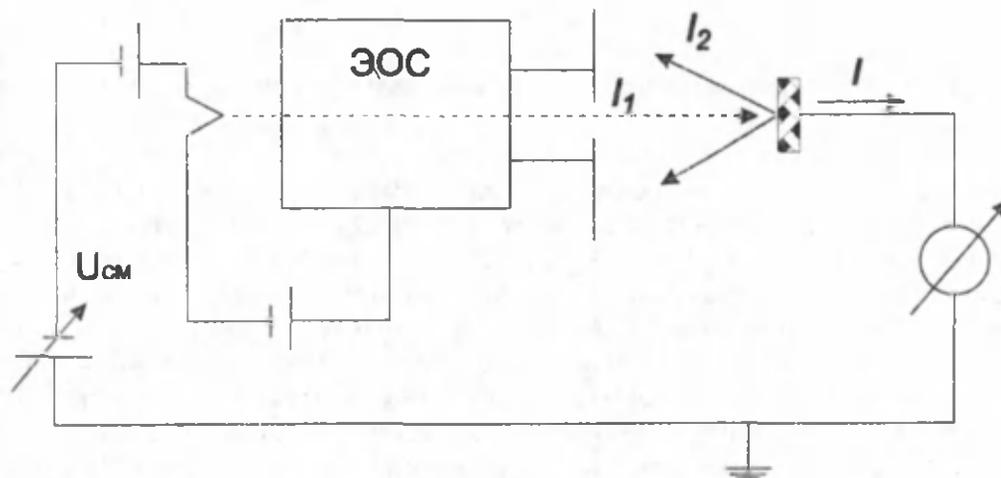


Рис.1. Электрическая схема спектрометра полного тока.

Целый ряд работ, выполненных с использованием метода спектроскопии ПТ по изучению диэлектриков, полупроводников и металлов показали, что спектры ПТ обладают характерной для каждого вещества тонкой структурой в низкоэнергетической области (0 + 15 эВ) [2, 3]. В работах [4, 5, 6] на основе анализа энергетических зависимостей упругого и неупругого отражения электронов от

поверхности твердого тела, принимая во внимание влияние неупругого взаимодействия на интенсивность упругого отражения, были разработаны модельные представления о формировании сигнала спектроскопии ПТ. Это позволило однозначно связать структуру спектров ПТ с особенностями плотности электронных состояний валентной и свободной зон исследуемого объекта.

Литература

1. Комолов С.А. Интегральная вторично-электронная спектроскопия поверхности. Ленинград: ЛГУ, 1986.
2. U.B. Sharopov, B.G. Atabaev, R. Djabbarganov, M.K. Kurbanov // Journal of Surface Investigation, X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2013, Vol. 7, No. 1, pp. 195–199.
3. Атабаев Б.Г., Джаббарганов Р., Шаропов У.Б. Саидханова Н.Г. // Узбекский физический журнал. 2009, V.11. №4. с.303-307.
4. Б. Г. Атабаев, С. Гаипов, У. Б. Шаропов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №10, 2007, с.52-55.
5. Атабаев Б.Г., Джаббарганов Р., Шаропов У.Б. Саидханова Н.Г. //Изменение работы выхода поверхности окисленной меди при термической и ионной обработке // Узбекский физический журнал. 2009, V.11. №4. с.303-307.
6. У.Б.Шаропов , Б.Г.Атабаев, Р.Джаббарганов, // Исследование электронной и зонной структуры кристалла LiF(100) методами электронного и оптического поглощения // ДАН РУз №1, 2011, с.32-34.

SIMULATION N-ZN_xCD_{1-x}S/P-SI SOLAR CELLS BY AMPS-1D

Ergashev B.A., Razykov T.M., Kuchkarov K.M., Yuldoshov R

Physical-Technical institute, SPA "Physics-Sun" Academy of Sciences of Uzbekistan

Address: 100084, Tashkent, Bodomzor yuli Str., 2"В", Phone: (+998) 71 233 12 71, Fax: (+998) 71 235 42 91,

E-mail: bobur_7007@yahoo.com

Numerical modeling is increasingly being used to obtain insight into the details of the physical operation of solar cells. Modeling and simulation were done using AMPS-1D (Analysis of Microelectronic and Photonic Structures) simulator to explore the possibilities of Si absorber and Zn_xCd_{1-x}S window layers with high conversion efficiency.

AMPS-1D is a one-dimensional device simulation program for the Analysis of Microelectronic and Photonic Structures. The AMPS-1D program has been developed to realistically simulate the electrical characteristics of the heterojunction solar cells [1]. It has been tested for CdTe and CIGS solar cells [2,3].

A type of solar cell – n-Zn_xCd_{1-x}S/p-Si heterojunction solar cells were explored for their potentially low cost application. The main focus of this work is to study the output parameters of n-Zn_xCd_{1-x}S/p-Si heterojunction solar cells. In order to find the optimal design structure of n-Zn_xCd_{1-x}S/p-Si solar cells, numerical modeling using AMPS-1D was performed on various thicknesses and doping density. Basic structure of n-Zn_xCd_{1-x}S/p-Si heterojunction solar cells shown below in Figure1.

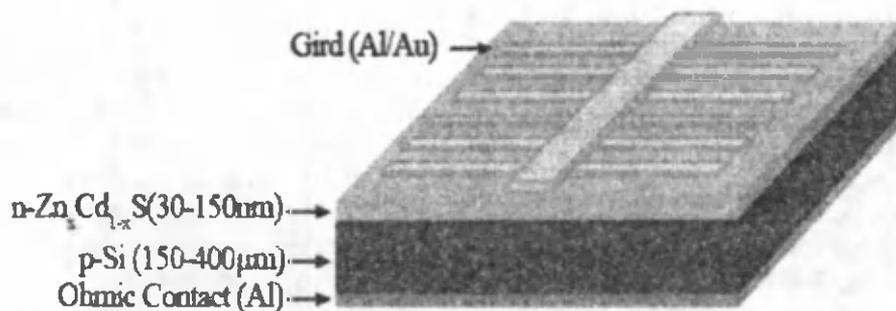


Figure 1. Basic structure of n-Zn_xCd_{1-x}S/p-Si heterojunction solar cells.

All the input parameters were chosen based on experimental values, literature values, theory and reasonable estimates.

In this modeling, all the layer thickness were varied: the Si layer from 150 μm up to 400μm, Zn_xCd_{1-x}S window layer from 30 nm to 150 nm while keeping all other cell parameters at fixed value as shown below in Table 1.

The highest efficiency, short circuit current and open circuit voltage that we got from simulation is 19.6%, 15.3mA/cm² and 1.42V, respectively. When the Zn_xCd_{1-x}S doping density is between 1x10¹⁷ and 1x10²⁰ cm⁻³, the solar cell has an optimal efficiency. However, under the effect of higher Zn_xCd_{1-x}S doping

density ($1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) or lower doping density ($1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), the solar cell shows a sudden reduction in efficiency.

This work attempts to identify the optimal device design and the performance properties of $n\text{-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}/p\text{-Si}$ heterojunction solar cells. Modeling the $n\text{-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}/p\text{-Si}$ solar cell structures on AMPS-1D gives an optimal design strategy. The results show that optimal $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ layer should have a doping density around $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ to $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and a relatively thin thickness of 50nm. Results also show that the optimal $p\text{-Si}$ substrate thickness 250 μm doping density is around $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Decreasing the thickness of the Si substrate will also decrease the solar cell performance.

Table 1. AMPS-1D parameters for $n\text{-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}/p\text{-Si}$ heterojunction solar cells

General Device Properties		
	Front Surface	Back Surface
$\Phi_{\text{BOL}} = E_C - E_F$	1.0eV	0.1eV
Electrons Surface Recombination	10^7 cm/s	10^7 cm/s
Holes Surface Recombination	10^7 cm/s	10^7 cm/s
Reflectivity	0.1	0.8
Layer Properties		
	n type $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ ($x=0.8$)	p type crystalline Si
Thickness μm	0.03-0.15	150-400
Relative permittivity ϵ/ϵ_0	9.3	11.9
Electron mobility μ_c (cm^2/Vs)	60	1350 - 90
Hole mobility μ_p (cm^2/Vs)	10	450 - 45
Carrier density n, p (cm^{-3})	$1.7 \times 10^{15} - 1 \times 10^{21}$	$1 \times 10^{16} - 1 \times 10^{20}$
Bandgap E_g (eV)	3.33	1.12
Effective density: N_c (cm^{-3})	2.1×10^{18}	2.8×10^{19}
Effective density: N_v (cm^{-3})	1.7×10^{19}	1.04×10^{19}
Electron affinity χ (eV)	4.02	4.05

(Note: Absorption coefficient and spectral response parameters are not shown here)

Reference

- [1] S.J. Fonash et al., www.cneu.psu.edu/amps, (accessed 2008).
- [2] I.O. Oladeji, L. Chow, C.S. Ferekides, V. Viswanathan, Z. Zhao, S OLMAT. 61, 203 (2000).
- [3] R.N. Bhattacharya, M.A. Contreras, B. Egaas, R.N. Noufi, A. Kanevce, J.R. Sites, Applied Physics Letters 89, 253503/1 (2006).

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}(\text{Se})_4$

Юсупов А., Адамбаев К., Джумабоев Д.К.

Ташкентский автомобильно-дорожный институт

В настоящее время широкомасштабное использование солнечной энергии задерживается из-за дороговизны солнечных батарей. Исследователи усиленно работают над созданием эффективных и дешевых фотоэлектрических преобразователей (ФЭП). Решение этого вопроса с одной стороны связано поиском новых материалов для фотовольтаики, с другой – повышением эффективности известных ФЭП. Поэтому исследователи в последнее время уделяют большое внимание к получению и исследованию новых материалов на основе доступных и дешевых компонентов [1-3].

Одним из перспективных материалов для этой цели являются соединения на основе $\text{A}_2\text{B}^{\text{IV}}\text{C}^{\text{VI}}\text{D}_4^{\text{VI}}$, например соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}(\text{Se})_4$, компоненты которого выгодно отличаются как по цене, так и по распространенности [3]. Полупроводниковые соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$, $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ и их твердые растворы являются перспективными также и по своим оптическим характеристикам [2]. Несмотря на это, закономерности формирования кристаллов и пленок, их электрофизические и оптические свойства очень мало изучены.

В настоящей работе приведены результаты исследования получения кристаллов $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}(\text{Se})_4$ и их некоторых свойств.

Одним из распространенных способов получения полупроводниковых кристаллов является направленная кристаллизация, разновидностью которого является метод Бриджмана. Нами создано лабораторное устройство для выращивания кристаллов $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}(\text{Se})_4$ методом Бриджмана.

При выращивании кристаллов методом Бриджмена одним из основных условий роста является обеспечения зародышеобразования в начальной части контейнера, которое обеспечивалось соответствующим распределением температуры вдоль печки. Заданное распределение температурного поля достигалось изменением длины шага спирали нагревательной печи.

Выращивание поликристаллических образцов соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ производилось методом Бриджмана, при различных скоростях роста. Для эксперимента использовались предварительно откаченные до 10^{-4} мм.рт.ст. вакуума и отпаянные кварцевые ампулы, начальный конец которых имели конической формы. В качестве исходных компонентов использовались загрузки из меди, цинка, олова и селена(или серы), соответствующей чистоты.

Предварительные опыты показали, что при выращивании слитков методом Бриджмена и использовании ампулы с загрузкой без процесса предварительного перемешивания компонентов, выращенные кристаллы становятся неоднородными, такие образцы имели включения различных фаз. Для обеспечения однородности состава выращиваемых кристаллов ампула с компонентами подвергалась предварительному термическому отжигу. При этом после загрузки ампул температуру печки подняли до 570°C , продержали в этом режиме 10 минут и начинали уменьшать температуру со скоростью $2^\circ\text{C}/\text{мин}$.

Полученные образцы имели поликристаллическую структуру с характерными для этого класса материалов размерами зёрен.

Выращивались также поликристаллические слитки соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$, температура процесса роста при этом варьировалась с учетом температуры составляющих их компонентов.

Исследовались морфология выращенных слитков и некоторые электрофизические свойства кристаллов $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}(\text{Se})_4$. Структура поверхности пластин изучали с помощью микроскопа МИИ – 4У. На рис. 1а приведена микрофотография поверхности кристалла $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$, выращенного после предварительного расплавления компонентов соединения. Как видно из рисунка, выращенные образцы имеют поликристаллическую структуру с достаточно однородным распределением кристаллитов. Размер зёрен кристаллитов составляет в пределах 240 – 330 мкм. На рис. 1б показана микрофотография поверхности образца соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$, выращенного без предварительного расплавления исходных компонентов. Из этого рисунка видно, что в этом случае наблюдается некоторая неоднородность поликристалла, т.е. имеет структуру с включениями второй фазы.

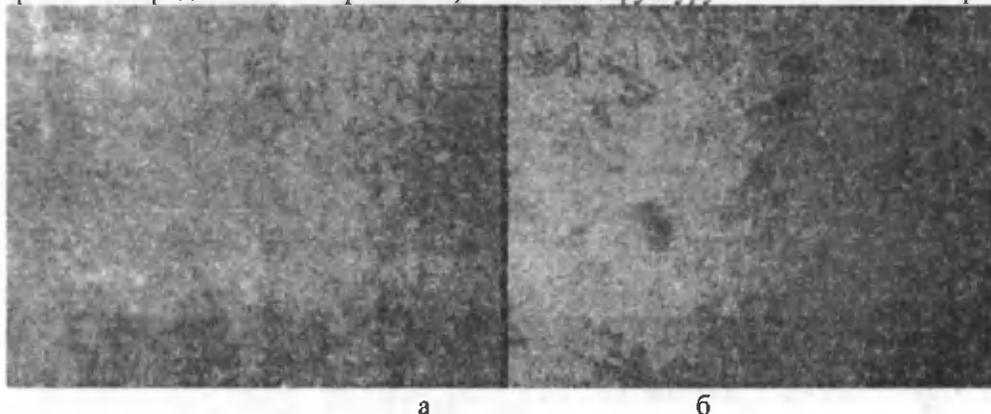


Рис. 1. Микрофотографии поверхности кристаллов $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$, полученных с предварительным(а) и без предварительного(б) расплавления компонентов.

Далее исследовались основные электрофизические свойства полученных поликристаллов соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$. Результаты показали, что образцы обладают р-типом проводимости, значения удельного сопротивления находилось в пределе 0,8 – 20 ом.см. Оценена величина подвижности дырок, величина которого составляла порядка 20 см²/В.с.

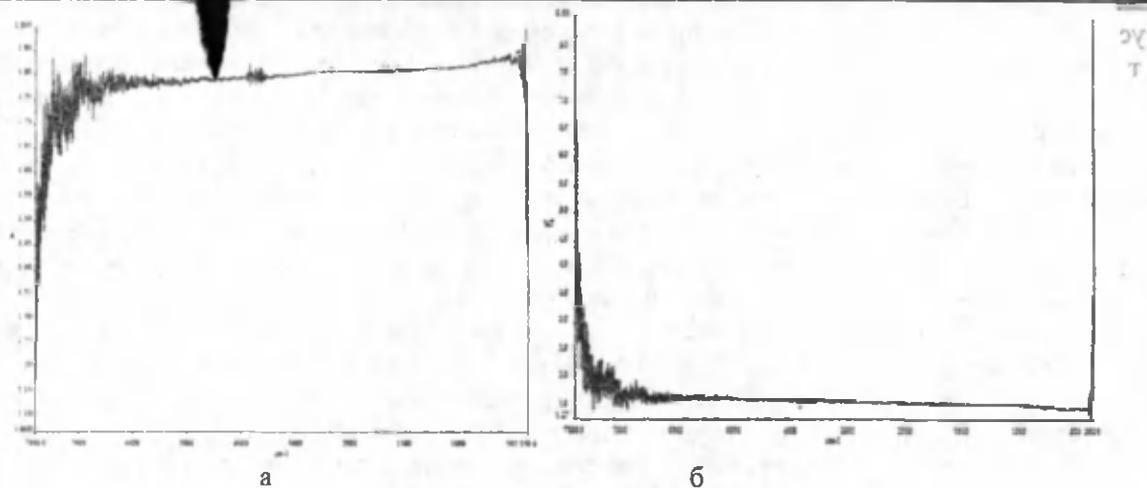


Рис 2 Спектры поглощения(а) и пропускания(б) образцов $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$

Исследовались также оптические свойства полученных кристаллов. Для подготовки образцов слитки резались на пластины с толщиной порядка 1 мм, их поверхность обрабатывалась с последовательным уменьшением диаметра абразива до состояния, достаточной для оптических измерений. Эксперименты проводились на Фурье спектрометре, полученные результаты приведены на рис. 2.

Как видно из их спектров, сильное поглощение начинается в области волнового числа $7850 - 7900 \text{ см}^{-1}$, а пропускание образцов увеличивается также вблизи этой области длин волн, что соответствует длинноволновому краю собственного поглощения кристаллов $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$. Анализ оптических характеристик показывает, что собственное поглощение кристаллов $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ лежит в области оптимального значения энергии оптического излучения, необходимого для изготовления эффективных фотоэлектрических преобразователей.

Таким образом, результаты показывают, что методом Бриджмена можно получить достаточно однородные поликристаллические образцы соединений $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}(\text{Se})_4$, обладающие достаточными электрофизическими и оптическими характеристиками для изготовления ФЭП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Paier J, Asahi R, Nagoya A, Kresse G. $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ as a potential photovoltaic material: a hybrid Hartree-Fock density functional theory study. *Physical Review B* 2009; 79: 115126-1-8. DOI: 10.1103/PhysRevB.79.115126
2. Aponasyuk A.S, Kurbatov D.K., Lanchenko M.M., Protzenko I.Yo., Ching H. Properties of the window layers for the CZTSe and CZTS dased solar sels/*Journal Nano and Elektronik Physics* 2012, v.2, 01024(3 pp).
3. Scragg JJ, Dale PJ, Peter LM, Zoppi G, Forbes I. New routes to sustainable photovoltaics: evaluation of $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ as an alternative absorber material. *Physica Status Solidi (b)* 2008; 9: 1772-1778. DOI:10.1002/pssb.200879539

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЕНОК $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$

Юсупов А., Адамбаев К., Джумабоев Д.К.

Ташкентский автомобильно-дорожный институт

Одной из основных причин задержки крупномасштабного применения солнечных батарей является, прежде всего, высокая их стоимость. Для уменьшения себестоимости полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) необходимо с одной стороны модернизировать существующие технологии их изготовления, а с другой стороны синтезировать новые дешевые и доступные материалы.

В настоящее время подавляющее большинство ФЭП изготавливаются на основе кристаллического кремния. Последний помимо достоинств, характеризуется высокой стоимостью и относительно низкой (порядка 15%) эффективностью преобразования солнечной энергии. Толщина пластин монокристаллического либо поликристаллического кремния, применяющегося для изготовления ФЭП, составляет порядка 0.2 мм, что приводит к большим расходам материала на единицу вырабатываемой электроэнергии. А поглощающая её часть составляет всего порядка микрометра. Поэтому в последнее время активно ведутся исследования по разработке солнечных преобразователей на основе тонких полупроводниковых пленок.

Многообещающим полупроводниковым материалом являются соединения кестерита типа $A_2^I B^II C^{III} D_4^{VI}$. Полупроводниковые соединения Cu_2ZnSnS_4 , $Cu_2ZnSnSe_4$ и их твердые растворы являются перспективными метериалами для изготовления солнечных фотопреобразователей[1-3]. По оптическим свойствам они выгодно отличаются от других этого класса соединений. Они обладают большим коэффициентом поглощения (10^4 см^{-1}) [2], их компонентами являются дешевые и легкодоступные материалы. Однако изучения закономерности формирования пленок, исследования их электрофизических и оптических свойств в зависимости от технологического режима получения не исследованы.

В данной работе приводятся результаты исследования получения пленок Cu_2ZnSnS_4 и их структуры. Получение пленок Cu_2ZnSnS_4 производилось последовательным либо параллельным распылением компонентов на подложку и последующим термическим отжигом. В качестве подложки использовали стекла с предварительным напыленным слоем молибдена.

Температура отжига подбирались в соответствии с диаграммой состояния системы и составляла в пределах $450 - 800^\circ \text{C}$. После процесса отжига образцы остывали вместе с печкой или производили закалку в воздухе. Исследовались структура образцов и их некоторые электрические свойства. Структуру плученных пленок изучали металлографическими и рентгенографическими методами. На рис.1 приведена микрофотография поверхности одного из пленок Cu_2ZnSnS_4 , снятых на микроскопе МИИ- 4У. Как видно из рисунка, структура пленок имеет характерные для этого класса материалов мазаческую структуру.



Рис. 1. Микрофотография поверхности пленок Cu_2ZnSnS_4 .

Далее изучали некоторые электрические свойства полученных пленок. Образцы имели p – типа проводимости, а их поверхностное сопротивление зависило от температуры отжига и режима закалики.

Таким образом, полученные результаты показали возможность формирования пленок соединений Cu_2ZnSnS_4 на подложку из стекло с напыленным на его поверхность молибденом.

Л и т е р а т у р а

1. Mitzi D. B., Gunawan O., Todorov T. et al. // Solar Energy Mat. and Solar Cells. 2011. V. 95, №6. P. 1421.
2. Katagiri H, Jimbo K, Yamada S, Kamimura T, Maw WS, Fukano T, Ito T, Motohiro T. Enhanced conversion efficiencies of Cu_2ZnSnS_4 -based thin film solar cells by using preferential etching technique. Applied Physics Express 2008; 1: (article number 041201, 2 pages). DOI: 10.1143/APEX.1.041201
3. Schubert BA, Ko'tschau IM, Cinque S, Schock HW, Meran G. An economic approach to evaluate the range of coverage of indium and its impact on indium based thin-film solar cells—recent results of Cu_2ZnSnS_4 (CZTS) based solar cells. Proceedings of the 23rd EU-PVSEC, Valencia, 2008; 3788–3792.

О ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЕ БОЗЕ КОНДЕНСАТА БИПОЛЯРОНОВ

Б.Явидов, Х.Чоршамов, М.Аскарлов, А.Асанова

НГПИ им. Ажсинияза, г.Нукус,

ул.А.Досназарова 105, тел.: 222 65 10, e-mail: b.yavidov@mail.ru

Явление Бозе-Эйнштейновской конденсации (БЭК) бозонов играет важную роль в физике конденсированного состояния. С этим явлением, в первую очередь, связана сверхпроводимость различных соединений, в том числе и высокотемпературная сверхпроводимость (ВТСП) медно-кислородных соединениях $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и т.п., (купратов). В купратах, как показывают данные многочисленных экспериментов, электрон-фононное взаимодействие достаточно сильное и

носители заряда в этих материалах является поляронами или биполяронами. Квазичастица биполярон, связанное состояние двух поляронов (электрон или дырка окутанное «фононной шубой») является бозоном. При благоприятных условиях, газ биполяронов может претерпеть БЭК. Изучение БЭК биполяронного газа представляется интересной и в то же время остается актуальной в связи все еще не решенной проблемой ВТСП. Согласно биполяронной модели высокотемпературная сверхпроводимость медно-кислородных соединений ($La_{2-x}Sr_xCuO_4$, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и т.п.), по сути, есть БЭК биполяронов.

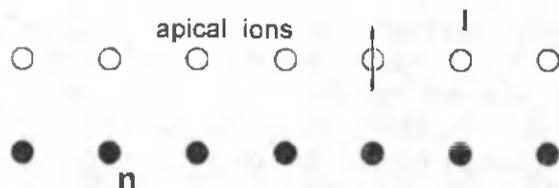


Рис. 1. Одномерная решетка для расширенной модели Холстейна.

Температура БЭК зависит от нескольких факторов (параметров). В частности для биполяронного газа этими параметрами являются: концентрация биполяронов, масса биполярона и все виды взаимодействия между (би)поляронами (кулоновское отталкивания и меж(би)поляронное притяжение). Для идеального газа биполяронов температуру БЭК можно оценить по формуле [1]

$$T_{BEC} = \frac{3.31 \hbar^2 n_{bp}^{3/2}}{2k_B m_{bp}} \quad (1)$$

Здесь m_{bp} - масса биполярона а n - его концентрация. При $n = const$ температура БЭК биполяронного газа, в основном, определяется значением m_{bp} . Масса двухузлового биполярона (ДБ) по порядку сравним с массой полярона m_p , которая в свою очередь в пределе сильного электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) дается формулой [2]

$$m_p = m^* \exp[g^2], \quad (2)$$

$$g^2 = \frac{1}{2M\hbar\omega} \sum_{\vec{l}} [f_{\vec{l}}^2(\vec{n}) - f_{\vec{l}}(\vec{n})f_{\vec{l}}(\vec{n} + \vec{a})] \quad (3)$$

Здесь m^* - зонная масса носителя заряда, M - масса иона решетки, ω - частота колебания ионов, $f_{\vec{l}}(\vec{n})$ - сила взаимодействия электрона (дырки), находящегося на узле решетки \vec{n} , с ионом решетки узла \vec{l} . Сила взаимодействия электрона (дырки), находящегося на узле решетки \vec{n} , с ионом решетки узла \vec{l} , в рамках расширенной модели Холстейна и применительно к решетке, изображенная на рис. 1, дается формулой [4]

$$f_{\vec{l}}(\vec{n}) = \frac{k_c}{(|\vec{n} - \vec{l}|^2 + c^2)^{3/2}} \left(1 + \frac{\sqrt{|\vec{n} - \vec{l}|^2 + c^2}}{R} \right) \exp \left[-\frac{\sqrt{|\vec{n} - \vec{l}|^2 + c^2}}{R} \right] \quad (4)$$

где k_c - некоторая силовая постоянная, c - расстояние между цепочками ионов, R - радиус экранировки. В одномерной решетке для расширенной модели Холстейна (Рис.1) носитель заряда совершает перескоки по ионам нижней цепочки (черные кружки) и взаимодействует с ионами верхней цепочки (светлые кружки). Такая решетка имитирует реальную решетку купратов, где дырки, движущиеся в медно-кислородной плоскости, взаимодействуют с апексными ионами решетки [1]. Не теряя общности, можно положить $m_{bp} = 2m_p$. Тогда температура БЭК примет вид [3]

$$T_{BEC} = \frac{3.31 \hbar^2 n_{bp}^{3/2}}{4k_B m^*} \exp[-g^2] \quad (5)$$

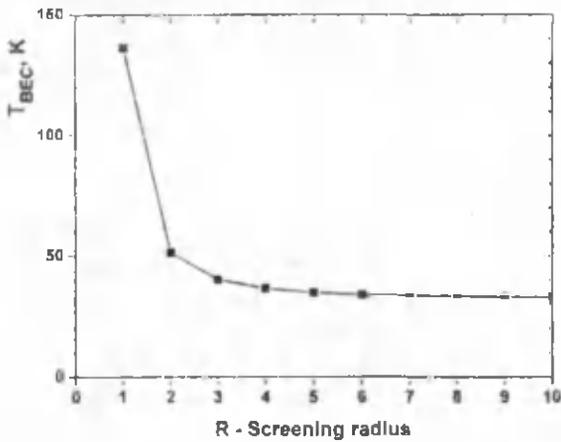


Рис. 2. Зависимость T_{BEC} от радиуса экранировки электрон-фононного взаимодействия в пределе сильного ЭФВ и неадиабатического приближения.

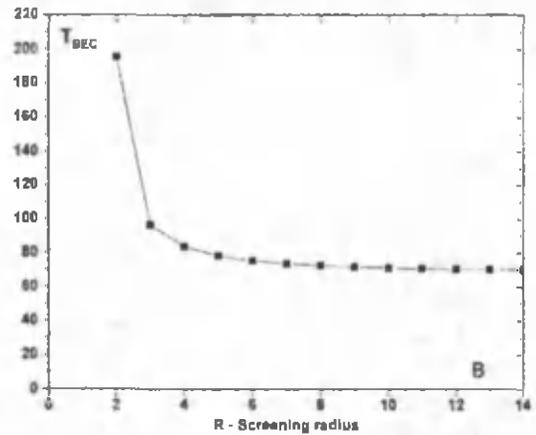


Рис. 3. Зависимость T_{BEC} от радиуса экранировки электрон-фононного взаимодействия в пределе сильного ЭФВ и адиабатического приближения.

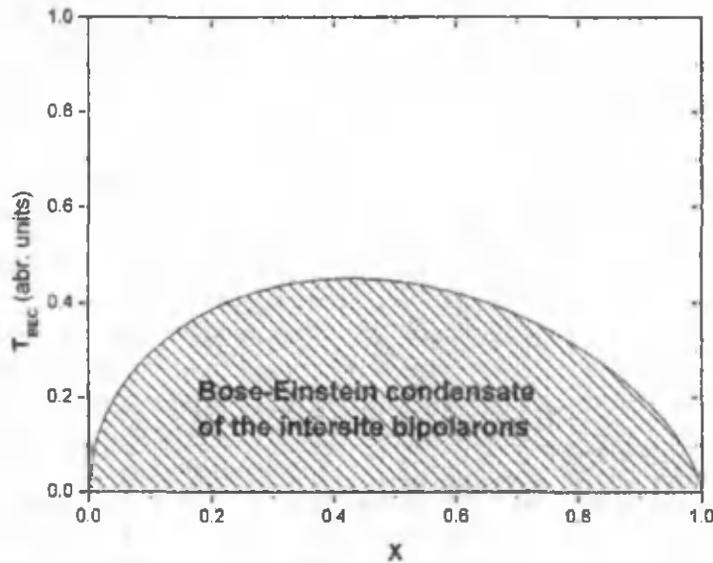


Рис. 4 Фазовая диаграмма Бозе-конденсата двухузлового биполярона.

В соответствии с формулами (1)-(5) температура БЭК идеального газа ДБ зависит от экранирования ЭФВ, посредством параметра R . Результаты вычисления значения температуры БЭК идеального газа ДБ представлены графически на рис.2 и рис.3. В адиабатическом приближении вычисление выполнены при значениях $k^2/2M\omega^2 = 0.188$, $\hbar\omega = 75$ meV, $t=0.2$ eV (энергия перескока). А в неадиабатическом приближении мы приняли $k^2/2M\hbar\omega^2 = 8.51$. Как видно из графиков температура БЭК идеального газа ДБ «почти не зависит» от экранировки ЭФВ при радиусах экранировки на много больших чем период решетки, в то время как при значениях радиуса сравнимых с периодом решетки температура БЭК идеального газа ДБ имеет сильную зависимость от R . Уменьшение R или экранирование ЭФВ приводит к увеличению значения температуры БЭК идеального газа ДБ. Изменение значения T_{BEC} при этом может достиг почти до 140 К и 190 К соответственно для неадиабатического и адиабатического пределов. При сильных режимах экранирования ЭФВ температуру БЭК идеального газа ДБ можно в грубом приближении аппроксимировать как $T_{BEC} \sim R^\alpha$, где показатель радиуса экранировки $\alpha \cong -1$. Уместно вспомнить, что радиус экранировки зависит от ряда других параметров, например концентрации носителей заряда n_0 , энергия Ферми E_F , температура T . В известных моделях, например модели Томаса-

Ферми, $R_{TF} = \left(\frac{E_F}{2\pi e^2 n_0} \right)^{1/2}$, а в модели Друде $R_{TF} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T}{4\pi e^2 n_0} \right)^{1/2}$. То есть в обеих моделя $R \sim n_0^{-1/2}$. В таком случае соотношение (5) можно написать

$$T_{BEC} \sim n_{bp}^{-3} n_p^{-3} \quad (6)$$

С учетом того, что полное число носителей заряда в системе сохраняется $n_p + n_{bp} = N = const$, формула (6) примет вид

$$T_{BEC} \sim (1-x)^{-3} x^3, \quad (7)$$

где $x = \frac{n_p}{N}$ доля поляронов в общем числе частиц. Зависимость T_{BEC} от x приведен на рис.4. Рис.4 представляет фазовую диаграмму Бозе-конденсата биполяронов. В нем куполообразная кривая ограничивает область, где существует Бозе-конденсат биполяронов от области, где существует только спаренные поляроны и термально возбужденные биполяроны. Зависимость T_{BEC} от x напоминает зависимость T_C от x в купратах, что нагакливает на мысль о тесной связи ВТСП с биполяронами и биполяронной модели сверхпроводимости.

Литература:

- [1] Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М.: «Наука» 1964, с.198
- [2] A.S.Alexandrov and P.E.Kornilovitch. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 807 (1999).
- [3] B.Ya.Yavidov. *Physica C*, **471**, 71 (2011)
- [4] B.Ya.Yavidov, Sh.S.Djumanov, S.Dzhumanov. *Physics Letters A*, **374**, 2772 (2010)

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В СИЛЬНО КОМПЕНСИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ КРЕМНИЯ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Э.У.Арзикулов, А. Т. Ахатов, К. Н. Срожев, М. Д. Тошбоев

Лаборатория «Синтезирование материалов микроэлектроники» при СамГУ,
140104, университетский бульвар 15, eshkuvai@samdu.uz

Известно, что вид вольт-амперной характеристики (ВАХ) полупроводников содержащих глубокие уровни (ГУ), может иметь три или более характерных участков. Обычно на первом участке наблюдается линейная зависимость тока от приложенного напряжения, т.е. выполняется закон Ома. На втором участке имеет место степенная зависимость между током и напряжением, т.е. зависимость типа $I = U^n$, где $n \geq 1$. На третьем участке в зависимости $I(U)$ начиная с определенных значений напряжения наблюдается резкое увеличение тока. Далее с увеличением напряженности электрического поля наблюдается уменьшение тока, т.е. имеет место область с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Обычно ОДП бывает N- или S- типа. Возможны также комбинации ОДП S- и N- типов. При определенных условиях они могут сменять друг друга, а также возможно превращение S-образной ВАХ на N-образную с течением времени. Статистическая характеристика может иметь и более сложную форму. Наблюдение ВАХ с областью ОДП связано с неустойчивостями тока, т.е. могут наблюдаться колебания тока или напряжения с различными частотами и формами в зависимости от условий эксперимента.

В настоящем сообщении приводятся экспериментальные результаты зависимости плотности тока j от напряженности электрического поля E сильно компенсированных образцов кремния легированных цинком с квантовыми точками. В наших экспериментах были использованы образцы кремния с n-типом проводимости диффузионно легированных цинком. Цинк чистотой 99,99 % был введён методом высокотемпературной диффузии в исходной кремний n-типа, содержащий фосфор с концентрацией $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом концентрация цинка составляла $\sim 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. После процесса высокотемпературной диффузии образцы имели относительно большие удельные электрические сопротивления ($\sim 1,1 \cdot 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при 300 К) с концентрацией электронов $\sim 1,47 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Рис. 1. ВАХ образцов n-Si<P,Zn> при температуре T = 80 К

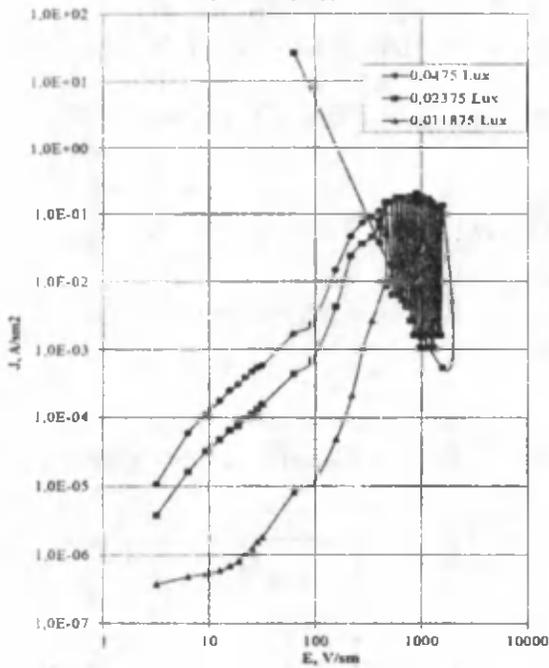
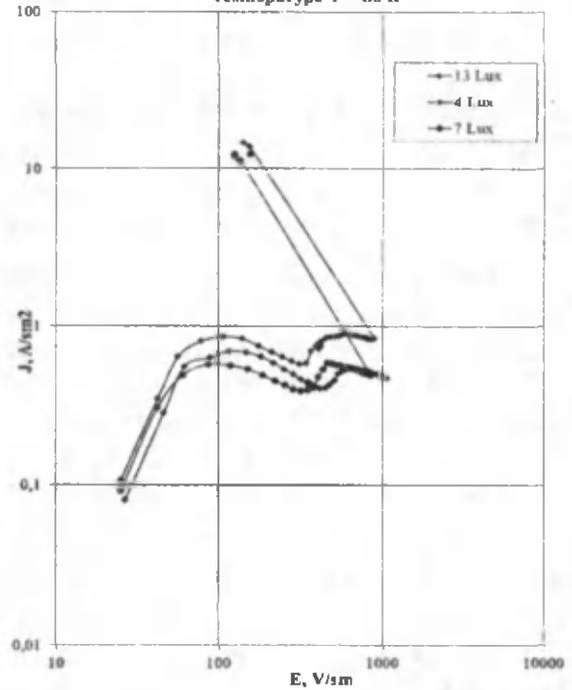


Рис. 2. Типичная ВАХ образцов n-Si<P,Zn> при температуре T = 80 К



Исследования ВАХ в образцах n-Si<P,Zn> проводились при различных фоновых освещениях интегрального света при температуре T=80 К. Темновая ВАХ из-за большого удельного сопротивления образцов n-Si<P,Zn> при T=80 К не была измерена. Вид ВАХ образцов сильно зависит от степени освещённости образцов. При относительно низкой освещённости (0,05÷0,01 Lux) ВАХ образцов состоит из несколько четко выраженных участков (см. рис. 1, кривая 1): первый участок – когда приложенная напряженность электрического поля в образце меньше чем 12,6 В/см наблюдается зависимость вида $I = U^{0,22}$, второй участок – когда E находится в интервале значений $12,6 \text{ В/см} \leq E \leq 18,9 \text{ В/см}$ наблюдается зависимость вида $I = U^{0,77}$, третий участок – когда E лежит в интервале значений $19 \text{ В/см} \leq E \leq 62,9 \text{ В/см}$ наблюдается почти квадратичная зависимость, т.е. $I = U^{1,91}$, четвертый участок – когда E находится в интервале значений $62,9 \text{ В/см} \leq E \leq 94,3 \text{ В/см}$ снова наблюдается зависимость близкая ко второму участку, т.е. зависимость вида $I = U^{0,71}$. Дальнейшее увеличение E в интервале значений $94,3 \text{ В/см} \leq E \leq 471,1 \text{ В/см}$ приводит к резкому возрастанию тока. При этом зависимость I(U) имеет следующий вид: $I = U^{4,26}$. Когда значение E лежит в интервале $471,1 \text{ В/см} \leq E \leq 816,1 \text{ В/см}$ наблюдается зависимость вида $I = U^{1,65}$. Дальнейшее увеличение E не приводит к заметным изменениям значений тока, т.е. имеется слабая зависимость вида $I = U^{0,52}$.

Увеличение интенсивности освещения интегрального света приводит к заметному изменению как характера зависимости I(U), так и области существования той или иной зависимости по напряженности электрического поля. Так, например, увеличение интенсивности интегрального освещения от 0,012 Lux до значений 0,048 Lux приводит к уменьшению числа характерных участков от 8 до 6, кроме того, в зависимости I(U) добавляются участки с ОДП как N - так и S - типов чередующихся неустойчивостями тока (автоколебания тока).

При относительно больших интенсивностях интегрального света в зависимости I(U) наблюдается одна зависимость вида $I = U^{0,77}$ в интервале $25,2 \text{ В/см} \leq E \leq 42,1 \text{ В/см}$ (см. Рис.2). Дальнейшее увеличение E приводит к уменьшению скорости роста тока, который, проходя через максимум, начинает уменьшаться, т.е. наблюдается область ОДП. Дальнейшее увеличение E приводит ко второму участку с ОДП. Два последовательных N - образных участка находятся в интервале значений $42,1 \text{ В/см} \leq E_1 \leq 319 \text{ В/см}$ и $320 \text{ В/см} \leq E_2 \leq 751 \text{ В/см}$ соответственно. Дальнейшее увеличение E после окончания второго N образного участка приводит к резкому возрастанию тока. При некотором критическом значении E_K в кривой зависимости I(U) наблюдается S – образный участок.

Полученные результаты могут быть трактованы, как если считать что атомы цинка в кремнии при сильной компенсации образуют не только глубокие уровни, но и квантовые точки с большими сечениями захвата носителей заряда.

III. ВОЗОБНОВЛЯЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ И ГЕЛИОМАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ

СТРАТЕГИЯ РАЗВИТИЯ ВОЗОБНОВЛЯЕМОЙ ЭНЕРГЕТИКИ В УЗБЕКИСТАНЕ

Академик Р.А. Захидов

Институт энергетики и автоматики АН РУз

100125, г. Ташкент, Академгородок, Дурмон йули 29. (+99871) 262 0921, E-mail: rzakhidov@inbox.uz

Основные факторы, обусловившие развитие возобновляемой энергетики:

- сохранение окружающей среды и обеспечение экологической безопасности;
- решение социальных задач, улучшение качества жизни;
- обеспечение энергетической безопасности;
- сохранение запасов собственных энергоресурсов для будущих поколений.

В Таблице приведены индикаторы, демонстрирующие положение с использованием возобновляемых источников энергии (ВИЭ) в мире [1].

Таблица

ВИЭ – основные индикаторы		2010	2011	2012
Инвестиции в возобновляемую энергетику (ежегодные)	миллиард USD	220	257	244
Мощность возобновляемой энергетики (общее количество, исключая гидро)	GW	315	390	480
Мощность возобновляемой энергетики (в целом, включая гидро)	GW	1 260	1 360	1,470
Мощность гидроэлектроэнергетики (в целом)	GW	945	970	990
Мощность солнечных PV (в целом)	GW	40	70	100
Мощность солнечных концентраторных станций	GW	1.3	1.8	2.5
Мощность ветроэнергетики (в целом)	GW	198	238	283
Получение горячей воды (тепловая мощность)	GW _{th}	182	232	255
Производство этанола (ежегодное)	миллиард литров	86.5	86.1	83.1
Производство биодизеля (ежегодное)	миллиард литров	18.5	21.4	22.5
Количество стран с политикой поддержки развития ВИЭ		109	118	138

Среднегодовой за 5 лет (2007 – 2012гг.) прирост установленных мощностей составил: солнечные PV – 60%, солнечные концентраторные электростанции-43%, ветроэнергетика- 25%, солнечное теплоснабжение (водонагреватели) – 15%, биотопливо – 14%, гидроэнергетика- 3,3%.

Доля ВИЭ в общем мировом балансе первичных энергоресурсов в 2011 году была равна 19%.

Доля ВИЭ, исключая гидроресурсы, в общемировой выработке электроэнергии к концу 2012 года достигла величины 5,2% (а с учетом гидроресурсов – 21,7%).

Стоимости ВИЭ – установок сильно отличаются в зависимости от технологии изготовления, мощности и места размещения. Поэтому можно привести лишь средние цифры.

Фотоэлектрические системы: энергоэффективность – 10 – 25%, стоимость установленного киловатта – от 2000 до 5000 долларов США. Солнечные концентраторные энергосистемы: энергоэффективность – 20 – 40%, стоимость установленного киловатта – от 3000 до 10000 долларов США. Ветровые энергоустановки: энергоэффективность – 25 – 40%, стоимость установленного киловатта – от 1500 до 5000 долларов США.

Стратегия освоения возобновляемых источников энергии в Узбекистане определена Указом Президента республики (УП-4512 от 01.03.2013) «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии».

В Указе озвучены следующие цели:

проведение исследований и опытно – промышленных разработок на более высоком техническом и научном уровне,
практическое использование, с учетом мирового опыта, отдельных решений по применению альтернативных источников энергии в условиях Узбекистана,
организация отечественного производства современного оборудования и технологий для этой сферы.

В Указе также обозначены соответствующие мероприятия для достижения намеченных целей:

разработка и реализация экспериментальных и пилотных проектов по применению солнечной и биогазовой энергии с привлечением средств Азиатского банка развития и других международных финансовых институтов;

запуск в действие мер по стимулированию производителей и пользователей солнечной и биогазовой энергии, предоставлению им налоговых и таможенных льгот и преференций;

внедрения передовых технологий по ВИЭ в Республике и всей Центральной Азии;

создание в СИЭЗ Навои совместного предприятия по выпуску фотоэлектрических панелей мощностью 100 МВт (ГАК «Узбекэнерго» и компания «Suntech Power Co», КНР);

реализация проекта строительства солнечной фотоэлектрической станции мощностью 100 МВт в Самаркандской области;

проведение в 2013 году в Ташкенте международной конференции по вопросам ВИЭ.

Группой испанских и местных экспертов разработана дорожная карта («Road Map») по развитию использования ВИЭ в республике. В соответствии с выводами этой группы, солнечная энергия в перспективе может стать основной движущей силой местной экономики и сектора производства энергии.

В оптимистичном сценарии дорожной карты приведены следующие цифры:

установленная мощность возобновляемой энергетики к 2031г – 10 ГВт.;

производство энергии – 17 ТВтч.;

создание рабочих мест – 36 тысяч;

общий объем инвестиций – 36 млрд долларов.

В настоящее время можно отметить наличие следующих барьеров на пути развития возобновляемой энергетики:

Отсутствует нормативно-правовая база по стимулированию разработок, выпуска оборудования и покупки продукции в области ВИЭ;

Нет рынка ВИЭ-продукции(не созданы условия для формирования рынка);

Нет соответствующей финансовой атмосферы для привлечения частного капитала;

Нет стройной системы подготовки кадров в области ВИЭ;

Материально-техническая база для научных исследований нуждается в модернизации.

С учетом мировых тенденций можно было бы выделить приоритетные направления развития науки в области ВИЭ:

Нанотехнологии - применительно к ВИЭ;

Новые технологии фотопреобразования (многокаскадные преобразователи с концентрирующими системами, включая линзы Френеля, тонкопленочные структуры, преобразователи на органике);

Термодинамические системы преобразования (параболоцилиндрические системы, башенные станции, энергокомплексы с двигателем Стирлинга);

Комбинированные энергоустановки (солнечно-ветровые, ветер+ГЭС и др.);

Солнечные приставки к котельным и тепловым электростанциям;

Аккумулирующие системы (электрические, водород, топливные элементы, соли, вода, гравий, земля и пр.);

Системы хладоснабжения с использованием солнечной энергии;
Тепловые насосы (в целях повышения эффективности получения тепла и холода);
Энергокомплексы для аграрной сферы (автономные энергоустановки, получение горячей воды и холода, опреснители, сушилки, овощехранилища и пр.);
Энергосистемы для ЖКХ (пассивные и активные системы, новые архитектурно-строительные нормы, принципиально новая архитектура – для жаркого климата).

Литература.

1. www.REN 21.net

ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ ДВИГАТЕЛЕЙ СТИРЛИНГА В УЗБЕКИСТАНЕ

Турсунбаев И.А., Орунов Б., Орда Е.П., Семянников А.И.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,
ул. Бодомзар йули, 2 «б», тел. 2331271, E-mail lutp@uzsci.net

Изобретенный еще в 1816 г. шотландским священником Робертом Стирлингом двигатель, названный его именем, переживает в настоящее время бурное развитие, вызванное его потенциальными возможностями.

Основные преимущества двигателя Стирлинга: возможность работать от любого источника теплоты: от солнечной энергии, радиоизотопного источника, обычного газообразного или жидкого топлива, биогаза, биомассы; высокий эффективный КПД; малозумность; малая токсичность выхлопных продуктов сгорания; обратимость цикла, т.е. возможность работать как двигатель при подводе тепла и как холодильная машина при вращении его от постороннего двигателя.

Возможные сферы применения двигателей Стирлинга (ДС)

1. Солнечные энергетические установки (СЭУ) 2. Холодильное оборудование и кондиционирование в том числе и на транспорте. 3. Комбинированное электро-теплохладоснабжение. 4. Морской транспорт и подводные лодки.

Исследования по двигателям Стирлинга (ДС) проводятся в Физико-техническом институте НПО «Физика-Солнце» АН РУз со второй половины 1960-х годов. Инициаторами развития работ в этом направлении являлись Член-корреспондент Академии наук Узбекистана Г.Я.Умаров (1921 – 1988) и руководитель лаборатории гелиотехнических конструкций Физико-технического института к.ф.-м.н. В.С.Трухов (1937 - 2005). На рис.1,2 показаны первые действующие макеты двигателя Стирлинга различных модификаций, а также первая действующая модель солнечного двигателя Стирлинга. Уже первые исследования показали перспективность данного направления. Были разработаны опытные образцы ДС различного применения. Выполнено более двух десятков проектов ДС в диапазоне мощностей 0,01-25 кВт. Одновременно разрабатывались математические модели рабочего процесса и программы расчета и оптимизации конструктивных параметров двигателя Стирлинга [1,2].



Рис.1



Рис.2

По программе Советско-Индийского научно-технического сотрудничества, принятой правительствами двух стран в 1979г., разработана и испытана автономная солнечная энергетическая установка с двигателем Стирлинга АСЭУ-0,5 (рис.3) проектной мощностью 0,5 кВт (фактически был

получен 1 кВт при прямой солнечной радиации 800 Вт/м²), а опытный образец двигателя Стирлинга (рис.4) был отправлен в Индию для проведения испытаний.

Вместе с тем исследовались и другие возможности применения ДС. Были изготовлены и испытаны следующие экспериментальные образцы ДС: двухцилиндровый γ -типа мощностью до 1 кВт для радиоизотопной энергоустановки (рис. 5); одноцилиндровый экспериментальный двигатель с ромбическим приводом мощностью 0,5 кВт (рис.6); одноцилиндровый эффективной мощностью до 10 Вт с радиоизотопным теплоисточником для привода искусственного имплантируемого сердца; двухцилиндровый трехпоршневой комбинированный ДС для получения механической (электрической) энергии, тепла и холода. Выполнено несколько проектов для применения на морском транспорте и для глубоководных аппаратов. Был также выполнен проект двигателя Стирлинга для космического применения.



Рис.3



Рис.4



Рис.5



Рис.6

Следующий шаг в развитии ДС - это разработка солнечного ДС с приводом типа "косая шайба" мощностью 5кВт.

На рис.7 показан двигатель в процессе испытаний с камерой сгорания на природном газе.



Рис.7



Рис.8. Комбинированный двигатель с горелочным устройством на стенде.

Другое эффективное направление развития двигателей Стирлинга – комбинированные двигатели Стирлинга.

Комбинированный двигатель Стирлинга одновременно выполняет как функции теплового насоса, так и двигателя. Благодаря этому может одновременно выдавать электроэнергию, нагревать воду для отопления и других бытовых нужд, а также выдавать холод, используя лишь тепловую энергию любого происхождения (рис.8).

Проводятся также разработка и исследование солнечного низкотемпературного водоподъемника на основе цикла Стирлинга.

С целью создания низкотемпературного солнечного водоподъемника для широкого использования в области водоснабжения и ирригации были разработаны и изготовлены различные модификации преобразователей тепловой энергии в механическую, работающих по циклу Стирлинга с двухфазным паровоздушным рабочим телом, у которых поршни и привод заменены жидкостью (водой). На рис. 9 приведены фотографии экспериментального солнечного водоподъемника нового типа.



Рис. 9

За период исследований получено более 45 авторских свидетельств и патентов. Экспериментальные двигатели Стирлинга поставлены в Россию – 3 образца, в Англию - 2 образца, в Индию – 2 образца, в Китай – 3 образца, в Казахстан – 2 образца.

Таким образом, выполнен большой объем НИОКР по двигателям Стирлинга, подготовлен задел для удовлетворения потребностей внутреннего и зарубежного спроса на энергоустановки на их основе.

Литература

1. Турсунбаев И.А. Термодинамическое преобразование солнечно-тепловой энергии на базе замкнутых циклов тепловых двигателей Стирлинга, Альтернативная энергетика и экология, 2007, №4 (Россия).

2. Газиев У.Х., Турсунбаев И.А., Орунов Б. Двигатель Стирлинга – история и перспективы. Экологический вестник, № 3, 2010, с. 37-39.

ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ ПЛОСКИХ СОЛНЕЧНЫХ ВОДОНАГРЕВАТЕЛЬНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ В СИСТЕМАХ ГОРЯЧЕГО ВОДОСНАБЖЕНИЯ

Н.Р.Авезова¹, Р.Р.Авезов², Н.Т.Рустамов³, А.Вахидов⁴, А.Ж.Исаков¹, Ш.Сулейманов¹

¹Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз, ²ООО "Solar-Plus" ³Международный казахско-турецкий университет, ⁴Каршинский инженерно-экономический институт, avezov@uzsci.net

В работах [1-4], посвященных к определению коэффициента замещения тепловой нагрузки и сезонной теплопроизводительности систем солнечного теплоснабжения (ССТС), в качестве исходных данных использованы усредненные (долгосрочные) значения месячных сумм прихода суммарного солнечного излучения (СИ), падающего на горизонтальную поверхность, и среднемесячной температуры окружающей среды (наружного воздуха). Точность расчетов, выполненных по методике, использованной в этих работах, получившей название "f-метод", по своей природе сравнительно низка и по этой причине они используются для предварительного определения укрупненных теплотехнических характеристик, прогнозирования масштабов применения и тепловой оптимизации параметров элементов рассматриваемых систем.

В отличие от этой методики, нами, в целях обеспечения высокой точности получаемых результатов, в данном сообщении для определения технико-экономических показателей ПСВК в СГВС использованы дневные ходы среднечасовых значений прихода суммарного СИ, падающего на лучевоспринимающую поверхность (ЛВП) ориентированного на юг и наклонного под углом $\alpha = 30^\circ$ к плоскости горизонта ПСВК и температуры окружающей среды для характерных дней месяцев года, которые соответствуют среднемесячным значениям этих метеопараметров с соответствующим детальным учетом влияний размеров боковых элементов корпуса ПСВК и частичного поглощения СИ светопрозрачным покрытием (СП) на его теплотехнические характеристики.

В качестве исходных данных по определению стоимости тепловой энергии ($C_{тэ}$), генерированной в солнечных водонагревательных установках (СВУ), и замещаемого ими традиционного топлива ($C_{тм}$), а также удельное (отнесенное к единице площади фронтальной поверхности корпуса ПСВК) количество последнего ($G_{тм}$) за счет использования ПСВК в СГВС в течение года (или за определенное периоды года) в зависимости от температуры подаваемой к абонентам СГВС горячей воды ($t_{f_{max}}$) при заданных значениях тепловой эффективности традиционных теплогенерирующих установок ($\eta_{тэ}$), удельной теплотворной способности замещаемого традиционного топлива ($q_{тм}$) и установленной удельной стоимости СВУ, состоящей из ПСВК, промежуточного теплообменника, бака-аккумулятора горячей воды, трубной обвязки, циркуляционных насосов, строительно-монтажных работ и т.п., использованы результаты расчетных исследований по определению среднемесячных ходов значения среднегодовой теплопроизводительности ПСВК среднего качества в двухконтурных СГВС [5].

Стоимость тепловой энергии, генерированной СВУ, в зависимости от температуры подаваемой к абонентам СГВС горячей воды ($t_{f_{max}}$) в соответствии с методикой [6] может быть определена из

$$C_{тэ} = \frac{K_{св\у, \у\delta} E_n + \sum \mathcal{E}_{i\у\delta}^{200}}{Q_{п\аг, \у\delta}^{200}}, \quad (1)$$

где E_n – нормативный коэффициент амортизации СВУ; $\sum \mathcal{E}_{i\у\delta}^{200}$ – суммарные годовые эксплуатационные расходы СВУ; $K_{св\у, \у\delta}$ – установленная удельная (отнесенная к единице площади фронтальной поверхности корпуса ПСВК) стоимость СВУ в СГВС.

Значение среднегодовой удельной теплопроизводительности ПСВК $Q_{п\аг, \у\delta}^{200}$ в (1) в зависимости от $t_{f_{max}}$ в соответствии с [1] определяется из

$$Q_{п\аг, \у\delta}^{200} = 3029,32 - 32,9(t_{f_{max}} - 37), \quad \text{МДж}/(\text{м}^2 \cdot \text{год}). \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), получим

$$C_{тэ} = \frac{E_n K_{сву, год} + \sum \mathcal{E}_{i, год}^{год}}{3029,32 - 32,9(t_{f, макс} - 37)} \quad (3)$$

В частности, при $E_n = 0,1$ и $\sum \mathcal{E}_{i, год} = 0,1$ $K_{сву, год}$ выражение (3) может быть представлено в виде

$$C_{тэ} = K_{сву, год} [15146,6 - 164,5(t_{f, макс} - 37)]^{-1} \quad (4)$$

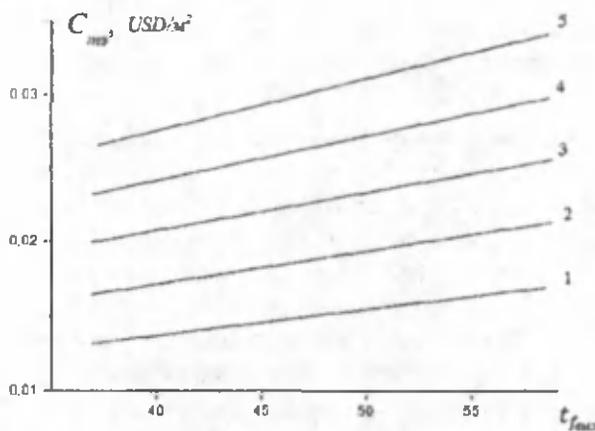


Рис. 1. Зависимость стоимости солнечной тепловой энергии $C_{тэ}$ от USD/m^2 $t_{f, макс}$ и $K_{сву, год}$: 1,2,3,4 и 5 –соответственно, при $K_{сву, год} = 200, 250, 300, 350$ и $400 USD/m^2$.

На рис.1 приведены результаты расчетных исследований по определению зависимости стоимости тепловой энергии, генерированной СВУ в СГВС, т.е. «солнечной тепловой энергии» $C_{тэ}$ от $t_{f, макс}$ и $K_{сву, год}$ в пределах изменения $t_{f, макс}$ от 37 до 55°C. Количество замещаемого традиционного топлива за счет использования солнечной энергии помощью ПСВК в СГВС (т.е. «солнечного топлива»), отнесенное к единице площади фронтальной поверхности корпуса ПСВК $G_{тм, год}$ в соответствии с методикой [2] может быть определена из

$$G_{тм, год} = \frac{Q_{пол, год}^{год}}{\eta_{тэ} \cdot q_{тм}} \quad (5)$$

где $\eta_{тэ}$ -тепловая эффективность, т.е. коэффициент полезного действия (КПД) традиционной теплогенерирующей (водонагревательной) установки в СГСВ; $q_{тм}$ -теплотворная способность замещаемого традиционного топлива.

Подставляя значения $Q_{пол, год}^{год}$ из (2) в (4) с учетом значения $q_{тэ} = 0,8$ и $q_{тм} = 35 МДж / м^3$ (для природного газа), получим

$$G_{тм, год} = 108,19 - 1,175(t_{f, макс} - 37), \quad м^3 / (м^2 \cdot год) \quad (6)$$

Зависимость $G_{тм}$ от $t_{f, макс}$ приведена на рис. 2.

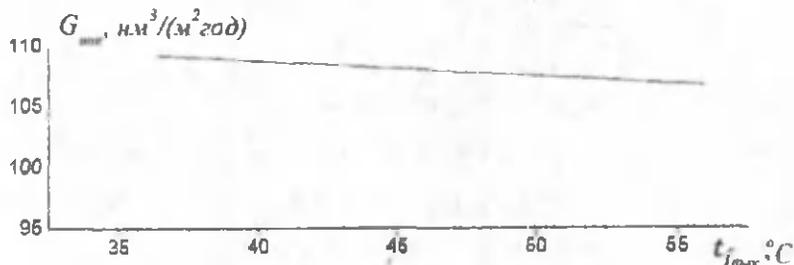


Рис. 2. Зависимость $G_{тм, год}$ от $t_{f, макс}$ при $\eta_{тэ} = 0,8$ и $q_{тм} = 35 МДж / м^3$

Удельная стоимость «солнечного топлива», замещаемого ПСВК в СГВС $C_{ст, год}$ в течение года в соответствии с методикой [2] может быть определена из

$$C_{см, год} = \frac{E_n K_{сву, год} + \sum \mathcal{E}_{t, год}^{год}}{G_{тп, год}} \quad (7)$$

Подставляя значения $G_{тп, год}$ из (6) в (7) и с учетом значений $E_n=0,1$ и $\sum \mathcal{E}_{t, год}^{год}=0,1 K_{сву, год}$, получим расчетное выражение для определения $C_{см}$ в зависимости от $t_{f, макс}$ и $K_{сву, год}$, т.е.

$$C_{см, год} = K_{сву, год} [540,95 - 5.875(t_{f, макс} - 37)]^{-1} \quad (8)$$

На рис. 3 приведены результаты расчетных исследований по определению удельной стоимости замещаемого ПСВК в СГВС «солнечного топлива» (в данном случае природного газа с теплотворной способностью 35 МДж/м^3) от $t_{f, макс}$ и $K_{сву, год}$ в пределах изменения $t_{f, макс}$ от 37 до 55°C .

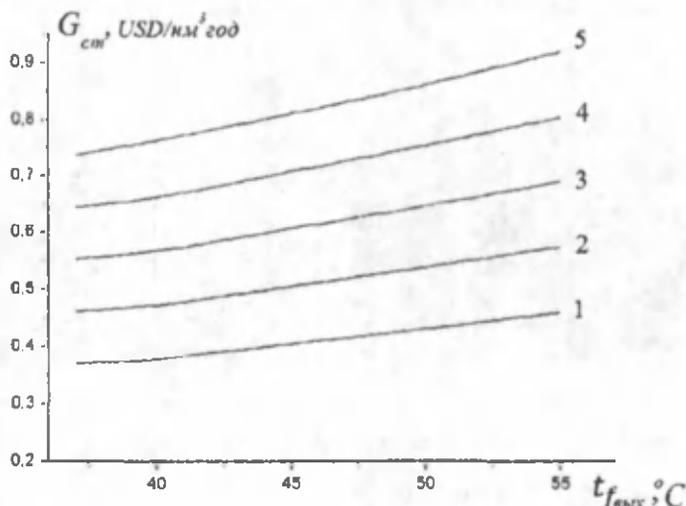


Рис. 3. Зависимость удельной стоимости природного газа, замещаемого ПСВК в СГВС в течение года ($C_{см, год}$) от $t_{f, макс}$ и $K_{сву, год}$: 1, 2, 3, 4 и 5 — соответственно, при от $K_{сву, год} = 200; 250; 300; 350$ и 400 USD/м^2 .

Из анализа графических зависимостей, приведенных на рис. 1-3 следует, что основными путями повышения технико-экономической эффективности ПСВК в СГВС является:

- снижение единовременных и эксплуатационных затрат ПСВК и других комплектующих оборудований солнечных СГВС;
- снижение температуры нагрева воды на выходе из СВУ до допустимых значений с точки зрения пригодности для использования ее в коммунально-бытовом секторе.

При выполнении расчетов по данной статье не рассмотрены экологические аспекты использования солнечной энергии в СГВС.

Литература

1. Валов М.И. Разработка инженерной методики расчета систем гелиотеплоснабжения на основе усредненных климатических данных. Автореф. дис. канд.тех.наук. М.:1985.-19с.
2. Авдеева Л.В., Смирнов С.И., Тарнижевский Б.В., Чебункова О.Ю.//Гелиотехника. 2013.№1.С.10-23.
3. Тарнижевский Б.В., Смирнов С.И., Даудов М.К. //Гелиотехника. 1985.№5.С.57-61.
4. Бекман У., Клейн С., Даффи Дж. Расчет систем солнечного теплоснабжения. М.: Энергоиздат. 1982.-80с.
5. Авезова Н.Р., Авезов Р.Р.// Гелиотехника. 2013. №4. С.23-30.
6. Авезова Н.Р., Авезов Р.Р., Рузиев О.С. и др.//Гелиотехника. 2013.№1.С.10-23.

БИОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ФЕРМЕРСКИХ ХОЗЯЙСТВ

Орунов Б.Б., Газиев У.Х., Турсунбаев И.А., Семьянников А.И., Орда Е.П., Коробков А.П., Махсумханов А.

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз,
Институт Микробиологии АН РУз

В настоящее время, в связи с ежегодным увеличением количества вредных выбросов в атмосферу, потепление климата стало общепризнанным фактом [1]. Из исследований следует, что за последние двести лет средняя температура поверхности Земли повысилась на $0,6^\circ\text{C}$, а уровень

мирового океана поднялся на 10-20 см. и установлено, что глобальное потепление особенно усилилось за последние 50 лет и обусловлено человеческой деятельностью [2]. Для стабилизации и уменьшения выброса тепличных газов в атмосферу необходимо увеличение использования возобновляемых источников энергии, ресурсосберегающих и экологически чистых технологий.

В Физико-техническом институте (ФТИ) НПО "Физика-Солнце" АН РУз разработана биоэнергетическая установка, обеспечивающая потребителя различными видами энергии (электроэнергия, холод, биогаз) на основе переработки отходов сельскохозяйственного производства. Установка состоит из биогазовой установки и модуля комбинированного двигателя Стирлинга (КДС), способного одновременно выполнять функции двигателя и холодильной машины. На рис. 1 представлена биогазовая установка, изготовленная в ФТИ и установленная в фермерском хозяйстве "Бахт" Паркентского района Ташкентской области.



Рис. 1. Биогазовая установка в фермерском хозяйстве "Бахт".

Технические характеристики установки

Загрузка биомассы в сутки	тонна	2,1
Выработка биогаза в сутки	м ³	100
Выработка органических удобрений в сутки	тонна	2
Температура переработки	°С	54 – 56
Полный загрузочный объем биореактора	тонна	10
Объем газгольдера	м ³	10

Биогазовая установка состоит из многокамерного биореактора, который имеет в своем составе: систему загрузки и выгрузки; вакуумно-барботажную систему перемешивания; систему нагрева и поддержания заданной температуры биомассы; клапанную систему поддержания заданного давления; уровнемер, а также систему подготовки биомассы, конденсатосборник, газгольдер с плавающим куполом и системы соединительных трубопроводов. Процесс переработки биомассы ассоциациями анаэробных бактерий до получения биогаза проходит в четыре этапа:

Гидролизная фаза. Во время протекания гидролизной фазы, в результате жизнедеятельности бактерий, устойчивые субстанции (протеины, жиры и углеводы) разлагаются на простые составляющие (аминокислоты, глюкоза, жировые кислоты).

Кислотообразующая фаза. Далее эти составляющие разлагаются на другие органические вещества (кислоты: уксусная, пропионовая, масляная; спирты, альдегиды) и соединения: H₂, CO₂, а также N₂ и H₂S. Этот процесс протекает до тех пор, пока развитие бактерий не замедлится под воздействием образованных кислот.

Ацетогенная фаза. Под воздействием ацетогенных бактерий из образованных кислот, вырабатывается уксусная кислота.

Метаногенез. Уксусная кислота разлагается на метан, углекислый газ и воду (уксусная кислота → CH₄ + CO₂ + H₂O). Водород и углекислый газ (CO₂) преобразуются в метан и воду (CO₂ + 4H₂ → CH₄ + 2H₂O).

Отличительной особенностью биореактора установки является возможность обеспечения наиболее благоприятных условий для жизнедеятельности бактерий, что повышает их активность в переработке биомассы. Биореактор заправлен ассоциациями метангенерирующих анаэробных бактерий, разработанных в институте Микробиологии АН РУз. Высокопродуктивные бактерии и особенности биореактора позволяют поднять содержание метана в биогазе до 80%, когда в других

установках этот показатель колеблется в пределах 55 - 65%, а также полный цикл переработки биомассы сократить до 5 суток, что также является высоким показателем.

На рис. 2, 3 представлены эскиз и модуль КДС, разработанного в ФТИ.

Рис. 2: 1- картер; 2- кривошипно-шатунный механизм; 3- поршень горячего цилиндра двигательного блока; 4- поршень холодного цилиндра двигательного блока; 5- узел теплообменников двигательного блока; 6- газовая форсунка горелочного устройства (ГУ); 7- преднагреватель; 8- воздухопровод; 9- выхлопная труба; 10- поршень низкотемпературного цилиндра холодильного блока; 11- поршень холодного цилиндра холодильного блока; 12- узел теплообменников холодильного блока; 13- внешний кожух низкотемпературного теплообменника.

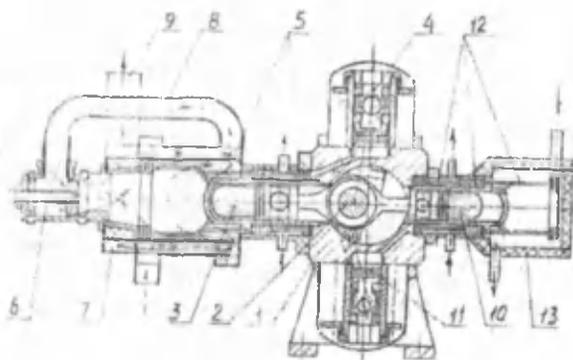


Рис. 2. Эскиз общего вида модуля КДС с ГУ

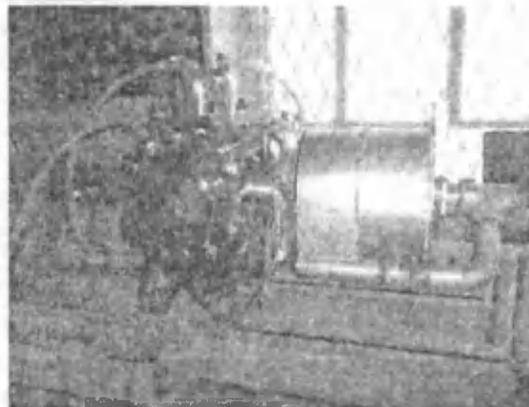


Рис. 3. Модуль КДС на стенде

Горелочное устройство комбинированного двигателя Стирлинга может работать от биогаза или природного газа и обеспечить рабочую температуру в 600 °С в узле теплообменников двигателя. По расчетам двигатель выдает 1 кВт электроэнергии, 2 кВт-а холода, что эквивалентно охлаждению холодильной камеры в 2 м³, где можно хранить молочные либо другие продукты, а также двигатель может нагревать воду мощностью 8 кВт. Необходимо отметить, что холод КДС вырабатывает без использования фреона и не имеет вредных выбросов. Рабочим телом двигателя является гелий, давление заполнения до 100 атм., частота вращения вала около 25 об/сек. При использовании всех видов энергии, выдаваемых двигателем, КПД двигателя приближается к 90 %.

КДС установлен на исследовательском стенде, ведется отладка узлов и подготовка к испытаниям. После испытаний и доводки двигателя до номинальных мощностных параметров КДС будет испытан совместно с биогазовой установкой в фермерском хозяйстве. Биоэнергетическая установка в процессе переработки измельченного навоза выдает биогаз, высококачественные органические удобрения, электроэнергию, холод и горячую воду. Использование биогазовых установок с КДС будет способствовать улучшению энергообеспеченности сельского населения, улучшению экологической обстановки, а также будет служить интересам энергоресурсосбережения.

Литература

1. Houghton J. Global Warming: The Complete Briefing. – Oxford: Lion Publishing, 1996. – 217 с.
2. Summary for Policymakers/IPCC Third Assessment Report/IPCC WG I. – Geneva, IPCC, 2001. – 122 с.

МОДУЛЬНЫЙ КОМБИНИРОВАННЫЙ ДВИГАТЕЛЬ СТИРЛИНГА ДЛЯ КОМПЛЕКСНОГО ЭНЕРГООБЕСПЕЧЕНИЯ

Орунов Б.Б., Газиев У.Х., Семьянников А.И., Коробков А.П.

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз

В мировых обзорах по энергопреобразующей технике, двигатель Стирлинга рассматривается как двигатель, обладающий наибольшими возможностями для дальнейшей разработки. Низкий уровень шума, малая токсичность отработанных газов, возможность работы на различных топливах, большой ресурс, сравнимые размеры и масса, высокие характеристики крутящего момента. Надо отметить, что рядом зарубежных фирм начато производство двигателей, технические характеристики которых уже сейчас превосходят ДВС и газотурбинные установки (ГТУ).

Другой перспективной областью для использования машин Стирлинга является область производства холодильного оборудования различных мощностей. Цикл Стирлинга является обратимым, что позволяет на его основе создавать холодильные машины Стирлинга (ХМС).

Преимуществами ХМС умеренного холода являются: высокое значение холодильного коэффициента, широкий диапазон использования в области умеренного холода (от 0 до -80 °С) и экологическая чистота рабочих тел (гелий, водород, азот, воздух), т.е. отсутствие фреона. Фреон является экологически вредным продуктом, разрушающим озоновый слой и к 2015 году наступит запрет на фреон 22, а фреон 12 уже запрещен. Запрет на фреон послужил одной из причин поворота крупных мировых фирм в сторону разработок экологически чистых холодильных агрегатов на базе машин Стирлинга. Ещё одной весьма перспективной областью применения машин Стирлинга является децентрализованное обеспечение потребителя различными видами энергии. Для таких целей наиболее перспективными являются комбинированные двигатели Стирлинга (КДС), совмещающие в себе возможности двигателя и холодильной машины.

В Физико-техническом институте АН РУз разработан модульный КДС, совмещающий в себе двигатель и холодильную машину Стирлинга, способный обеспечить потребителя электроэнергией, горячей водой для отопления и других бытовых нужд, а также холодом для кондиционирования или хранения продуктов. Теплонасосный (холодильный) блок двигателя трансформирует теплоту с уровня кондиционирования на уровень отопления с отопительным коэффициентом выше трёх и, компенсируя возникающие при работе установки тепловые потери, обеспечивает высокую общую эффективность установки близкую к 90% и превосходит другие энергоустановки своей многофункциональностью и эффективностью. Тепловой насос в составе КДС приводится в действие от энергии газовых сил термодинамического цикла двигательного блока без дополнительных преобразований и потерь. Традиционные тепловые насосы ближнего и дальнего зарубежья приводятся в действие от электродвигателей и имеют дополнительные потери, связанные с получением и транспортировкой электроэнергии. Эти потери, от исходной тепловой энергии, достигают 60% и более и уходят на нагрев искусственных охлаждающих водоёмов электростанций, нагрев проводов и т.д. КДС с тепловым насосом лишены такого недостатка и имеют высокую общую эффективность и превосходят зарубежные аналоги тепловых насосов. Эскиз модуля КДС приведен на рис. 1.

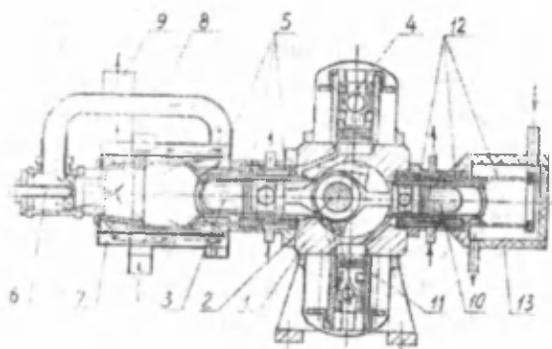


Рис. 1 Эскиз общего вида модуля комбинированного двигателя Стирлинга с горелочным устройством

Рис. 1: 1- картер; 2- кривошипно-шатунный механизм; 3- поршень горячего цилиндра двигательного блока; 4- поршень холодного цилиндра двигательного блока; 5- узел теплообменников двигательного блока; 6- газовая форсунка горелочного устройства; 7- преднагреватель; 8- воздухопровод; 9- выхлопная труба; 10- поршень низкотемпературного цилиндра холодильного блока; 11- поршень холодного цилиндра холодильного блока; 12- узел теплообменников холодильного блока; 13- внешний кожух низкотемпературного теплообменника.

КДС имеет крестообразную форму. Это дало возможность использовать простой механизм привода, т.е. коленвал с одним приводом, от которого приводятся четыре поршня, движущихся в четырёх цилиндрах, расположенных в одной плоскости через 90° по окружности. Таким образом, просто и естественно обеспечивается сдвиг по фазе при движении поршней, необходимый для реализации цикла Стирлинга. Две пары цилиндров образуют, каждая пара в отдельности, контур двигателя и контур холодильной машины (теплого насоса).

При крестообразной компоновке цилиндров и приводе от одного кривошипа, при определённом подборе геометрических параметров привода и поступательно движущихся масс (ПДМ), можно уравновесить силы инерции ПДМ первого и второго порядков, т.е. получить хорошо сбалансированную машину без излишней вибрации. Блок теплообменников двигателя выполнен в виде наиболее компактного узла, характерного для конструкции β -модификации со всеми положительными свойствами, т.е. нагреватель, регенератор и теплообменник-холодильник собраны в одном блоке. КДС имеет на валу маховик и встроенный вариант ротора двигателя – генератора. Статор генератора закреплён в специальном водоохлаждаемом корпусе, который герметично крепится к картеру. Двигатель герметично закрыт крышками и колпаками и не имеет выходного вала, что служит обеспечению надёжной герметичности. Горелочное устройство имеет преднагреватель, что обеспечивает низкую температуру отходящих

Литература

1. В.С. Трухов, И.А.Турсунбаев, Г.Я. Умаров Расчет параметров внутреннего теплообмена контура двигателя Стирлинга. Ташкент: «ФАН». 1979 г, - 80 с.
2. И.А.Турсунбаев, Е.П.Орда, А.И.Лежебоков, А.П.Коробков, А.И.Семянников Стендовые испытания солнечного двигателя Стирлинга. Гелиотехника, 2010, 4.
3. У.Х. Газиев, И.А. Турсунбаев, Б. Орунов Двигатель Стирлинга история и перспекти-вы. Экологический вестник, 2010, № 3, С. 37-39.
4. О.В. Барتنев Современный Фортран. М.: «Диалог МИФИ», 1998., 397 с.

О КРИТЕРИЯХ ФОРМИРОВАНИЯ БАЗ МЕТЕОДАНЫХ ДЛЯ ОЦЕНКИ РЕСУРСОВ ВИЭ

Атабаев И.Г., Гулямова Н.П., Файзиев Ш.А., Нурматов Ш.Р.

ИМАН РУЗ
atvi@uzsci.net

Ускоренное развитие использования возобновляемых видов энергии (ВИЭ) в мире и широкое их внедрение в различных странах, необходимость численной и точной оценки ресурсов ветра, солнечной энергии, энергии малых рек и ирригационных систем привело к необходимости создания баз метеорологических данных, привязанных к конкретной местности, и пригодных для оценки ресурсов ВИЭ. Существующие многолетние базы данных, в основном, предназначены для использования в сельском хозяйстве и промышленности, включают в себя данные по температуре воздуха, почвы, влажности, усредненные данные по скорости и направлению ветра и т.д. Тогда как для оценки ресурсов солнечной энергии необходимы данные о прямой и рассеянной радиации Солнца и их суммарного значения в течении года, а для оценки ресурсов ветровой энергии необходимы подробные и детальные данные о потоках ветра на высоте 10-100 м.

В настоящее время исходные данные для оценки ресурсов, привязанные к конкретной местности, могут быть получены из доступных баз GIS данных, приведенных в таблице 1.

Согласно [1] расхождения между базами данных в таблице 1 на локальном уровне в городах Средней Азии и России составляет до 30%, а стандартное отклонение от средней величины до 11%. Характеристики для конкретной местности из вышеупомянутых баз данных получают путем интерполяции и для получения окончательных достоверных данных необходимы, конечно, наземные метеорологические измерения.

Таблица 1

Доступные базы данных для оценки ресурсов ВИЭ на основе данных

Данные наемных наблюдений	Данные по спутниковым изображениям	Системно объединенные данные
World Radiation Data Center (WRDC) <i>impv/wrdc.mgo.rssl.ru/and http/wrdc-mgo.nrel.gov/</i>	SSE rel. 6 (NASA) <i>http://eosweb.larc.nasa.gov/sse/</i>	EMP Climate (Mines-ParisTech) <i>http://project.mesor.net</i>
Global Energy Balance Archive (GEBA) <i>mp://www.getx.e<i>iiz c/v</i>	Satel-light (ENTPE) <i>!http://pyf/mv.satei-iiGM.com/index2.ntm</i>	NCEP/NCAR reanalysis (ESRL) <i>http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/reanalysis/</i>
Baseline Surface Radiation Network (BSRN) <i>www.bsm.awi.de</i>	HeltoCBm (Mines-ParisTech) <i>http://www.tieiodim.org/</i>	ERA (ECWMF) <i>http://data.ecmwf.int/data/</i>
International Daylight Measurement Programme (IDMP) <i>na p//idmp.entpe.fr/</i>	SolarAnywhere <i>http://www.solaranywhere.com</i>	Meteonorm (Meteotest) <i>http://www.meteonorm.com</i>
National Solar Radiation Database (NSRD8) <i>iiUp://rredc.nrel.gov/solar/od_data/nsrdP/</i>	3TIER <i>http://3tier.com</i>	ESRA (Mines-ParisTech) <i>http://www.helloclm.com/esra/</i>
Deutscher Wetterdienst (DWD) <i>www.dwd.de</i>	SOLEMI (DLR) <i>http://www.soiemi.de/Pome.html</i>	PVGIS (Joint Research Center) <i>http://reirec.europa.eu/p/gls/</i>
	EnMetSot (Univ. of Oldenburg) focus solar <i>http://www.focussolar.de</i>	
	Solargis <i>http://www.sotargis.info</i>	

При анализе и сопоставлении данных наземных и спутниковых измерений для конкретной местности, в случае отсутствия там ме

солнечной энергии в Узбекистане» на объекте Солнце Института Материаловедения). На рисунке 1 представлены месячные диаграммы направленности ветров (слева), здесь произведено суммирование периодов ветра в данном направлении в относительных единицах и диаграммы ветров с учетом их скорости (справа), здесь суммировались величины произведений периодов ветра на его скорость в относительных единицах.

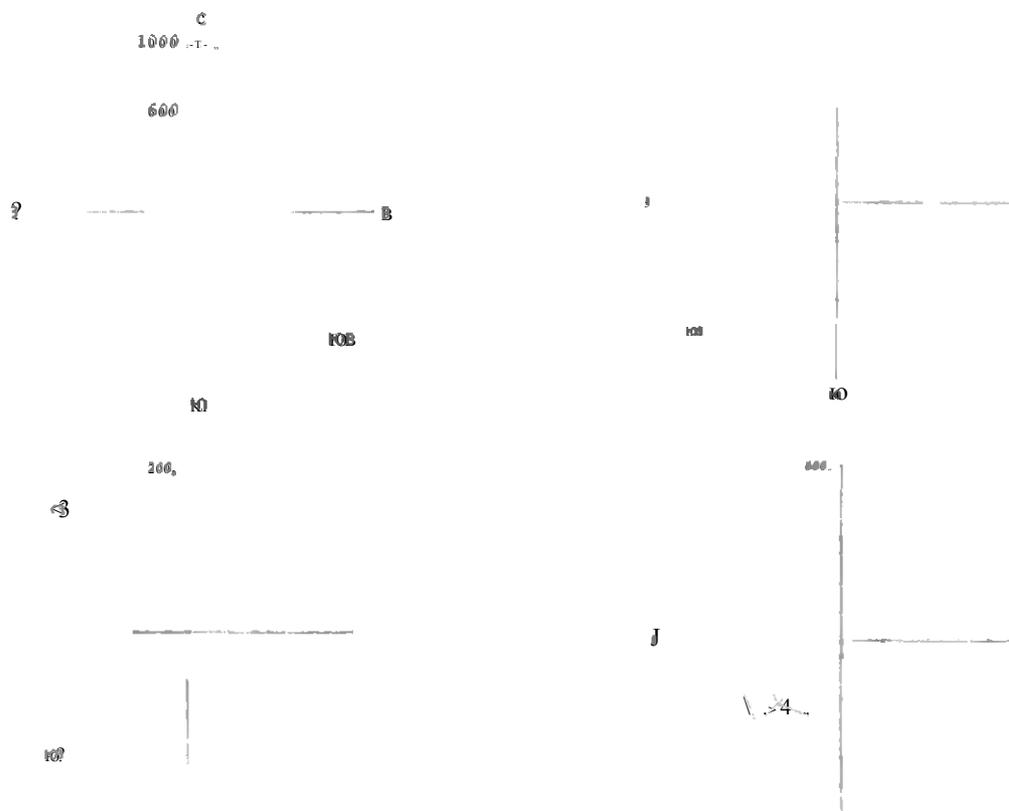


Рисунок 1. Сравнительные данные по ветру пос. Солнце (1,2) и г.Паркент (3,4) – апрель 2013 г.

Из-за большой парусности фотомодулей и ветровых установок, при проектировании ВИЭ установок необходимы также данные по порывам ветра (максимальное мгновенное значение). А при исследовании вопросов запыления фотомодулей, учета переноса пыли нужны данные не только о направлении ветра, но и его скорости во все промежутки времени. Следует отметить, что учет скорости ветра иногда может существенно изменить диаграмму направленности (см рис 2).

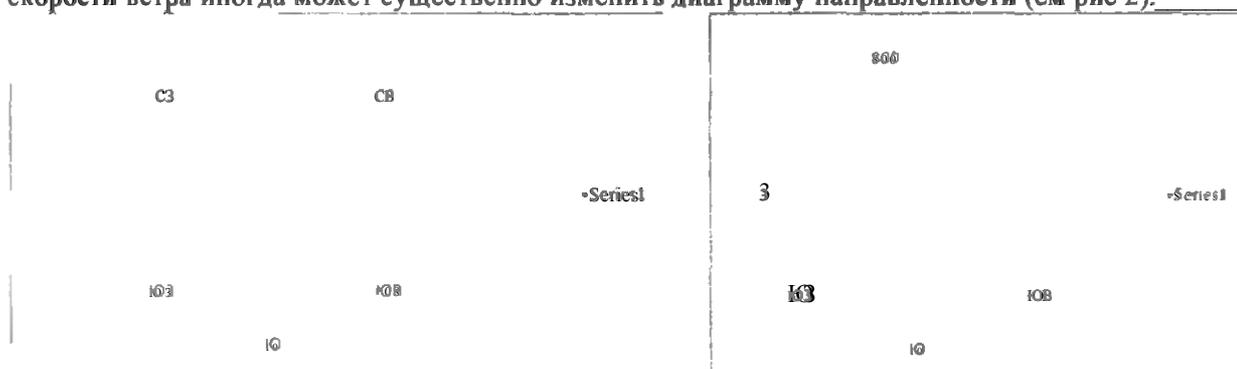


Рисунок 2. Векторные диаграммы для ветра, г.Паркент, март 2013 г.

В республике в настоящее время не имеется подробных и детальных метеоданных, удовлетворяющих современным требованиям для оценки ресурсов ВИЭ и проектирования солнечных и ветровых станций. В рамках Технического содействия АБР «Развитие солнечной энергии в Узбекистане» в различных регионах республики установлено 6 автоматических метеостанций, информация с которых поступает в «Узгидромет» и НПО «Физика-Солнце» АН РУз. Очевидно, что для широкого внедрения ВИЭ в Республике Узбекистан необходимы метеоданные по всем регионам республики, перспективным с точки зрения использования ВИЭ.

Для повышения эффективности охлаждения воздуха при одновременном независимом управлении степенью охлаждения и влажностью нами разработан бытовой двухступенчатый испарительный охладитель воздуха с вращающимися регенеративными теплообменниками (ВРТ, рис. 1).



Рис. 1. Двухступенчатый бытовой испарительный охладитель воздуха с ВРТ без кожуха (слева, вид сбоку) и с кожухом (справа, вид сзади). Видны два ВРТ на общем валу (слева) и вентиляторы подачи воздуха (справа).

Тепловая эффективность ВРТ выше (до 0,9), чем у других типов теплообменников, однако его расчет и оптимизация параметров сложнее. ВРТ состоит из ротора с перегородками 1, образующими сектора 2 для размещения промежуточного теплообменника, электропривода с редуктором 3 и оснований 4, соединенных шпильками (рис. 2).

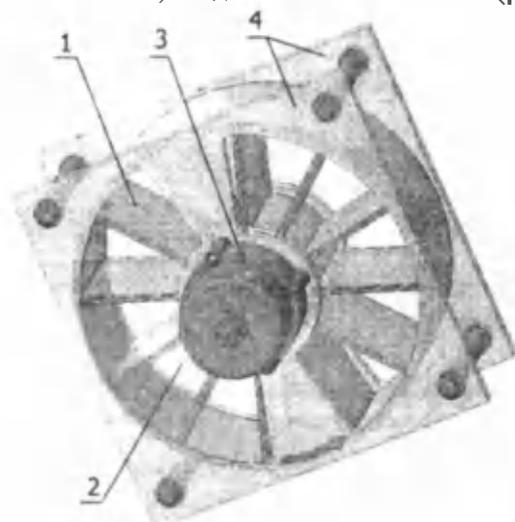


Рис. 2. Устройство ВРТ. Стрелкой указано направление вращения ротора (условно). Промежуточный теплоноситель (гофрированная алюминиевая фольга) не показан.

Использование двух ВРТ позволило повысить степень охлаждения воздуха, устранить жесткую связь степени его охлаждения воздуха с влажностью, а также оптимизировать относительную влажность охлаждаемого воздуха (в пределах 40 – 60 %).

Испытываемый макет охладителя с ВРТ имеет расчетную производительность по воздуху 160 м³/час, по холоду – 200 Вт, в нем предусмотрено независимое изменение скорости вращения теплообменников, изменение количества распыляемой воды. Атмосферный воздух подается в охладитель двумя вентиляторами ВН-2, для вращения ротора ВРТ использован электродвигатель с редуктором РД-09 (8 – 10 об/мин). Общая потребляемая электрическая мощность составляет не более 45 Вт. Достигнуто охлаждение на 7 °С при температуре окружающего воздуха 35 – 40 °С (июль – август 2013 года). Величина потребляемой мощности позволяет для привода всех механизмов охладителя использовать солнечные фотоэлектрические генераторы небольшой мощности и приемлемой стоимости.

Возможна дальнейшая оптимизация конструкции и параметров разработанного охладителя. В частности, требуется согласование параметров насоса подачи воды с ее расходом.

На основании приведенных данных можно сказать, что создан компактный, автономный, экологически чистый кондиционер воздуха, пригодный для массового применения. Расход электроэнергии такого кондиционера составляет примерно 20 - 25 % от затрат компрессионного кондиционера равной хладопроизводительности.

Литература

1. Кокорин О. Я. Современные системы кондиционирования воздуха. - М., Изд-во физ.-мат. литературы, 2003. - 272 с.
2. Дорошенко А. В., Чебан Д. Н. Аналитический обзор по вопросу практического использования испарительных методов охлаждения. http://eco-4.com/scientific_article1.html.

3. Федоров А. Г. Альтернативные системы кондиционирования воздуха с использованием испарительного охлаждения. Автореф. дисс. канд. техн. наук. Одесса, 2009. <http://avtoreferati.ru/alternativnye-sistemy-kondicionirovaniya-vozduxa-s-ispolzovaniem-isparitelnogo-oxlazhdeniya.html/>
4. Свистунов В. М., Пушняков Н. К. Отопление, вентиляция и кондиционирование воздуха. С.-Пб., Изд-во Политехника, 2007. - 214 с.
5. А. с. №407519. Способ косвенно-испарительного охлаждения воздуха.
6. Заявка на патент IAP 20120439 Двухступенчатый испарительный охладитель воздуха. Авторы: Г. Абдурахманов, Р. А. Захидов, Ф. Х. Мухтаров.

ОСОБЕННОСТИ КОНЦЕНТРАЦИИ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАЗЛИЧНЫХ РАССТОЯНИЯХ

А.А. Абдурахманов, А.А. Кучкаров, Ж.З. Ахадов, М.А. Маматкосимов.

Институт Материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз

Как известно, в гелиотехнике для увеличения плотности солнечной энергии используются, в основном, зеркально-концентрирующие системы (ЗКС) на основе параболоида вращения, параболоцилиндра, сферической поверхности, конической, Френелевских систем, а также фокона, поверхность которого образуется на базе части параболоида и параболоцилиндра.

При расчетах, в основном, рассматривается распределение энергии в фокальной плоскости. Необходимо оценить правомерность этого положения, учитывая то обстоятельство, что с оптической точки зрения изображение солнца концентрирующей системой расположено не в фокальной плоскости, а на расстоянии x_0 (рис. 1)

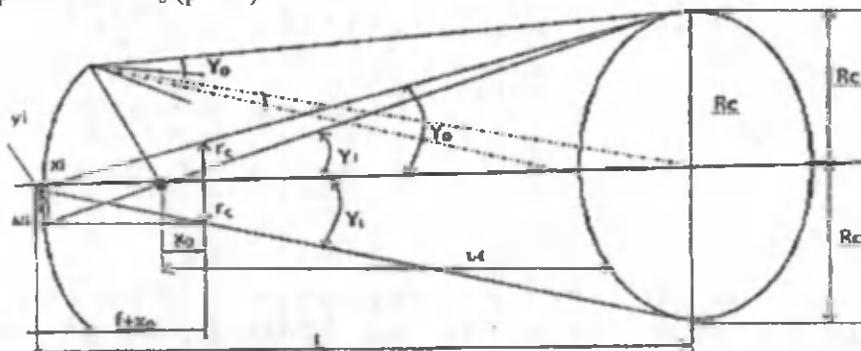


Рис. 1. Формирование оптического изображения на фокусе при анализе структуры солнца в фокусе ЗКС.

Изображение солнца для высокотемпературных установок в энергетическом плане, очевидно, является наиболее важным [1]. Рассмотрим формирование изображения солнца от параболических или параболоцилиндрических поверхностей с оптической точки зрения (см рис 1.) где и сосредоточено наиболее плотная в энергетическом плане зона. Из рис.1 видно что, эта зона расположена на расстояние x_0 от фокальной точки параболической поверхности зеркально концентрирующей системы (ЗКС) и размер изображения определяется величиной r_c , где $r_c = y_i$, $\text{tg} \gamma_0 = \frac{R_s}{2f}$. Из свойства параболоида следует, что $y_i = 4fx_i$ или $y_i = 2ftg \frac{\gamma_i}{2}$; $x_i = ftg^2 \frac{\gamma_i}{2}$; $r_c = y_i = 2ftg \frac{\gamma_i}{2} = f \frac{R_s}{2-f}$ где $\frac{R_s}{2} = \text{tg} \gamma_0 \approx \text{tg} 16'$ (для Земной поверхности). $\frac{r_c}{x_0+f} = \text{tg} \gamma_i$ где $\gamma_i = (\gamma_0 + \Delta\alpha)$; $x_0 = \frac{2ftg^2 \frac{\gamma_i}{2}}{\text{tg} \gamma_i}$ где f -фокусное расстояние, γ_0 -половина видимого углового размера солнца (часто в литературе эту величину обозначают φ_0), $\Delta\alpha$ -угловые неточности параболоидных поверхностей отражения вращения, r_c -радиус формирующегося изображения в около фокальной плоскости, x_0 -расстояние от фокуса параболоида до изображения солнца $y_i = r_c$, M -координаты, $R_s = 6.95 \cdot 10^8 \text{ м}$ - радиус солнца, $\sigma = 5.672 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(см}^2 \text{ K}^4)$ - постоянная Стефана-Больцмана, $L = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ м}$ -расстояние между Землей и Солнцем [2].

Степень среднего значения концентрации ЗКС для преобразования солнечной энергии на другие практические используемые энергии рассчитывается следующим образом.

Для расчета зеркальных систем траектория падающих и отраженных лучей солнца рассматривается в виде совокупности бесчисленного множества отдельных элементарных пучков,

опирающихся вершинами на точки отражающей поверхности системы. Эти пучки солнечных лучей, имеющие форму эллиптического конуса, называют элементарными отображениями. Лучи, находящиеся на внешней поверхности конуса, называются краевыми лучами, а угол между ними - угловым размером элементарного отображения. Таким образом, размеры элементарного отображения зависят от размеров солнечного диска и геометрии отражателя.

Так как $y_i = 2f \operatorname{tg} u_m/2$ и $x_i = f \operatorname{tg}^2 u_m/2$ то можно получить

$$r_0 = f \operatorname{tg} \gamma_0, \quad (1)$$

$$r_{2i} = f \left(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2} \right) \operatorname{tg} \gamma_0, \quad (2)$$

$$r_{3i} = \frac{f \left((1 + \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2})^2 \operatorname{tg} \gamma_0 \right)}{1 - \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2} - 2 \operatorname{tg} \left(\frac{U_m}{2} \right) \operatorname{tg} \gamma_0}, \quad (3)$$

$$r_{4i} = \frac{f \left((1 + \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2})^2 \operatorname{tg} \gamma_0 \right)}{1 - \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2} + 2 \operatorname{tg} \left(\frac{U_m}{2} \right) \operatorname{tg} \gamma_0}, \quad (4)$$

здесь, f - фокусное расстояние, U_m - угол раскрытия концентратора, E_1 - плотность солнечного лучистого потока, поступающего в плоскость миделя отражающей поверхности ЗКС, r_0, r_2, r_3, r_4 - единичные размерности получаемого в фокальной плоскости конуса солнечного изображения. Соответственно, степень среднего значения концентрации для энергетических целей определяется, как отношение площади миделя ЗКС к площади получаемого пятна. Рассеяние, например, для симметрической круглой ЗКС определяется следующим образом: $C = \frac{\pi R_k^2}{\pi r_i^2} = \frac{R_k^2}{r_i^2}$; где $R_k^2 = y, r_i$ - определяется из соотношений указанных наверху (1-4) и для параболоида:

$$C_0 = \frac{y^2}{r_0^2}; \quad C_2 = \frac{y^2}{r_{2i}^2}; \quad C_3 = \frac{y^2}{r_{3i}^2}; \quad C_4 = \frac{y^2}{r_{4i}^2};$$

параболоцилиндра:

$$C_0 = y/r_0; \quad C_2 = y/r_{2i}; \quad C_3 = y/r_{3i}; \quad C_4 = y/r_{4i}.$$

Определение среднего значения концентрации для различных значений γ необходимо для дальнейшего определения распределения энергии в фокальной плоскости [3]. Для параболоида:

$$C_0 = \frac{(2f \operatorname{tg} \frac{U_m}{2})^2}{(f \operatorname{tg} \gamma_0)^2} = \frac{4 \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2}}{\operatorname{tg}^2 \gamma_0}; \quad C_3 = \frac{4 \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2}}{(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2}) \operatorname{tg}^2 \gamma_0};$$

$$C_4 = \frac{4}{\operatorname{tg}^2 \gamma_0} \cdot \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2} (1 - \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2} - 2 \operatorname{tg} \frac{U_m}{2} \operatorname{tg} \gamma_0)^2}{(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2})^4} \quad \text{при } U_m = 90^\circ \quad C_{\max} = \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \gamma}$$

ЗКС $\Delta\alpha = 0'$, $C_{\max} = 1/(0.00465)^2 = 46240$ крат.

$$\text{Для параболоцилиндра: } C_0 = 1 + \frac{U_m}{\operatorname{tg} \gamma}; \quad C_2 = \frac{2}{\operatorname{tg} \gamma_0} \cdot \frac{\operatorname{tg} \frac{U_m}{2} (1 - \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2} + 2 \operatorname{tg} \frac{U_m}{2} \operatorname{tg} \gamma_0)}{(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2})^2};$$

$$C_4 = \frac{2}{\operatorname{tg} \gamma_0} \cdot \frac{\operatorname{tg} \frac{U_m}{2} (1 - \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2} - 2 \operatorname{tg} \frac{U_m}{2} \operatorname{tg} \gamma_0)}{(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2})^2} \quad \text{при } U_m = 90^\circ \quad C_{\max} = \frac{1}{\operatorname{tg} \gamma_0}$$

$\Delta\alpha = 0'$, $C_{\max} = 1/(0.00465) = 215$ крат.

Для энергетических высокотемпературных солнечных ЗКС наиболее важной характеристикой является среднее значение концентрации C_{cp} (для параболоида вращения)

$$C_{cp} = \frac{4}{\operatorname{tg}^2 \gamma_0} \cdot \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2} (1 - \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2} - 2 \operatorname{tg} \frac{U_m}{2} \operatorname{tg} \gamma_0)^2}{(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{U_m}{2})^4};$$

Таким образом, для технологических высокотемпературных солнечных ЗКС наиболее важной характеристикой является максимальное значения концентрации.

Выводы:

Для высокотемпературных ЗКС существенное значение имеет степень концентрации и ее зависимость от солнечной постоянной. Особенно эти показатели важны при рассмотрении ЗКС космического назначения. Работоспособность бортовых энергетических установок, запускаемых космических аппаратов, их эффективность необходимо оценивать с точки зрения, на каком расстоянии эти установки будут использованы.

Для двух типов ЗКС – параболоидный и параболоцилиндрический поверхности показано, что апертурный угол и технологическая точность изготовления ЗКС оказывает существенное влияние на степень концентрации.

Литература

- [1] О.И.Кудрин. Солнечные высокотемпературные космические энергодвигательные установки. Москва “Машиностроение”, 1987г. -248с.
- [2] В.А.Гриликес, П.П.Орлов, Л.Б.Попов. Солнечная энергия космические полеты. М.:Наука. 1984г.-215с.
- [3] А.А.Абдурахманов. Зеркально-концентрирующие системы солнечных энергосиловых и технологических установок и их эффективность при использовании приемников селективного лучепоглощения: Дисс. на соискание учен. степ. д-ра тех. наук. – Москва., 1992г. -436с.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ АВТОНОМНЫХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Турдиев Б.М., Тукфатуллин О.Ф., Абдуллаев Э.Т., Раджапов Б.С.

1-Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз

В работе [1-2] нами была рассмотрена перспективность применения установок на основе возобновляемых источников энергии, для получения электрической энергии, горячей воды, биогаза и удобрения на объектах животноводческой фермы. Обеспечение электроэнергией касалось системы освещения таких объектов, как коровников, офиса, подъема воды из колодца и доильного цеха, где используются современные агрегаты доения коров.

В данной работе приводятся результаты исследования работы фотоэлектрических установок на основе фотоэлектрических батарей из кристаллического кремния, которые имеют комплектующие материалы с разными свойствами, в том числе, с применением стекол различной толщины и обработки поверхности. В качестве объекта применения ФЭУ для энергоснабжения были выбраны доильные агрегаты животноводческой фермы «Мега Чорвадор» Урта Чирчикского тумана Ташкентского вилоята.

Технология изготовления фотоэлектрических батарей основана на двух различных методах ламинирования. Однако, методы подготовки солнечных элементов, сортировка солнечных элементов, распайка, измерение параметров, изготовление цепочек и в целом методы измерения характеристик идентичные.

1. Применение в качестве ламинирующих покрытий силиконовых смол [3]. Ламинирование включает технологические операции обезгаживания, нанесения силиконовых смол с обеих сторон солнечных элементов и высушивания при температуре 30-35 °С несколько суток (4-6 суток). Технологические операции проводятся вручную. Проводился по операционный контроль параметров (ток короткого замыкания, напряжение холостого хода непосредственно на Солнце или при помощи имитатора солнечного излучения). В качестве защитного покрытия с фронтальной стороны использовано каленое стекло различной толщины разных производителей (Киргизия г. Токмак, Россия, Узбекистан г. Кувасай). Минимальные оптические потери излучения наблюдаются в стеклах российского производства.

2. Применение в качестве ламинирующих покрытий современных полимерных ева – пленок и тонких стекол с рифленой поверхностью. Операция ламинирования проводилась на современной установке ламинирования китайского производства, когда время всей операции ламинации с сушкой проводится в течении часа. Ламинирование проводится при температуре 140 °С при низком вакууме.

Установлено, что в случае использования стекол одинаковой толщины обеими методами, параметры фотоэлектрических батарей, изготовленных ручной ламинацией элементов, всегда на 3-5 % меньше. Наблюдается поломка солнечных элементов в пределах до 6-7 % при ручной операции ламинирования. Такие элементы обеспечивается с тыльной стороны СЭ соединением дополнительными электрическими проводниками после ламинирования для увеличения параметров

по току. Кроме того, из-за неоднородности толщины слоя ламинирования, имеется некоторый разброс параметров по току (из-за разницы коэффициента поглощения) при сканировании излучением по элементам батареи. Потеря электрической мощности фотоэлектрических батарей, полученных этим методом, составляет до 6-7 %. Преимуществом этого метода является то, что этот метод можно применять в лабораторных условиях, даже в случае отсутствия электрической энергии.

Таблица

Сравнительные данные технологии изготовления фотоэлектрических батарей на основе СЭ из кристаллического кремния с размерами 156X156X0,2 мм, (условие АМ 1)

Ламинирование СЭ применением силиконовых смол вручную			Ламинирование СЭ применением ева-пленок и оборудования по ламинации		
Ток к.з, А	Напряжение х.х., В	Мощность, Вт	Ток к.з, А	Напряжение х.х., В	Мощность, Вт
8,3	23,1	150	9,2	24,1	165,1
Производительность в смену			Производительность в смену		
300 Вт			1650 Вт		
Расход электроэнергии при ламинировании в день, кВт час			Расход электроэнергии при ламинировании в день, кВт час		
0			Более 150		

Как видно из таблицы, ток короткого замыкания элементов в случае применения второго метода с использованием стекол с рифленной поверхностью составляет более 9 А и напряжение холостого хода более 0.6 В в пересчете к условиям АМ 1 при температуре 25 °С. Отметим, что оптические потери на стекле с толщиной 3.2 мм более 2 раз меньше, чем в других стеклах с полированной поверхностью толщиной 4-6 мм.

Были проведены предварительные испытания (в мае 2013 года) фотоэлектрической установки, состоящей из 8 ФЭБ каждая мощностью 150 Вт, изготовленных ламинированием солнечных элементов силиконовой смолой, в фермерском хозяйстве «Мега-Чорвадор» Урта Чирчикского тумана Ташкентского вилоята. В августе месяце введена в действие вторая часть ФЭУ, также состоящей из 8 ФЭБ каждая мощностью 165 Вт, изготовленных ламинированием на основе ева – пленок на стекле с рифленной поверхностью. Совместное подключение на общую нагрузку при любом виде коммутации каждой части ФЭУ приводит к потере вырабатываемой мощности до 10 % из-за различия значений тока и напряжения ФЭБ, изготовленных различными методами ламинирования на стеклах с разными свойствами. На рис.1 приведены ФЭБ, установленные на крыше доильного участка фермерского хозяйства. На первом и втором рядах приведены ФЭБ на основе ева – пленок на стекле с рифленной поверхностью, на третьем ряду батареи на основе силикона на стекле с полированной поверхностью. При испытании каждой из рядов частей в отдельную нагрузку, то есть к отдельным доильным агрегатам с отдельными аккумулирующими системами, каждая емкостью 800 А·час и инверторами, потери мощности были минимизированы. Вторая часть ФЭУ, состоящая из 8 батарей на стекле с рифленной поверхностью вырабатывала больше электрической мощности приблизительно на 10 %. В данном случае использованы необслуживаемые гелиевые аккумуляторы китайского производства суммарной емкостью также 800 А·час.

Суммарная вырабатываемая электрическая энергия от 16 фотоэлектрических батарей в августе составляла в среднем за световой день более 20 кВт·час, что полностью покрывает потребности доильного цеха в электрической энергии. Суммарная потребность цеха в сутки составляет около 18 кВт·час, в том числе, 14,8 кВт·час – доильные агрегаты, около 1,6 кВт·час – освещения помещения, 0,6 кВт – освещение площадки перед доильным цехом, где использована светодиодная лампа мощностью 50 Вт.

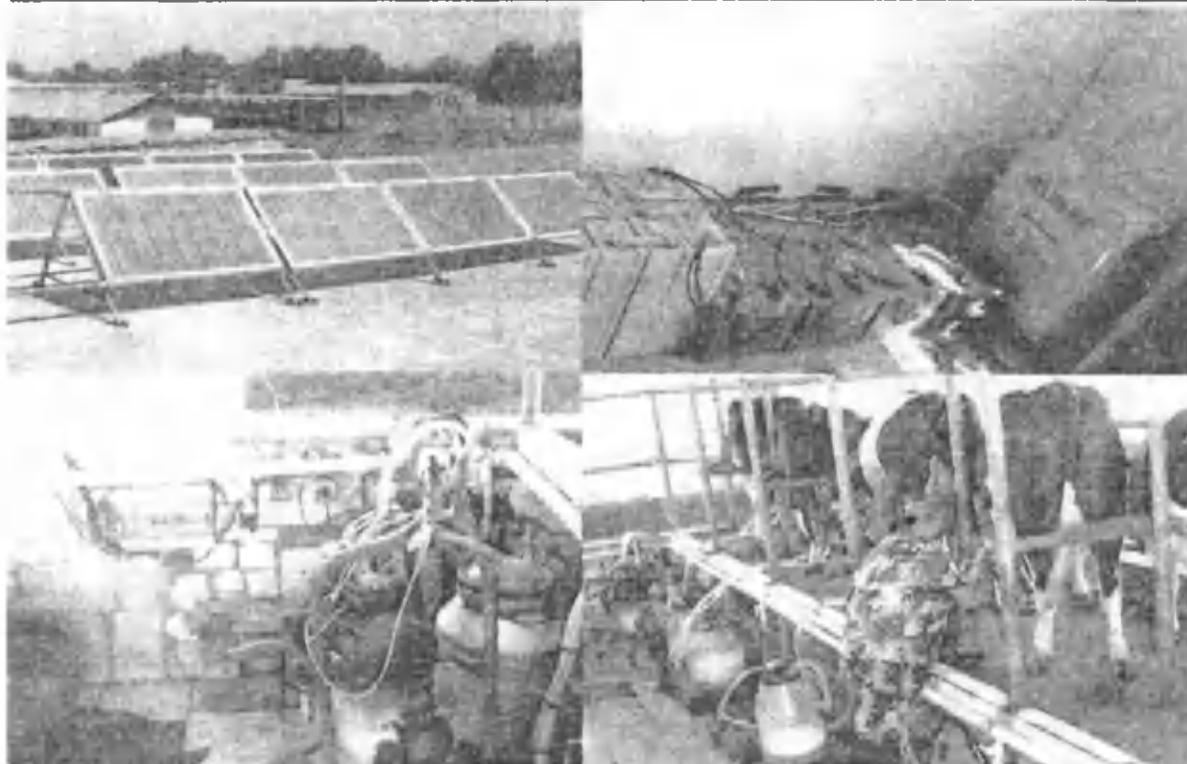


Рис. 1. Автономная фотоэлектрическая установка для электропитания доильного цеха животноводческой фермы, справа налево а. наверху - фотоэлектрический блок установки (при испытании использованы 4 из 6 батарей), расположенная на крыше и вид на доильный цех, б. внизу - аккумуляторная система и инвертор установки, и процесс доения коров в доильном цеху фермы.

Испытание в течение 2 месяцев автономного фотоэлектрического источника питания доильных агрегатов в фермерском хозяйстве показало, что фотоэлектрические батареи, ламинированные на промышленных установках имеют наиболее воспроизводимые параметры и являются надежными. Для уменьшения времени проведения процесса доения необходимо увеличить в будущем мощность инвертора до 8-10 кВт для подключения дополнительных доильных агрегатов. Необслуживаемые гелиевые аккумуляторы имеют преимущество по надежности и сроку службы.

Литература

1. Фотоэлектрическая установка электропитания сейсмологических объектов,
2. Рискиев Т.Т., Турсунов М.Н., Дадамухамедов С., Тукфатуллин О.Ф., Юлдошев И.А., Гелиотехника. 2010, № 3. с.18-21
3. O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi Mirzo Ulug'bek nomidagi O'zbekiston Milliy universiteti Fizika fakulteti O'zMUning 95 yilliga bag'ishlangan konferensiya 2013 yil 26-27 aprel Toshkent, с.62-66. Автономный многофункциональный комплекс на основе фотоэлектрической и биогазовой установок для обеспечения энергией объектов животноводческой фермы. Турсунов М.Н., Дадамухамедов С., Собиров Х., Абдуллаев Э.Т., Турдиев Б.М., Юлдошев И.А.
4. М.Турсунов, О.Тукфатуллин, С.Дадамухамедов, И.Юлдошев «Фотоэлектрическая установка на базе кремниевых солнечных элементов». Экологический вестник. №3/03/2010

ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ПРИСТАВОК НА ПРИМЕРЕ СЫРДАРЬИНСКОЙ ТЭС

Хужанов Р., Хайде Ш., Гампе У.

Дрезденский технический университет,

01069 Дрезден, Хелмгольцштрассе 14. Тел: (+49351) 463-34959; Факс: (+49351) 463-37759,

uwe.gampe@tu-dresden.de

Одним из путей повышения эффективности ТЭС считается включение в состав ТЭС поля концентраторов (параболоцилиндрические) для подогрева теплоносителя (солнечная приставка). В работе рассматриваются характеристики ТЭС с солнечной приставкой (СТЭС) на основе модели, включающей программное обеспечение EBSILON ® Professional на примере газомазутной Сырдарьинской ТЭС (Ширин) (см. рис.1).

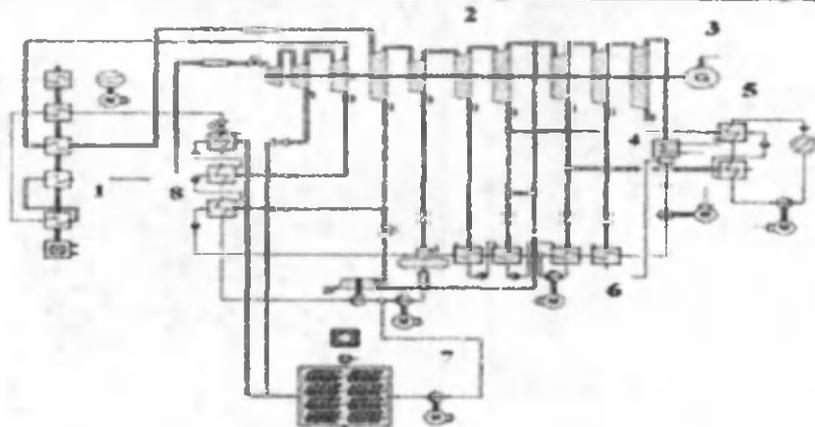


Рис.1 Схема ТЭС с солнечной приставкой в РВД.

1 Паровой котел; 2. Паровая турбина; 3. Генератор; 4. Конденсатор; 5. Централизованное теплоснабжение, 6. Подогреватель низкого давления (ПНД); 7. Солнечный коллектор; 8. Подогреватель высокого давления (ПВД).

Приняты следующие параметры ТЭС: рабочий пар 550°C/240 бар, мощность турбины 300 МВт. Для мощности на выходе 290 МВт производительность парогенератора 950 т/ч, КПД станции около 34% (нетто) и на 1 кВтч электроэнергии сжигается около 360 г природного газа.

Паровой цикл состоит из 8 отборов, 4 в ПНД, 3 в ПВД и в деаэраторе. В таблице 1 приведены параметры процесса в ПВД и ПНД. Пар для теплоснабжения не учитывается.

Таблица 1

Параметры процесса регенеративных подогревателей

	Давление	Температура	Расход	Тепловая мощность
	[бар]	[°C]	[т/ч]	[МВт]
7. ПВД	62,7	358	60	51,462
6. ПВД	42	305	110	90,740
5.ПВД	16	425	122	111,686
Деаэратор	7	366	5,3	4,782
4.ПНД	5,1	283	37,9	31,918
3.ПНД	2,4	206	39,3	31,421
2.ПНД	0,9	144	41,5	31,868
1. ПНД	0,19	60	34,6	25,060

Солнечная приставка с полем параболоцилиндрических концентраторов, обеспечивает для ПВД (62,7 бар, 358°C). Водоснабжение приставки осуществляется от двух питательных насосов ТЭС при давлении 20 бар. Для увеличения давления и необходимого массового расхода при подогреве устанавливается дополнительный насос. Питательная вода циркулирует через поле солнечных коллекторов и непосредственно преобразуется пар. Тепловые характеристики коллектора и мощность зависят от её размера. Выбрано солнечное поле размером 475×475 м, что соответствует примерно 40 МВт. Производимый пар подается в ПВД. При этом, чем больше пара вырабатывается приставкой, тем меньше будет объем отбора пара. Для контроля колебаний и безопасности при моделировании, принято, что отвод от турбины составляет 1% от массового расхода. Принято, что если солнечное поле будет вырабатывать пара больше, чем необходимо, то коллекторы будут отключаться. Кратковременные колебания солнечного излучения при облачной погоде компенсируются объемом турбинной отбора.

Расчет годовых характеристик проводился для трех случаев:

-«Топливо» - используется только топливо, солнечное поле не подключено;

-«солнца I» - включение солнечной поля, при постоянном расходе топлива;

-«солнца II» - включение солнечного поля для экономии топлива, при неизменной производительности турбин;

Для определения годовых характеристик важно знать температуры окружающей среды и температуры охлаждающей воды. Эти данные приведены на рисунке 2 для 2009 года.

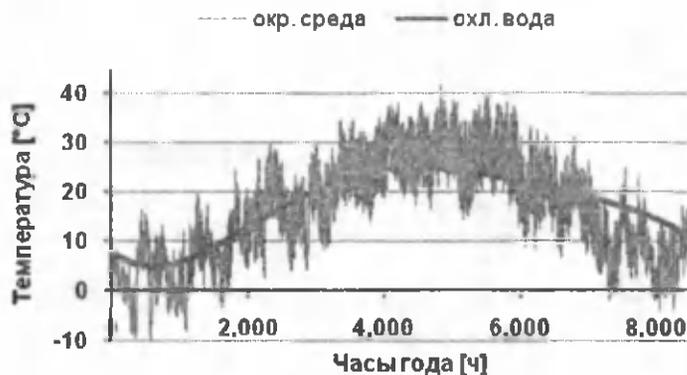


Рис. 2. Температуры охлаждения воды и окружающей среды на СДТЭС.

Выходные данные солнечного поля взяты из библиотеки EbsSolar Ebsilon®Professional: площадь 475x475 м, ширина между рядами 17,28 м, количество коллекторов 87 штук, длина коллектора 150 м, общая площадь сечений труб 71.116кв. м, широта места 40° и долгота 69°. Факторы, учитываемые при расчете приведены на рис. 3. Для определения часовых значения радиации использовались таблицы EXCEL для ясных дней.



Рис. 3. Факторы, учитываемые при расчете СДТЭС.

Характерные значения подводимого к пару солнечного тепла для лета и зимы приведены на рис.4.

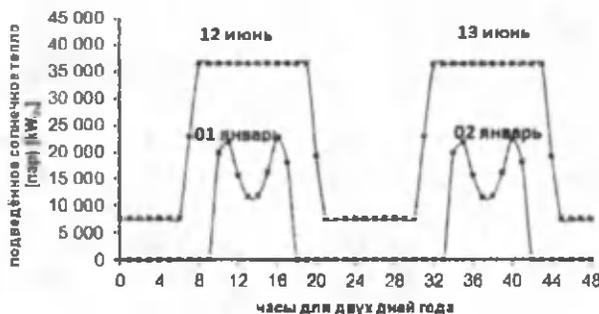


Рис. 4. Количество солнечного тепла в ПВД для зимних и летних дней.

Таким образом, в режимах «Топливо» и «Солнце II» имеем постоянно 290 МВт, а в режиме «Солнце I» производительность изменяется в зависимости от времени суток. При этом максимальная мощность достигает 300 МВт.

Анализ результатов численного моделирования показывает, что в режимах «Топливо» и «солнца II» вырабатывается 2,544 ГВт/ч в год. В режиме «Солнце I» производства чистой электроэнергии отличается особенно при работе котла с более низким расходом на собственные нужды (дымосос и воздухоподогреватель).

При тех же расходах топлива, что и в режиме «Топливо» в режиме «Солнце I» производится больше электроэнергии брутто – 3,57 ГВт/ч и нетто 3,48 ГВт/ч.

В режиме «солнца II» будет сэкономлено около 13 млн. м³ природного газа и предотвращается выброс 30.151 тонн CO₂.

Таким образом, результаты исследований показывают, что включение солнечной приставки для электростанций на пароводяном цикле позволяет экономить топливо и способствует увеличению производства электроэнергии.

Настоящая работа была выполнена при поддержке Международного союза по защите климата через Фонд Александра фон Гумбольдта.

Литература

1. Хужанов Р. Концентрированная солнечная энергия в ЦА. Использование высокой температуры солнечное тепло для производства электроэнергии в Узбекистане. Журнал «Солнечная энергетика». 2010, 2010/5-й.
2. Нитш Й., Наст М., Пент М. Ключевые технологии возобновляемых источников энергии. Штутгарт, Карлсруэ: С.Н., 2001.
3. Шмид С. Солнечная подогрева экономия топлива работающих на ископаемом топливе электростанций. Карлсруэ: Тезис Университета Карлсруэ, 1995.

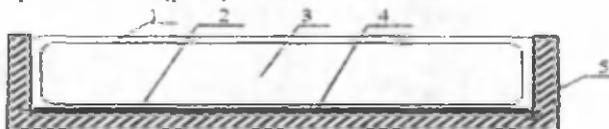
ТЕПЛОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЛОСКИХ СОЛНЕЧНЫХ ВОДОНАГРЕВАТЕЛЬНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ С ДОННЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Р.Р.Авезов¹, Ф. Ш. Касимов¹, Ш.К.Ниязов², Ж.Д.Садыков³, Т.Зияев³

1- ФТИ НПО Физика-Солнце АН РУз, 2-Гулистанский Госуниверситет; 3- Каршинский Госуниверситет. fahri2002@mail.ru;

В сезонных системах горячего водоснабжения, действующих в теплое время года, для нагрева воды до 45÷55°С в место высокоэффективных и дорогостоящих металлических солнечных водонагревательных коллекторов могут быть использованы более простые и дешевые (в 2÷3 раза и более по сравнению с высококачественными) неметаллические коллекторы с емкими теплоприемниками, совмещающими в себе функцию бака-аккумулятора горячей воды, изготовленных из листовых светопрозрачных материалов [1,2].

Солнечные водонагревательные коллекторы рассматриваемого типа представляют собой неглубокие (толщиной до 0,1м) горизонтально расположенные теплоизолированные резервуары с зачерненной с внутренней стороны дном (рис.).



Принципиальная схема плоского солнечного водонагревательного коллектора с донным поглощением солнечного излучения: 1,2 –соответственно, верхняя и нижняя светопрозрачные стенки емкого теплоприемника; 3 -нагреваемая вода; 4 -внутренняя зачерненная поверхность дна корпуса коллектора; 5 -теплоизолированный резервуар.

Нагреваемая вода находится в светопрозрачном пластиковом емком теплоприемнике с патрубками для подвода холодной и отвода горячей (или теплой) воды, размещенном в резервуаре, называемым в дальнейшем корпусом коллектора рассматриваемого типа.

Солнечное излучение, прошедшее сквозь верхнюю и нижнюю светопрозрачные стенки емкого теплоприемника и слой нагреваемой в нем воды, поглощается внутренней зачерненной поверхностью дна корпуса коллектора и преобразуется в тепло. Следовательно, вода в теплоприемнике нагревается за счет передаваемого от внутренней зачерненной поверхности дна корпуса коллектора через его нижнюю светопрозрачную стенку потока тепла

$$Q_{пол1} = K_{днр-г} F_{дн} (t_p - t_в) \quad (1)$$

и за счет непосредственного объемного поглощения ею части проходящего через нее суммарного солнечного излучения

$$Q_{пол2} = \tau_{вх} \tau_{г} \alpha_p q_{пад} F_{фр} \quad (2)$$

где

$$K_{днр-г} = \left(\frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_{дн}} \right)^{-1} \quad (3)$$

-коэффициент теплопередачи от внутренней зачерненной поверхности дна корпуса коллектора, сопряженного с наружной поверхностью нижней стенки его теплоприемника, к нагреваемой в нем

воды; δ_{cn} и λ_{cn} -соответственно, толщина и коэффициент теплопроводности материала нижней стенки теплоприемника; α_{en}^n -коэффициент конвективного теплообмена между внутренней поверхностью нижней стенки теплоприемника и нагреваемой в нем воды; F_{on} -площадь поверхности дна корпуса коллектора; t_p и t_o -соответственно, температуры горячей (или теплой) воды в теплоприемнике и окружающей среды; τ_{ax} -коэффициент вхождения суммарного солнечного излучения через двухслойную светопрозрачную стенку емкого теплоприемника с соответствующим учетом загоразивания внутренней зачерненной поверхности дна корпуса коллектора его боковыми стенками; τ_e -коэффициент пропускания суммарного солнечного излучения слоем воды в теплоприемнике рассматриваемого типа в видимой области его спектра; α_p -коэффициент интегрального поглощения суммарного солнечного излучения внутренней зачерненной поверхности дна корпуса коллектора; α_g -коэффициент объемного поглощения суммарного солнечного излучения слоя воды в теплоприемнике с учетом многократного внутреннего отражения проходящего излучения между его верхней и нижней границами раздела; $q_{над}^\Sigma$ - поверхностная плотность потока суммарного солнечного излучения, падающего на лучевоспринимающую поверхность коллектора, имеющего площадь фронтальной поверхности $F_{фр}$.

В связи с тем, что принцип действия солнечных водонагревательных коллекторов рассматриваемого типа несколько отличается от принципа действия традиционных коллекторов с емкими теплоприемниками, изготовленными из несветопрозрачных материалов (резина, металл и т.п.) [3,4], представляет научный и практический интерес изучение закономерностей формирования их тепловой эффективности и сравнение полученных результатов с известными результатами в этой сфере.

Мгновенное значение тепловой эффективности (η) рассматриваемого солнечного водонагревательного коллектора, как и у других плоских солнечных тепловых установок, определяется из известного отношения его полезной теплопроизводительности ($Q_{пол}$) к потоку суммарного солнечного излучения, падающего на его лучевоспринимающую поверхность ($Q_{над}^\Sigma$), т.е.

$$\eta = \frac{Q_{пол}}{Q_{над}^\Sigma} = \frac{q_{пол} F_{фр}}{q_{над}^\Sigma F_{фр}} = \frac{q_{пол}}{q_{над}^\Sigma}, \quad (4)$$

где $q_{пол}$ -удельная (отнесенная к единице площади фронтальной поверхности) теплопроизводительность коллектора.

Значение $Q_{пол}$ в (4) в коллекторах рассматриваемого типа, исходя из принципа их действия, определяется из

$$Q_{пол} = Q_{пол_1} + Q_{пол_2} = Q_{погл_г} - Q_{mn}, \quad (5)$$

где

$$Q_{погл_г} = \tau_{ax} \tau_e \alpha_p q_{над}^\Sigma F_{фр} \quad (6)$$

-поток поглощенного суммарного солнечного излучения внутренней зачерненной поверхностью дна корпуса коллектора;

$$Q_{погл_г} = Q_{пол_2} = \tau_{ax} \tau_e q_{над}^\Sigma F_{фр} \quad (7)$$

-поток поглощенного суммарного солнечного излучения слоем нагреваемой в теплоприемнике воды;

$$Q_{mn} = Q_{mn}^{cn} + Q_{mn}^{dn} + Q_{mn}^{bc}. \quad (8)$$

-суммарные тепловые потери рассматриваемого коллектора через верхнюю светопрозрачную стенку его теплоприемника (Q_{mn}^{cn}), дна (Q_{mn}^{dn}) и боковые стенки (Q_{mn}^{bc}) его корпуса, определяемыми из выражений

$$Q_{mn}^{cn} = K_{cn_г-o} F_{cn} (t_г - t_o), \quad (9)$$

$$Q_{тп}^{дн} = K_{днр-о} F_{дн} (t_p - t_o), \quad (10)$$

$$Q_{тп}^{бс} = K_{бсв-о} F_{бс} (t_v - t_o), \quad (11)$$

В выражениях (9)-(11)

$$K_{снв-о} = \left(\frac{1}{\alpha_{вн}^в} + \frac{\delta_{сн}}{\lambda_{сн}} + \frac{1}{\alpha_{нарсн}} \right)^{-1} \quad (12)$$

-коэффициент тепловых потерь от нагреваемой в емком теплоприемнике воды в окружающую среду через его верхнюю светопрозрачную стенку;

$$K_{днр-о} = \left(\frac{\delta_{издн}}{\lambda_{издн}} + \frac{1}{\alpha_{нардн}} \right)^{-1} \quad (13)$$

- коэффициент тепловых потерь от внутренней зачерненной поверхности дна корпуса коллектора, сопряженной с наружной поверхностью нижней светопрозрачной стенки его теплоприемника, в окружающую среду;

$$K_{бсв-о} = \left(\frac{1}{\alpha_{вн}^{бс}} + \frac{\delta_{сн}}{\lambda_{сн}} + \frac{\delta_{избс}}{\lambda_{избс}} + \frac{1}{\alpha_{нарсн}} \right)^{-1} \quad (14)$$

-коэффициент тепловых потерь от нагреваемой в емком теплоприемнике воды в окружающую среду через боковые стенки корпуса коллектора; $\alpha_{вн}^в$ -коэффициент конвективного теплообмена между внутренней поверхностью верхней стенки теплоприемника и нагреваемый в нем воды; $\alpha_{вн}^{бс}$ - коэффициент конвективного теплообмена между внутренней поверхностью боковых стенок теплоприемника и нагреваемой в нем воды; $\alpha_{нарсн}$, $\alpha_{нардн}$ и $\alpha_{нарбс}$ -соответственно, коэффициенты суммарного (конвективного и лучистого) теплообмена между наружными поверхностями верхней светопрозрачной стенки теплоприемника, дна и боковых стенок корпуса коллектора; $\delta_{издн}$ и $\lambda_{издн}$ - соответственно, толщина и коэффициент теплопроводности материала теплоизоляции дна корпуса коллектора; $\delta_{избс}$ и $\lambda_{избс}$ -соответственно, толщина и коэффициент теплопроизводности материала теплоизоляции боковых стенок корпуса коллектора; $F_{сн}$, $F_{дн}$ и $F_{бс}$ - соответственно, площади поверхностей верхней светопрозрачной стенки теплоприемника, дна и боковых стенок корпуса.

Из совместного рассмотрения систем уравнений (1)-(11) с учетом значения t_p , определяемого из (5), т.е.

$$t_p = t_o + \frac{q_{пол} - \tau_{ax} \alpha_v q_{пад}^{\Sigma} F_{фр}}{K_{днр-о} F_{дн}}, \quad (15)$$

получим

$$q_{пол} = \tau_{ax} \alpha_v q_{пад}^{\Sigma} + \eta_{тп} [\tau_{ax} \alpha_v q_{пад}^{\Sigma} - K_{пр} (t_v - t_o)]. \quad (16)$$

В решении (16)

$$\eta_{тп} = \left(1 + \frac{K_{днр-о}}{K_{днр-в}} \right)^{-1} \quad (17)$$

- коэффициент тепловой эффективности емкого теплоприемника солнечного водонагревательного коллектора рассматриваемого типа;

$$K_{пр} = aK_{снв-о} + vK_{днр-о} + cK_{бсв-о} \quad (18)$$

- приведенный к единице площади фронтальной поверхности корпуса коллектора суммарный коэффициент тепловых потерь емкого теплоприемника;

$$a = \frac{F_{сн}}{F_{фр}}, \quad v = \frac{K_{дн}}{F_{фр}} \quad \text{и} \quad c = \frac{F_{бс}}{F_{фр}} \quad (19)$$

Подставляя значения $q_{пол}$ из (16) в отношение (1), получим выражения для определения тепловой эффективности плоских солнечных водонагревательных коллекторов с емкими теплоприемниками, изготовленными из листовых светопрозрачных пластмассовых материалов и донным поглощением солнечного излучения, т.е.

$$\eta = \tau_{ax} \alpha_a + \eta_{мл} \left(\tau_{ax} \tau_a \alpha_p - K_{пр} \frac{t_a - t_o}{q_{над}} \right). \quad (20)$$

Из сравнения полученного решения с известным решением для коллекторов рассматриваемого типа с металлическими емкими теплоприемниками [4]

$$\eta = \eta_{мл} \left(\tau_{ax} \alpha_p - K_{пр} \frac{t_a - t_o}{q_{над}} \right) \quad (21)$$

следует, что в результате изготовления емких теплоприемников плоских солнечных водонагревательных коллекторов из листовых светопрозрачных пластмассовых материалов при прочих равных условиях их тепловая эффективность с одной стороны повышается на $\tau_{ax} \alpha_a$ в результате объемного поглощения слоем воды в емком теплоприемнике рассматриваемого типа части проходящего суммарного солнечного излучения и с другой стороны уменьшается на $\eta_{мл} \tau_{ax} \alpha_p (1 - \tau_a)$ вследствие уменьшения поверхностной плотности потока поглощаемого внутренней зачерненной поверхностью дна корпуса коллектора суммарного солнечного излучения.

Литература

1. Касимов Ф.Ш. Экспериментальное исследование температурного режима воды в лотковых солнечных коллекторах// Гелиотехника. 2008. №2. С.107-108.
2. Н.Р.Авезова, Ф.Ш.Касимов, Ш.К.Ниязов. Экспериментальное исследование теплопроизводительности и тепловой эффективности солнечных абсорбционных емких водонагревательных коллекторов, изготовленных из местных материалов// Гелиотехника. 2010. №4. С.25-28.
3. Твайдел Дж., Уэйр А. Возобновляемые источники энергии. М.: Энергоиздат. 1990. – 392 с.
4. Авезов Р.Р., Орлов А.Ю. Солнечные системы отопления и горячего водоснабжения. Ташкент. ФАН. 1988. -288 с.

ФОТОТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ МОБИЛЬНЫХ МАЛОМОЩНЫХ ОБЪЕКТОВ

Матчанов Н.А., Пак В.А., Саидов Д.Ш., Джумабаев Д.К., Худайбергенов А.К.

ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз,

г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2Б, тел:235-40-90, e-mail: simomur@uzsci.net

В настоящее время, для удовлетворения энергетических потребностей населения отдаленных районов республики, целесообразно использовать экологически чистые, не традиционные и возобновляемые источники энергии (ВИЭ) наряду с традиционными видами энергии. В отдаленных регионах, где централизованная энергосистема является ненадежной или вообще отсутствует, имеется возможность использования ВИЭ и новых видов энергии. Известно, что проблема охлаждения объектов осуществляется, в основном, с помощи электроэнергии, но на местах придется использовать автономных источников энергии. В теплых климатических условиях для хранения скоропортящихся товаров, таких как мясо и молочные продукты (в фермерских хозяйствах), а также необходимых вакцин (в сельских врачебных пунктах - СВП) при соответствующих температурах целесообразно использовать маломощные мобильные охлаждающие устройства.

По результатам научных исследований [1-4], учитывая спросы и предложения потребителей, предлагается использовать солнечную фототермоэлектрическую установку для охлаждения маломощных мобильных объектов вместо существующих компрессорных охлаждающих устройств в теплое и жаркое время года.

Как известно, большая пиковая мощность, потребляемая в момент запуска компрессорными холодильными установками ограничивает их использование вместе с солнечными модулями. Например: компрессорный холодильник в момент запуска потребляет мощность в 7-12 [5] раз больше паспортной. Следовательно, при проектировании солнечной электростанции придется учитывать этот недостаток и мощность станции надо увеличить как минимум на 30%, что приводит увеличению

стоимости установки. Эта проблема может быть решена заменой компрессорного холодильника термоэлектрическим охлаждающим устройством, который непосредственно преобразуют электрическую энергию получаемой от солнечного модуля, в холод. Такие автономные и мобильные охлаждающие устройства легко комплектуются из простых компонентов и идеально подходят для использования в населенных пунктах, фермерских хозяйствах и СВП отдаленных районов, где существует энергодефицит.

В данном сообщении приводятся результаты по разработке, оптимизации конструктивно-технических и режимных параметров холодильной части солнечной фототермоэлектрической установки для охлаждения маломощных мобильных объектов.

Предлагаемая установка отличается от разнообразных и существующих компрессорных аналогов тем, что во первых; данная установка работает прямо от солнечной батареи и/или из аккумулятора, кроме того его легко можно адаптировать другим источникам тока, во вторых; будет применен эффективный термоэлектрический охлаждающий модуль, который создает разницу температуры с окружающей средой до 45°C , тогда как у существующих максимум 35°C , в третьих; можно легко подключать любую фотоэлектрическую установку без дополнительных устройств (адаптеров) и практически в любой компоновочной схеме; в четвертых; установка спроектирована с учетом теплого и жаркого климата Республики.

Одним из основных комплектующих предлагаемой фототермоэлектрической охлаждающей установки является термоэлектрический агрегат (или термоэлектрическая охлаждающая/нагревающая сборка) - устройство, в состав которого входит один или несколько элементов Пельтье (ЭП) с установленными теплообменниками (рис.1.) [6]. Использование термоэлектрических сборок позволяет создавать системы охлаждения или нагрева без выполнения специальных инженерных расчетов.

При сборке термоэлектрического агрегата, особое внимание уделяется на контакт радиатор1/ЭП/радиатор2 (радиатор1 для сбора тепла в рабочей камере и радиатор 2 для рассеивания тепла в атмосферу). В нашем случае используются обдуваемые радиаторы со значением тепловых сопротивлений $0.5^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$ и алюминиевые радиаторы.

На рис.2 представлена принципиальная схема солнечной фототермоэлектрической охлаждающей установки.

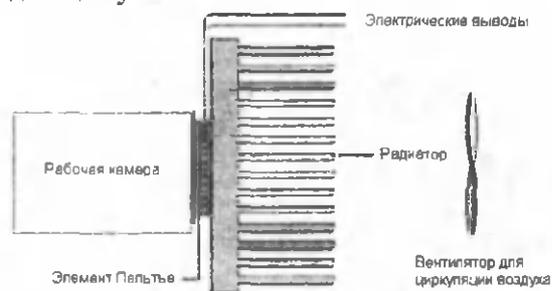


Рис.1 Принципиальная схема термоэлектрического агрегата

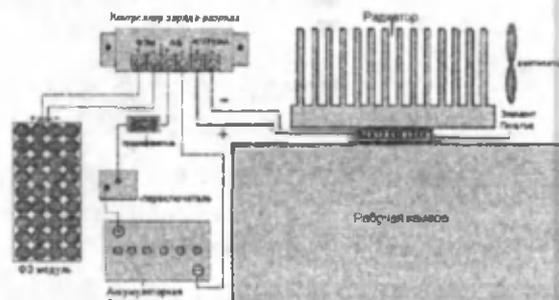


Рис.2. Принципиальная схема солнечной фототермоэлектрической охлаждающей установки

ФБ – состоит из нескольких солнечных элементов, мощностью 100Вт, установленных в корпус; аккумулятор – гелевый, ТЭ Пельтье – состоит из р-п переходов, соединенных металлическими контактами и помещенные между двумя керамическими пластинками; охлаждающий радиатор – состоит из ребристого радиатора с закрепленным к нему вентилятором; корпус состоит из двух металлических коробок, изолированных друг от друга теплоизоляторами; блок управления – представляет собой электрическую схему, подключенную к температурным датчикам и регулирующую электрический ток через ЭП.

Используя элементы Пельтье марки CP1.4-127-6L была изготовлена термоэлектрическая сборка мощностью 53 Вт.

Изучены электрические и тепловые характеристики элементов Пельтье для применения в качестве охлаждающего элемента в солнечной фототермоэлектрической установке для охлаждения мобильных маломощных объектов.

По известным специальным программам [7,8] были вычислены оптимальные тепловые и геометрические параметры теплообменников для подвода и отвода тепла от модулей Пельтье термоэлектрической сборки с применением специального рассеивателя (рис.3. (а)) и двух вентиляторов мощностью 1.8 Вт (рис.3. (б)), при которых достигаются максимальные значения

электрической мощности ЭП. Результаты показывают, что при изменении температуры окружающей среды от 10°C до 40°C выходная мощность элемента Пельтье изменяется в пределах 10,5—12,5 Вт.



Рис. 3. (а). Термоэлектрический агрегат - вид спереди

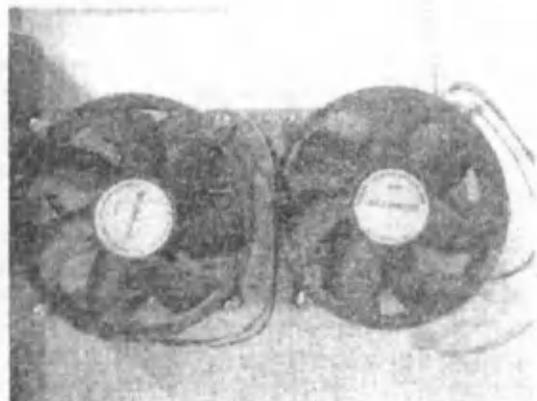


Рис. 3. (б). Термоэлектрический агрегат - вид сзади

По предварительным численным расчетам получены следующие результаты:

Для камеры с объемом 40 литров сила тока $I(A) = 4.27$; напряжение $U(V) = 12$; потребляемая электрическая мощность $W(Вт) = 51.25$; холодопроизводительность $Q_c(Вт) = 13.21$; тепловая энергия, выделяющаяся на горячей стороне модуля $Q_h(Вт) = 64.46$; температура горячей поверхности термоэлектрического модуля $T_h = 68.4^\circ\text{C}$; температура окружающей среды $T_a = 45^\circ\text{C}$; температура охлаждаемого объекта $T_{об} = 3.6^\circ\text{C}$; температура холодной поверхности термоэлектрического модуля $T_c = -1.2^\circ\text{C}$; разность температур между горячей поверхностью термоэлектрического модуля и средой $T_h - T_a = 23.4^\circ\text{C}$; разность температур между средой и охлаждаемым объектом $T_a - T_{об} = 41.4^\circ\text{C}$; разность температур между охлаждаемым объектом и холодной поверхностью модуля Пельтье $T_{об} - T_c = 4.9^\circ\text{C}$; разность температур между сторонами модуля $T_h - T_c = 69.9^\circ\text{C}$.

На основе полученных результатов изготовлен лабораторный экспериментальный образец холодильной части солнечной фототермоэлектрической установки для охлаждения маломощных объектов.

Литература

1. Simons, R. E. and Chu, R. C. (2000) Application of thermoelectric cooling to electronic equipment: A review and analysis. *Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium*, pp1-9.
2. N.M. Khattab, E.T. El Shenawy. Optimal operation of thermoelectric cooler driven by solar thermoelectric generator//*Energy Conversion and Management* Volume 47, Issue 4, March 2006, Pages 407–426
3. S.A. Abdul-Wahab, A. Elkamel et.all. Design and experimental investigation of portable solar thermoelectric refrigerator// *Renewable Energy*, Volume 34, Issue 1, January 2009, Pages 30–34
4. С.О. Филин, А. Овсицкий. Экспериментальное исследование термоэлектрических холодильных витрин//*Термоэлектричество* №2, 2006, стр.78-40.
5. <http://suntechnology.ru/>
6. Chein, R. and Huang, G. (2004). Thermoelectric cooler application in electronic cooling. *Applied Thermal Engineering*, 24 (14-15), pp. 2207-2217.
7. Rowe, D.M. (1995). *CRC Handbook of Thermoelectrics*. Boca Raton, FL: CRC Press.
8. <http://www.tetech.com/>, www.greenbuildingadvisor.com, <http://www.melcor.com/>

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЕЗНОЙ МОЩНОСТИ, ПОЛУЧЕННОЙ ОТ РЕГЕНЕРАЦИИ ОТРАБОТАННОГО СУШИЛЬНОГО АГЕНТА В ВОЗДУШНОЙ ПРОСЛОЙКЕ, С ПОМОЩЬЮ SOLIDWORKS FLOW SIMULATION

З.С.Искандаров¹, А.С.Халимов²

¹Ташкентский государственный аграрный университет

²Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз

г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2Б, тел:235-40-50, e-mail: akbarshox05@gmail.com

В данной работе исследована численная оценка влияния использования солнечной радиации на повышение теплопроизводительности сушильной установки.

Численные расчеты были проведены с помощью специальной программы SolidWorks 2011 Flow simulation [1,2]. Данная программа позволила получить картину распределения температур

воздушного потока в сушильной камере при солнечном излучении и в его отсутствии. В качестве исходных данных были заданы следующие параметры и приняты некоторые допущения [1]:

Температура окружающей среды – 20°C;

Начальная температура элементов данной системы была равна температуре окружающей среды: 20°C;

Температура воздушного потока при входе в камеру: 80°C;

Объемный расход воздушного потока, т.е. производительность вентилятора на входе и выходе – 0,08 м³/с;

Солнечная радиация – 600 Вт/м²;

Высота сушильной камеры – 6,0 м;

Диаметр сушильной камеры – 0,9 м;

Высота светопрозрачной оболочки – 6,2 м;

Диаметр светопрозрачной оболочки – 1,4 м;

В расчетах не учтен процесс испарения влаги из поверхности продукта;

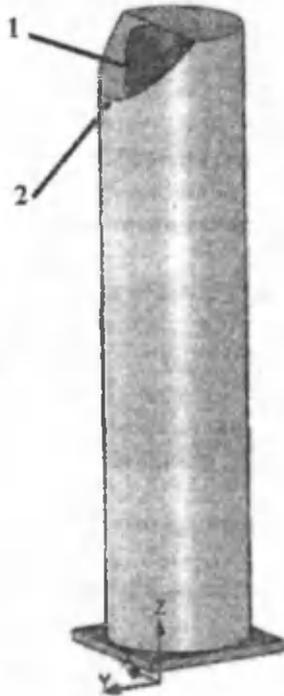


Рис.1. Общий вид солнечно-топливной сушильной установки: 1 – сушильная камера; 2 – светопрозрачная оболочка.

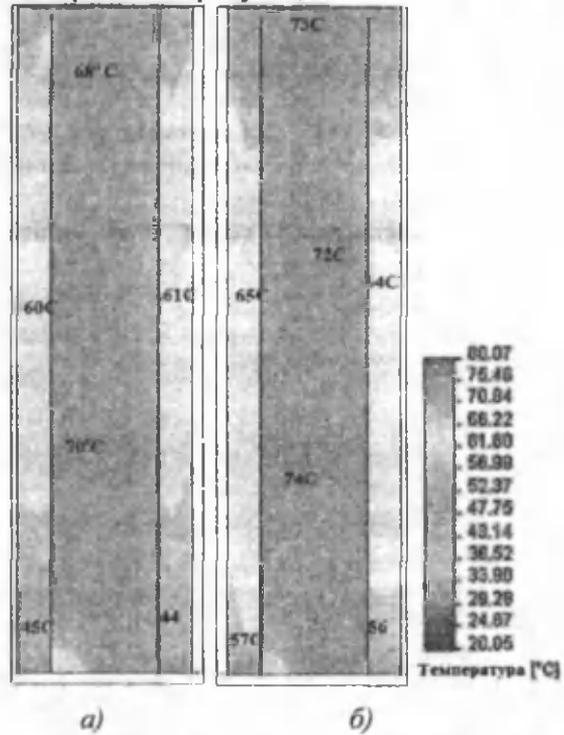


Рис.2. Распределение температуры сушильного агента по сечению сушильной камеры: а) при отсутствии солнечной инсоляции; б) при солнечном нагреве

Из распределения температур воздушного потока в сушильной камере (рис.3), следует, что при движении сушильного агента по вертикальной оси уменьшается его температура, где часть её энергии передается в окружающую среду кондуктивным образом через стенки светопрозрачной оболочки.

На рис.2а показано продольное распределение температуры воздушного потока, входящего в сушильную камеру с температурой 80°C, с объемным расходом 0,08 м³/с (250 м³/ч) воздушного потока при отсутствии солнечной инсоляции.

На рис.2б показано распределение температуры сушильного агента по продольному сечению камеры с учетом интенсивности солнечного излучения 600 Вт/м². В данном случае применены, те же самые параметры, которые были заданные на варианте (а). Сравнивая эти рисунки (рис.2а и б), получаем следующее: при отсутствии солнечного излучения воздушный поток с температурой 69°C в сушильной камере сохраняет свою первоначальную температуру до середины высоты камеры (рис.2а). Если учесть, что интенсивность солнечного излучения составляет 600 Вт/м², то по рис.2б видно, что обеспечивается примерно равномерное распределение температуры по высоте камеры.

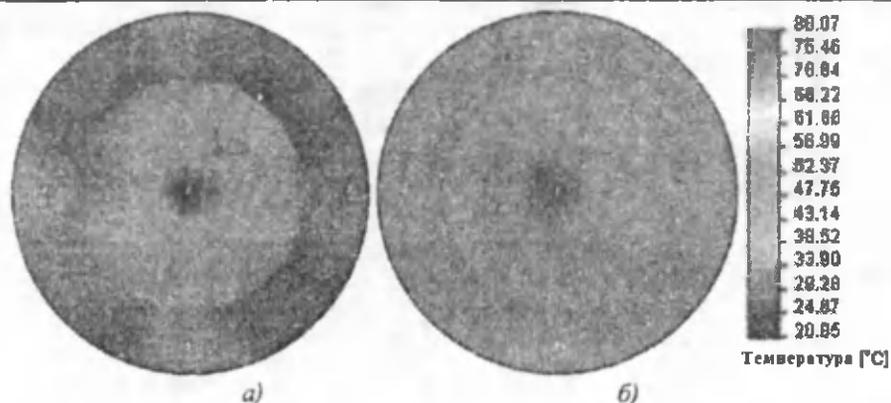


Рис.3 Распределение температуры воздушного потока в поперечном сечении цилиндрической сушильной камеры

Для анализа влияния солнечного излучения на температуру сушильного агента, выходящего из сушильной камеры через регенеративное устройство (с эффективностью регенерации 80%) на рис.3а и б, приведены распределение температуры по поперечному сечению камеры.

Вышеприведенные расчеты показывают, что использование солнечного излучения в качестве дополнительного источника тепла позволяет примерно на 20°С повысить температуру воздушного потока, выходящего из цилиндрической камеры, образованной между стенкой сушильной камеры и светопрозрачной оболочкой. Согласно полученным результатам (рис.3а и б), температура в воздушной прослойке в среднем составляет 60°С. Это позволяет устранить образование конденсации на внутренней поверхности светопрозрачной оболочки, так как конденсация в основном происходит при 0...40°С, и их основы описаны в [3-4].

Если принять, что плотность воздуха и его динамическая вязкость при температуре окружающей среды 20°С и его средней скорости $1.0 \frac{м}{с}$ составляют $1.177 \frac{кг}{м^3}$ и $1.8462 \cdot 10^{-5} \frac{кг}{м \cdot с}$, то

число Рейнольдса для потока воздуха, омывающего цилиндрическую поверхность светопрозрачной оболочки составляет $Re_D = 89254$. Зная коэффициент теплопроводности воздуха и его удельную теплоемкость при вышеуказанных значениях параметров окружающей среды [5], число Прандтля составляет $Pr = 0.708$. И наконец, для наружной поверхности оболочки после вычислений получаем

233 и $4.36 \frac{Вт}{м^2 \cdot ^\circ C}$. Продолжая вычисления аналогичным образом при 60°С температуры воздушной

прослойки для коэффициента теплоотдачи внутренней поверхности оболочки получаем $10.21 \frac{Вт}{м^2 \cdot ^\circ C}$.

Общее термическое сопротивление светопрозрачной оболочки составляет $0.012 \frac{^\circ C}{Вт}$. Принимая во внимание приведенные значения термического сопротивления оболочки и разницы температур, количество теплотери через стенки оболочки составляет 3,33 кВт.

Анализируя полученные расчетные результаты исследования можно оценить полезную мощность дополнительного нагретого солнечным излучением воздушного потока, выходящего из воздушной прослойки.

При эффективности регенератора 80% и разницы температур 20°С, теплоемкости воздуха 1006 Дж/кг·°С и расхода массы воздушного потока 0,1 кг/с, то значение полезной мощности, полученной от регенерации в воздушном канале при дополнительном нагреве солнечным излучением в среднем составит 1,6 кВт. Таким образом, можно заключить, что специальная программа SolidWorks 2011 Flow simulation позволяет решить некоторые сложные расчеты по интенсификации некоторых параметров солнечных и тепловых установок [1,2].

Литература

- [1]. SolidWorks Flow Simulation 2010 Solving Engineering Problems p.80
- [2]. SolidWorks Flow Simulation 2010 Technical Reference p.90.
- [3]. Ким В.Д., Вардашвили А.Б., Файзиев Т.А. Исследование капельной конденсации в гелиоустановках. Гелиотехника. 1993. №2. С. 34-38.

[4]. Ким В.Д., Варлашвили А.Б., Влияние капельной конденсации на тепловой баланс низкопотенциальных солнечных установок. Гелиотехника. 1994. №1. С. 32-36.

[5]. B. Sreenivasa Reddy, K. Hemachandra Reddy, Thermal Engineering Data Handbook, I.K. International Publishing House Pvt. Ltd, 2007, Pages 244, New Delhi, -110 016 (India).

“ГҚИ-40” ГЕЛИОҚУРИТГИЧ-ИССИҚХОНАНИНГ ТЕХНИК ВА ЭКОЛОГИК ЖИХАТЛАРИ

Т.Д.Жўраев, Э.Т.Жўраев

БухДУ, ДДУ

Кейинги пайтларда мева-сабзавотларни қуритиш учун тезкор технологиялар жалб қилинмоқда. Бундай технологияларнинг маҳсулотларни қайта ишлаш саноатига тобора кўпроқ кириб келаётгани яхши, лекин, бу воситаларнинг иш унуми юкори бўлиши билан бирга, улар қатта миқдордаги иссиқлик ёки электр энергиясини сарфлайди (масалан, 1 кг тайёр кишмиш олиш учун ўртача 2,25 кВт-соат электр энергия ёки 0,675 кг шартли ёқилғи сарфланиши ҳисоблаб чиқилган), атроф-муҳитга салбий таъсир кўрсатади, маҳсулотнинг таннархи ортади ва сифатида табиийлик камаяди.

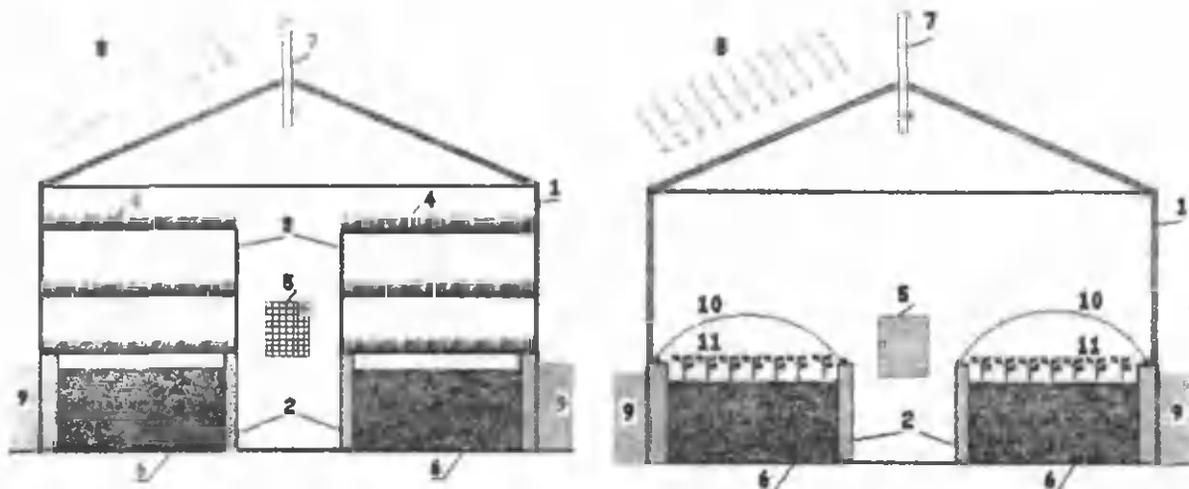
Қуёш энергияси ёрдамида ишловчи мева-сабзавотларни қуритиш қурилмаларини қўлланилиши юкорида қайд этилган камчиликларнинг кескин камайишига олиб келади. Энг асосийси, бу қурилмалар фақат қуёш энергияси ҳисобидан ишлаб, атроф-муҳитни зарарламайди, экологик тоза маҳсулот олинишига хизмат қилади.

Қишлоқ хўжалик маҳсулотлари, жумладан мева-сабзавотларни қуритиш соҳасида жаҳоннинг турли мамлакатларида олим ва мутахассислар (А.Б.Барзунов, К.Г.Трофимов, А. Исмаилова, Ғ.Ё.Умаров, З. Тоиров, М.Аккурт, М.К.Селкун, В.Н.Данилин, Б.Д.Бабаев ва бошқ.) томонидан гелиоқуритгичларнинг қўплаб конструкциялари яратилдики, уларнинг аксарият кўпчилиги “иссиқ қути” принципида ишлайди ва такомиллаштирилган ҳолда тобора кенг қўлланмага эга бўлиб бормоқда.

Қуритилаётган маҳсулотга энергия берилиши усулига боғлиқ ҳолда бу гелиоқурилмалар конвектив, радиацион, конвектив-радиацион турларга бўлинади. Конвектив гелиоқуритгичларда қуритилаётган маҳсулот иссиқликни гелиоҳавоқиздиргичда қизиган ҳаводан олади. Қуёш радиацион қуритиш қурилмаларида қуритилаётган маҳсулот бевосита қуёш радиациясининг таъсирида бўлади, яъни маҳсулотга энергия берилиши асосан радиацион усулда амалга ошади. Конвектив-радиацион гелиоқуритгич эса, юкорида қайд этилган ҳар иккала тур қурилмаларнинг бирикишидан ҳосил қилинади, уларда қуритилаётган маҳсулотга иссиқлик бавосита қуёш радиацияси ва қизиган ҳаво орқали узатилади.

Таклиф этилаётган “ГҚИ-40” гелиоқурилмасининг мавжуд гелиоқурилмаларга нисбатан афзаллиги шундаки, у ёз-қуз мавсумида мева-сабзавотларни қуритиш, киш ва эрта баҳорда эса кўкат ва кўчатлар етиштиришга мўлжалланган. Ушбу гелиоқурилмага оид илмий ва амалий изланишлар натижалари материаллари “Инновацион ғоялар, технологиялар ва лойиҳалар” III-IV Республика Ярмаркаларида, шунингдек Фарғона, Наманган, Андижон ва Бухоро вилоятларида ўтказилган шу йўналишдаги Ярмаркаларда намойиш этилди (2010-2013 йиллар) айни анашу жиҳат мутахассисларнинг диққатини тортди.

«ГҚИ-40» гелиоқурилмаси шимол-жануб йўналишида ўрнатилган, 3 мм қалинликдаги дөреза шишаси билан қопланган, узунлиги 7,40 м, эни 2,62 м, марказий қисмининг баландлиги 2,30 м, юкори қисмидаги тиник қоплама горизонтга 30° қиялатиб ўрнатилган металл конструкциядан иборат (1- расм). Қурилманинг олд қисмида кириб чиқиш эшиги, орқа қисмида эса зарур ҳолларда ҳаво алмаштириб турилиши учун хизмат қилувчи $0,60 \times 0,40$ м ўлчамли тўрланган дарча қўйилган. Қурилманинг ичида икки томонда бўйлама ўрнатилган 3 қават тўрли патнисларга (умумий майдони 40 м^2) қуритиладиган мева-сабзавотлар юврилган ва хас-хашаклардан ажратилган ҳолда ҳар бир кв.м. ҳисобига маҳсулот турига қараб 8-12 кг ҳисобида текис ёйиб чиқилади. Қурилма “иссиқ қути” принципи асосида ишлайди.



1-расм. "ГҚИ-40" гелиоқуритгич-иссиқхонасининг схемаси (ёзги ва қишги иш режими). 1- металл рамаларга ўрнатилган шиша билан қопланган бино; 2- темир-бетон ёки пишиқ ғиштдан ясалган ўралар; 3 – тўрли патнислар; 4 – қуритиладиган маҳсулот; 5- тўрли дарча; 6- унумдор тупроқ; 7- тортим қувири; 8- қуёш нурлари; 9- қуруқ қум; 10- плёнка қоплама; 11- кўчат ва кўчатлар



2-расм. "ГҚИ-40" гелиоқуритгич-иссиқхона қуришмаси ва ундаги иш жараёни.

Қурилманинг юқори қисмида заслонкали иккита тортим қувири мавжуд бўлиб, унинг воситасида табиий шамоллатиш амалга ошади. Тажрибалар ёз-куз мавсумида қурилма камерасидаги ҳавонинг температураси ташқи ҳавоникдан $20-25^{\circ}\text{C}$ га юқори бўлишлиги ва бу мева-сабзавотларни қуриштириш учун қулай шароит эканлигини кўрсатди. Шу сабабли ҳам вентилятор ишлатиб мажбурий шамоллатиш талаб этилмайди.

Одатда маҳсулотлар таркибидан механик боғланган намлик чиқариб олинади. Қуриш жараёни охирида маҳсулотнинг намлиги тахминан 18-25 фоизни ташкил этади. Қандлик даражаси юқори бўлган мева-сабзавотларда буғланиш сувнинг эркин сиртидагига нисбатан анча секин боради. Маҳсулот қуригач тўр патнислардан олиниб, қурилма кейинги иш режимига тайёрланади. Рангсиз узумларни, шунингдек, бошқа нав узумларни сояги қилиб қуриштиришда қурилманинг юқори тўр патнисидан тепарокда ва олдинги қисмда кора рангли кўп тешикли металл экран ўрнатилади. Бунда қуёш нурлари тўғридан-тўғри маҳсулотга эмас, балки экранга тушади. Қизиган экрандан чиқувчи инфрақизил нурлар маҳсулотни қуришида муҳим рол ўйнайди. Қуриш жараёни экрансиз ҳолдагига нисбатан 1-1,5 кунга кечикса-да, маҳсулот сифати янада ортади.

Қурилма ичида умумий юзаси $13,5\text{m}^2$ бўлган иккита ўзаро параллел ўралар ясалган бўлиб (2-расм) улар унумли тупроқ билан тўлдирилган. Бу ўралар кишда кўчат ва кўчатлар етиштиришга хизмат қилади, ёзда эса устига тўрли патнислар жойлаштирилиб қуриштириш майдончаси сифатида фойдаланилади. Қишда ўралар ичидаги тупроқ тайёр ҳолга келтирилиб, истеъмол қилинадиган кўчатларнинг уруғи сепилади ва устига плёнка қоплама кўйилади. Бундай шароит кўчатлар ўстириш учун етарли бўлиб, кўшимча иситиш талаб этилмайди (қахратон кишлар бундан мустасно). Эрта баҳорда эса қурилмада кўчатлардан ташқари кўчатлар етиштириш мумкин. Қурилмалар сонини

кўпайтириб (курулма узунлигини ошириш ҳам мумкин) ва уларни бир-бировига паралел ҳолда жойлаштириб ихтиёрий қуритиш майдонли самарадор гелиоқуритгич- иссиқхонани яратиш мумкин.

Курилманинг ҳар бир метр квадрат юзаси ҳисобидан ёз- куз мавсумида 250-300 кг гача юқори сифатли курук мева-сабзавот тайёрлаш, қиш ва эрта баҳорда 4-5 кг кўкат ёки 1800-2000 дона кўчат ўстириш имкони юзага келади.

Курилманинг афзалликлари сифатида қуйидагиларни кўрсатиш мумкин: экологик тоза қуёш энергияси ёрдамида ишлайди, бошка тур энергияга эҳтиёж сезмайди. Маҳсулотларнинг қуриш муддати очик майдондагига нисбатан 2-3 марта қисқаради (2-7 кун), маҳсулот сифати юқори бўлади; оилабоп. қулай ва ихчам, ишлатиш учун махсус малакали хизмат талаб этилмайди. Оила аъзоларини йил давомида витаминли курук мева-сабзавот ва кўкатлар билан таъминлаш, оила бюджетини тежаш ва кўпайтириш, оилавий бизнес ва тадбиркорликка хизмат қилади; кишлок хўжалик маҳсулотларини қайта ишлаш корхоналари, фермер хўжаликлари, ҳовлилар, болалар боғчалари, махсус мактаблар, меҳрибонлик ва қариялар уйларида кенг фойдаланиш мумкин.

Курилмадаги иссиқлик-физик жараёнларни назорат қилиш ва бошқариш, технологик жараёнларни автоматлаштириш бўйича олиб борилаётган изланишлар ҳақидаги фикр ва мулоҳазалар анжуман иштирокчилари билан муҳокама этилиши мўлжалланган.

ПРИРОДНАЯ СОЛЯНАЯ ВОДА – АКТИВНЫЙ ЭЛЕКТРОЛИТ ДЛЯ ХИМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ТОКА

С.М.Очилов

Физико-технический институт АН РУз

Нас окружает огромный мир энергии. Пожалуй, в природе нет веществ, в которых в малой или большой степени не проявлялись своеобразные электрические свойства. Даже вода, которую мы употребляем повседневно, является слабым электролитом.

Как известно, хлорид натрия при растворении в воде разлагается на заряженные ионы нат-трия и хлора. В результате восстановительной реакции на положительном электроде и окис-лительной на отрицательном возникает электрический ток. Э.Д.С. зависит от материала элек-тродов и состава электролита, а предельная сила тока – от формы электродов и скорости электрохимической реакции / 1 /.

Морская вода, с общим объёмом 1370 млн. км³, сосредоточенная в морях и океанах, сильно-но минерализована – около 35 г/л. Содержание ионов натрия и хлора (наряду с ионами калия, кальция, магния, сульфата, брома, карбоната и т.д.) в ней составляет 10.76 и 19.35, соответ-ственно (г/л) / 1 / . В этот список можно добавить ещё озерные воды, родники с соленой во-дой, сточные воды экологически бедствующих регионов.

Как правило, первичные источники тока, применяемые для питания маломощных аппара-тур и осветительных ламп, являются одноразовыми, вторичные – многоразовыми. Срок слу-жбы и коэффициент использования активного вещества у вторых больше – активные вещес-тва, израсходованные в процессе протекания химической реакции, регенерируется при раз-рядке.

В современных «сухих» элементах, в большинстве случаев, в качестве отрицательного электрода используется цинк. Причиной столь широкого применения цинка являются нормаль-ный электродный потенциал ($\pi_0 = - 0.76$ В) и большое значение перенапряжения для выделе-ния в нем водорода, что обеспечивает последнему повышенную устойчивость в отношении водных растворов щелочей, нейтральных солей и даже разбавленных растворов кислот. Но существенным недостатком «сухих» элементов является низкий коэффициент использования активного вещества (особенно часто отрицательного электрода, одновременно служащий сосудом), что обусловлено неравномерным растворением поверхности активного вещества, которое приводит к разъеданию отверстий в сосуде, вследствие чего электролит-паста высыхает или стремиться наружу. К другим причинам преждевременного выхода элемента из строя можно отнести: длительное хранение; несоблюдение правил упаковки («лежачее» положение элемента); большая сырость в помещении; нахождение элементов долгое время при сильной жаре; некачественная диафрагма (может стать причиной смешивания активных веществ); непрочность установочных материалов (может стать причиной внутренней короткого замыкания); внешнее короткое замыкание (случайное попадание металлического предмета между полюсами) и т.п.



Таким образом, батареи с электролитом из соляной воды могут конкурировать с маломощными кислотными и щелочными аккумуляторами и отличаются повышенной ремонтопригодностью, простотой эксплуатации, экологичностью и экономичностью.

Литература

1. Политехнический словарь. М.: Издательство «Советская энциклопедия», 1977, 103с.
2. Т. Кромптон. Первичные источники тока. М.: Мир, 1986, 78с.
3. Романов В.В., Хашев Ю.М. Химические источники тока. М.: Советское радио, 1978.
4. В.Г.Сочеванов. Гальванические элементы. М.: Госэнергоиздат, 1951, 60с.

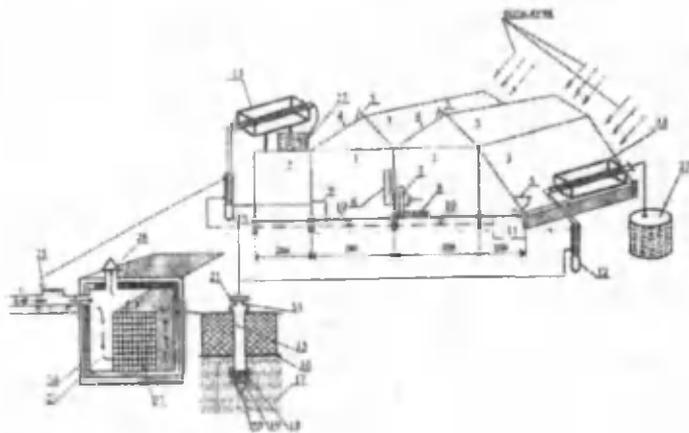
ҚУЁШ ҚУРИЛМАСИ “ИССИҚХОНА-ЧУЧИТГИЧ-САБЗАВОТ ОМБОРИ” НИНГ ИССИҚЛИК ТЕХНИК ТАВСИФЛАРИ

А.А.Вардияшвили, Г.Н.Узаков, А.П.Умиров, А.Б.Вардияшвили

Грант РУз ИТД-4-15 КаршиГУ

E-mail: vard141@mail.ru

Шуни айтиш керакки, “Ноанъанавий энергия манбаларидан фойдаланувчи “иссиқхона-чучитгич-сабзавот омбори” уйғунлашган қуёшли қурилма”си биринчи марта қурилайётган масала бўлиб, Ўзбекистон ва Ўрта Осиёда аналоглари мавжуд эмас. Расм.1.



Расм 1. “Иссиқхона – чучуклантир-гич-сабзавот омбори” уйғунлашган қуёшли қурилма”сининг кўндаланг қирқим схемаси.

- 1-иссиқхона блоклари; 2-ёрдамчи иншоотлар; 3-жанубий ёнбағир; 4-шимолий ёнбағир; 5-шамоллатиш туйнуғи; 6-калориферли ҳаво йўли; 7-вентилятор; 8-таксимот шланги; 9-сугориш сувини сарф баки; 10-коллектор қувири; 11-сугориш сувини ташлаш кудуғи; 12-сугориш суви баки; 13-юқори ҳароратли қуёшли чучитгич; 14-бетон плита; 15-артезиан кудуғи; 16-қумок тупрок; 17-сувли қатлам; 18-шағалли филтр; 19-шўр сув филтри; 20-тиндиргич; 21-марказдан қочма шўр сув насоси; 22-маҳсулот уюми; 23-омборнинг совитиш камераси; 24-омборнинг ташқи девори; 25-ҳаво намловчи камера; 26-омборнинг тортиш канали;

27-чучук сув қувири.Ишлаб чиқилган “Ноанъанавий энергия манбаларидан фойдаланувчи “иссиқхона-чучитгич-сабзавот омбори” уйғунлашган қуёшли қурилма”си йилнинг сентябр-март ойларида иссиқхона сифатида, март-ноябр ойларида чучук сув олиш мақсадида, ноябр-март ойларида эса иссиқхона-сабзавот омбори сифатида фойдаланиш имконини беради. Бунинг учун параболоцилиндрик концентратор гелиоиссиқхонанинг ичига ўрнатилади (расм.1). Тадқиқотчилар томонидан [1, 2, 3] Ўрта Осиёнинг бир қанча туманларида қуёш энергиясидан фойдаланиб сув чучуклантириш, ташиб келтириладиган ёқилгидан фойдаланиб сув чучитишга нисбатан жуда фойдали эканлиги таъкидланган.

Амалда қуёш қурилмасининг ички ва атроф-муҳит ҳарорати орасидаги фарқ $\Delta t = 20^\circ\text{C} \pm 25^\circ\text{C}$ ва қурилманинг 1 м^2 юзасидан атроф-муҳитга ўртача иссиқлик бериш коэффициентини $\alpha = 8 \div 12 \text{ Вт/м}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ бўлганда иссиқлик исрофлари 250 Вт га тенглашади, яъни бу кўрсаткич Республикаимизнинг жанубий регионларида ёз мавсумида 1 м^2 ер юзасига тушаётган қуёш радиациясининг $\frac{1}{3}$ қисмини ташкил қилади.

Шу нуқтаи-назардан, биз иш унумдорлиги 6,5-7,4 л/кун дистиллят ва 80-100 л/кун 80°C ҳароратли иссиқ сув бўлган параболоцилиндрик нур қайтаргичли қуёш сув чучитгичининг тажриба намунасини тайёрладик. Қурилмаиш жараёни 2 – расмда кўрсатилган.

Минераллашган сувларни самарали чучитиш учун биз мажбурий конвекция шароитида ишлайдиган, буглатиш камераси 7, конденсатор 10, вентилятор 11, чиқиш 12 ва циркуляцион 17 қувурларидан таркиб топган параболоцилиндрик нур қайтаргичли 2 қуёш сув чучитгичи конструкциясини ишлаб чиқдик.

2011-2012 йил куз ва 2012-2013 йиллари ёз ойларида Қарши ДУ гелиолабораторияси ва техник энергетик характеристикалари олиниб қийёсландан.

Параболоцилиндрик нур қайтаргичли гелиочучитгичли қурилманинг ф.и.к.и қуйидаги формуладан аниқланади ва $\eta = 0,64 - 0,7$ ни ташкил қилди

$$\eta = \frac{(100 - t_n) \cdot G \cdot c_p}{S_{\text{сп}} \cdot F \cdot \tau} \quad (1)$$

бу ерда $S_{\text{сп}}$ – қуёш радиациясининг ўртача интенсивлиги; $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$; c_p – сувнинг иссиқлик

сиғими, $\text{кДж/кг} \cdot ^\circ\text{C}$, F – нур қайтаргич юзаси, м^2 ; τ – вақт, сек; G – сув миқдори, кг; t_n – идишдаги сувнинг бошланғич ҳарорати, $^\circ\text{C}$. Сувни қиздиришда фойдаланилган иссиқлик қуйидаги формуладан аниқланади ва ёзги давр учун 4600 – 4800 ккал/кунни ташкил қилади

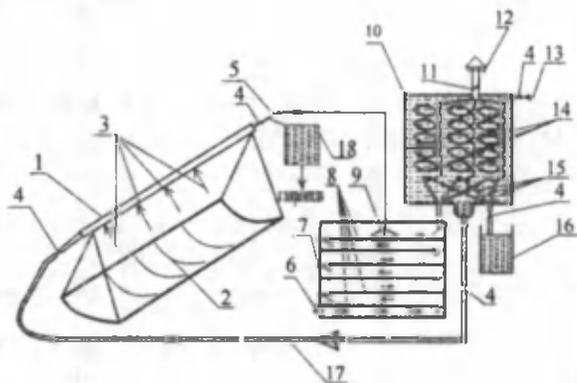
$$Q_{\text{пол}} = q_{\text{рез}} \cdot f_D - q_1 f_B; \quad (2)$$

бу ерда $q_{\text{рез}}$ – идиш тубидаги натижавий иссиқлик оқимининг зичлиги, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$; f_D – идиш тубининг юзаси, м^2 ; f_B – идишнинг ташқи юзаси, м^2 . q_1 – ташқи девордан атроф-муҳитдаг ҳавога

берилаётган иссиқлик, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$. Шундай қилиб, кун давомида Қуёшнинг кўтарилиши баланлигига қараб,

шиша қатламидан Қуёш энергиясининг ўтишида камайиши ўзгаради, гелиосув чучуткич-иситгич учун ўртача бир кунлик қиймати келтирилган бир кунлик қиймати келтирилган ҳисоб вақти учун ўзгаришсиз қолиши аниқланади.

Чучук сув олиш, иссиқхона ва сабзавот омборининг иссиқлик-совуқлик таъминоти учун мўлжаллаб янги технологиялар асосида ишлаб чиқилган “Гелиоиссиқхона-чучитгич-сабзавот омбори” кўп функцияли уйғунлашган қуёш қурилмаси сабзавотларни етиштириш ва сақлашда 35-45 % ёқилги-энергетик ресурсларни тежаш ҳамда аҳолини иссиқ сув ва дистиллят (чучук сув) билан таъминлаш имкониятини беради [2, 3, 4]. Иссиқ ва чучук сув олиш учун мўлжалланган янги технологиялар асосидаги параболоцилиндрик нур қайтаргичли гелиочучитгични тадқиқот қилиш натижасида олинган баҳоловчи иссиқлик техникавий хараacterистикалар шуни кўрсатадики, қурилмадан кам сонли ва тарқоқ жойлашган истеъмолчиларни ичимлик ва иссиқ сув таъминотида фойдаланиш мақсадга мувофиқ бўлади [2, 3, 4].



2-расм. Параболоцилиндрик нур қайтаргичли қуёш сув чучитгичи схемаси: 1-қозон-қиздиригич;

2- параболоцилиндрик нур қайтаргичи; 3-қайтган қуёш нурлари; 4-вентил; 5-қайноқ сув; 6-ҳаво қопқоғи; 7-буглатгич камера; 8-буглатгичнинг намланган юзаси; 9-форсунка; 10-конденсатор камераси; 11-сўрувчи вентилятор; 12-клапанли чиқиш канали; 13-шўр сувнинг кириши; 14-сув бугларини конденсациялаш қувурлари; 15-дистиллят йиғгич; 16-дистиллят учун ўлчов баки; 17-дастлабки қиздирилган таъминот суви қувури; 18-аккумулятор баки.

Литература

1. Горшенов В.Г. и др. Гелиоопреснительная установка индивидуального пользования// Теплоэнергетика. – М.: №2. 2001. С. 14-16.
2. Вардияшвили Асф.А. Теплофизика испарения и конденсации в гелиоопреснителе с термодинамическим контуром. // Ош. Межд. Журнал, 2009 Республика Кыргызстан. №1. С.71-73.
3. Абдурахмонов А., Вардияшвили А.Б. Расчёты моделирования тепло-и массообменных процессов в параболоцилиндрическом гелиоопреснителе. //Химическая технология, контроль и управление. Межд.науч.техн. журнал. Ташкент №5/2010 г. 30-31 стр.
4. Asf.A.Vardiyashily, A.A.Abdurahmonov. Mathematical modelling and calculation of heliosdesalter -a boiler with a parabola-cylindrical reflector. Seventeen world conference on intelligent systems for industrial Automation. WCIS -2012. Седьмая всемирная конференция. Tashkent, Uzbekistan November 25-27. P.p 221-222.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОБИЛЬНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ВОДОНАГРЕВАТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ЕМКОСТНОГО ТИПА

Исманжанов А.И., Расходжаев Б.С., Султанов С.К.

*Кыргызско-Узбекский университет, Институт природных ресурсов
НАН КР, г. Ош, Кыргызстан, e-mail: arvis2012@mail.ru*

Приведены результаты экспериментальных исследований мобильной солнечной водонагревательной установки (СВУ) емкостного типа, имеющего форму гидравлически соединенных между собой неравнобедренных треугольных призм, расположенных на одной плоскости, одна за другой, на общем основании. Установлено, что благодаря конвективному движению нагреваемой воды внутри призм температура воды в данной установке на 12-14°C, а КПД на 12-14 % выше, чем у обычной плоской СВУ емкостного типа.

В работе [1] описана мобильная солнечная водонагревательная установка емкостного типа. Она состоит из пяти одинаковых призматических секций, соединенных между собой трубками. Размеры поперечного сечения призм, следовательно, и углы между сторонами рассчитаны и определены исходя из наиболее полного использования прямого солнечного излучения в течение весенне-летнего периода года. Прозрачной изоляцией, создающей парниковый эффект, служит полиэтиленовая пленка. Расстояние между пленкой и верхней частью призм составляло 50 мм. Емкость такой СВУ равна 117 л.

Общий вид СВУ показан на рис.1 (на переднем плане без полиэтиленовой пленки).

Преимуществом предлагаемой СВУ перед плоскими заключается в возникновении конвективного движения воды вдоль ребер призм и смешивании всей массы воды в объеме призм. Как известно, в плоских емкостных СВУ такое конвективное смешивание практически не происходит [2].

Испытания СВУ производятся с апреля месяца текущего года. Для сравнения также испытывалась СВУ плоского емкостного типа с таким же объемом (рис.1, на заднем плане). Во время испытаний измерялась плотность суммарной солнечной радиации, температуры воды на вершине и в нижней части призмы, а также температура воды также на верхней и нижней частях плоской СВУ.

Испытания СВУ проводились с полиэтиленовой пленкой и без нее.

На рис. 2 и 3 приведены результаты испытаний обоих видов СВУ для июня месяца.



Рис.1. Общий вид мобильной солнечной водонагревательной установки без полиэтиленовой пленки (на переднем плане).

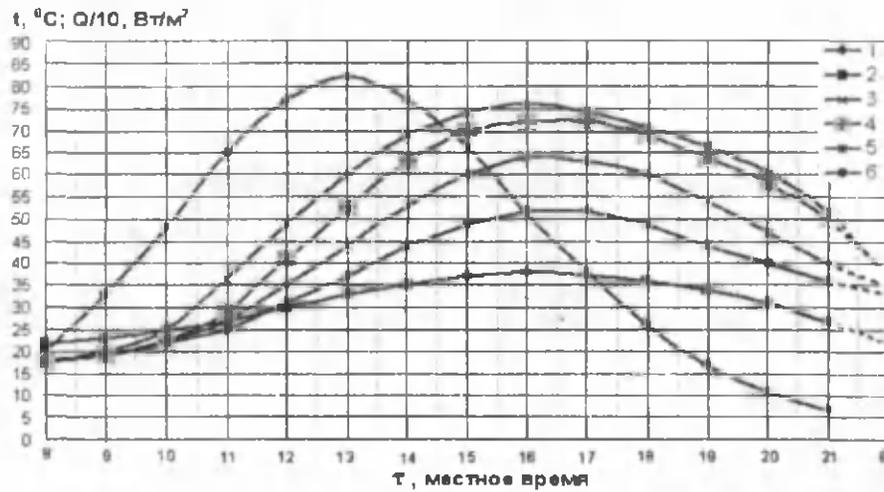


Рис. 2. Зависимость температуры воды в СВУ с полиэтиленовым покрытием от плотности солнечного излучения в июне месяце.

1- плотность солнечной радиации; температуры: 2-окружающего воздуха; 3 и 4 – воды, соответственно, на верхней и нижней частях разработанной СВУ; 5 и 6 – воды соответственно на верхней и нижней частях плоской СВУ.

Как видно из рисунков, при максимальной плотности солнечной радиации 823 Вт/м^2 максимальная температура воды на вершине призм в разработанной СВУ с полиэтиленовой пленкой составляет 76°C , а на нижней части призм – 72°C .

В то же время максимальная температура воды на верхней части плоской СВУ равна 69°C , а на нижней – 52°C .

Без полиэтиленовой пленки эти температуры равны, соответственно, 60°C и 57°C для разработанной СВУ и 47°C и 41°C для плоской СВУ.

Исходя из результатов экспериментов можно сказать, что благодаря конвективному движению воды вдоль наклонных поверхностей призм происходит более эффективная передача тепла от тепловоспринимающих поверхностей-абсорберов к воде. Благодаря такому смешиванию разность температур воды на верхней и нижней частях призм составляет $8\text{-}10^\circ\text{C}$ в утренние часы, когда конвекция не очень интенсивна, и снижается до $2\text{-}3^\circ\text{C}$ в послеполуденное время.

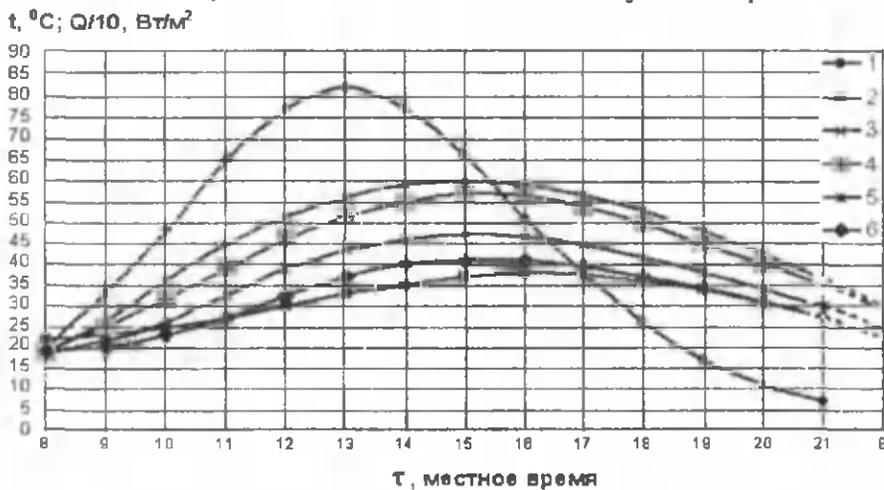


Рис. 3. Зависимость температуры воды в СВУ без полиэтиленового покрытия от плотности солнечного излучения в июне месяце (обозначения те же, что и на рис. 2).

В то же время из-за преимущественной передачи теплоты от верхних слоев воды, примыкающих к абсорберу – верхней плоской части СВУ, к нижним слоям теплопроводностью, температура нижних слоев остается относительно низкой благодаря передаче теплоты от верхних нагретых слоев воды к нижним теплопроводностью [3, 4].

Особенности и различия теплообменных процессов в разработанной нами СВУ и известных плоских СВУ определяют и различия их КПД. Так, КПД разработанной установки без

теплоизолирующей полиэтиленовой пленки составляет 37%, а с полиэтиленовой пленкой - 45%. В аналогичных условиях КПД плоской СВУ составляет соответственно 33% и 30%.

Габаритные размеры разработанной СВУ составляют 1000×990×185 мм.

Вес разработанной СВУ при толщине металлического листа в 1,5 мм составляет 23,2 кг. Она легко погружается на крышу автомобиля или в его багажник.

Исходя из полученных результатов можно сделать вывод, что предлагаемая нами СВУ экономически выгодна чем существующие СВУ емкостного типа.

Литература

1. Исманжанов А.И., Султанов С.К., Расаходжаев Б.С. Инновационная деятельность в сфере солнечных водонагревательных установок. Материалы научно-конференции «Роль научно-технической информации в развитии инновационной деятельности», Ташкент, октябрь 2012г., Ташкент, LineKalsop, UNESCO, 286 с., -С.220-223.
2. Даффи Дж., Бекман У.А. Тепловые процессы с использованием солнечной энергии. - М.: Мир, 1977. - 420 с.
3. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. - М.: Энергия, 1977. - 380 с.
4. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление. Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990, 367с.

ПОЛУЧЕНИЕ КВАЗИПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО ПОТОКА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Ш.Д. Пайзиев, А.А. Симонов, А.И. Камардин

Специализированное конструкторское – технологическое бюро при институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз.

Ташкент, Дурмон йули 28, тел: 2625972, email: payzivev_sh@mail.ru

В данной работе рассматриваются результаты 3D модели солнечного концентратора, позволяющего получить квазипараллельные лучи солнечного излучения и их применения в увеличении эффективностей фотоэлектрических преобразователей и лазеров с солнечной накачкой.

Для повышения эффективности преобразования солнечных элементов (СЭ) и выходной мощности можно использовать многокаскадные солнечные элементы (тандемных, многопереходных, многозонных СЭ) либо устройства спектрального разложения света (с многоспектральными СЭ). В последнем случае солнечное излучение разлагается на несколько узких спектральных полос и излучение из каждой полосы преобразуется с помощью элемента, ширина запрещенной зоны которого выбрана наиболее оптимальной по отношению к спектральному составу данной полосы (рис. 1).

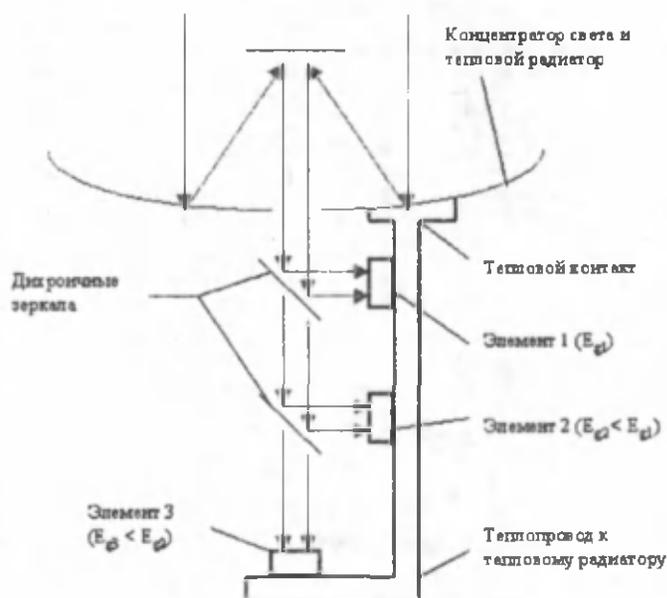


Рис. 1. Возможная конструкция модуля спектрального разложения света.

Дихроичные зеркала разлагают падающий свет, отражая фотоны с высокой энергией на элемент 1 и пропуская фотоны с низкой энергией к элементу 2 и далее к элементу 3. Согласно [1],

при 1000-кратном концентрировании солнечного излучения значение КПД при делении света на два спектральных диапазона теоретически составляет ~60 %, а при делении на 10 полос ~85 %.

В качестве наиболее вероятных материалов для таких фотоэлектрических систем преобразования солнечной энергии рассматриваются комбинации различных гетеропереходов и монопереходов, образующие те или иные гетероструктуры. Наиболее широко применяются монокристаллические гетеропереходы между полупроводниковыми материалами на основе арсенидов, фосфидов и антимонидов Ga и Al, а также фотопреобразователи со структурой AlGaAs-GaAs. Благодаря устойчивости к высоким температурам арсенид-галлиевые ФЭП позволяют применять к ним концентраторы солнечного излучения. Используя зеркала и линзы, можно фокусировать солнечный свет. Рабочая температура фотопреобразователей на GaAs доходит до 180°C.

На рис.2 приведены спектральные зависимости эффективности солнечных элементов, созданных на основе различных материалов (GaInP, GaAs, Ge), из которых следует, что в своем диапазоне длин волн (когда $E\Phi \geq E_g$ для соответствующего материала) эффективность соответствующих СЭ достигает $\eta \sim 80\%$ [2]. Однако предельная эффективность преобразования всего солнечного спектра для каждого СЭ из этих материалов существенно меньше и составляет $\eta \sim 13\%$ для СЭ из GaInP, $\eta \sim 33\%$ – для СЭ из GaAs и $\eta \sim 25\%$ – для СЭ из Ge. Поэтому еще в 1955 году была высказана идея о преобразовании всего спектра солнечного излучения, падающего на определенную поверхность, путем использования набора СЭ, преобразующие соответствующие части солнечного спектра, с последующим суммированием полученной электрической энергии.

Концентраторы света увеличивают КПД фотоэлектрических преобразователей и уменьшают отношение стоимости/эффективности. В настоящее время используются три типа световых концентраторов - преломляющие линзы, такие как линзы Френеля, отражающие концентраторы в виде тарелки (параболические или система Кассегрена), и световодная оптика. Благодаря этим устройствам свет, прибывающий на большую поверхность, может быть сконцентрирован на меньшей ячейке. Отношение концентрации интенсивности (или «солнца») является средней интенсивностью сосредоточенного света, разделенного на 0.1 Вт/см². Использование концентрации порядка 500 -

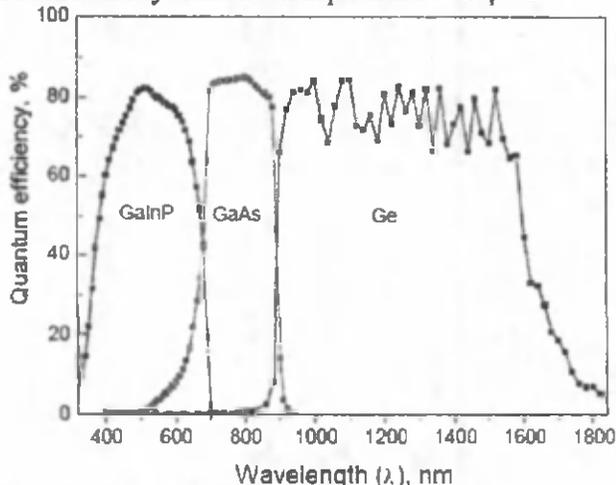


Рис. 2. Спектральные зависимости эффективности солнечных элементов [2].

1000 означает, что 1 см² ячейки может использовать свет, собранный от 0.1 м² площади (так как 1 м² равно 10000 см²), можно достигать высокие КПД, отмеченные до настоящего времени. Ячейки с тремя слоями имеют теоретический предел ~63%, но существующие коммерческие опытные образцы уже продемонстрировали более чем 40%. Это составляет около 2/3 их теоретического максимума. Так если принять это за основу, то для неконцентрированной версии той же самой конструкции можно было бы ожидать 30%-ой эффективности для ячейку с тремя слоями. Однако, это – недостаточные преимущества перед традиционными кремниевыми конструкциями, чтобы восполнить их дополнительные издержки производства. Поэтому почти все исследования многопереходных ячеек для земного использования посвящены системам концентраторов, обычно используемых линз Френеля или зеркал.

Одной из основных проблем на этом пути является обеспечение высокой эффективности дихроичных зеркал, которые требуют, чтобы разлагаемый свет состоял из квазипараллельных лучей с угловой расходимостью не более чем 5°, к тому же система должна обеспечить требуемую концентрацию. Характеристики одного из таких дихроичных зеркал показаны на рис.3.

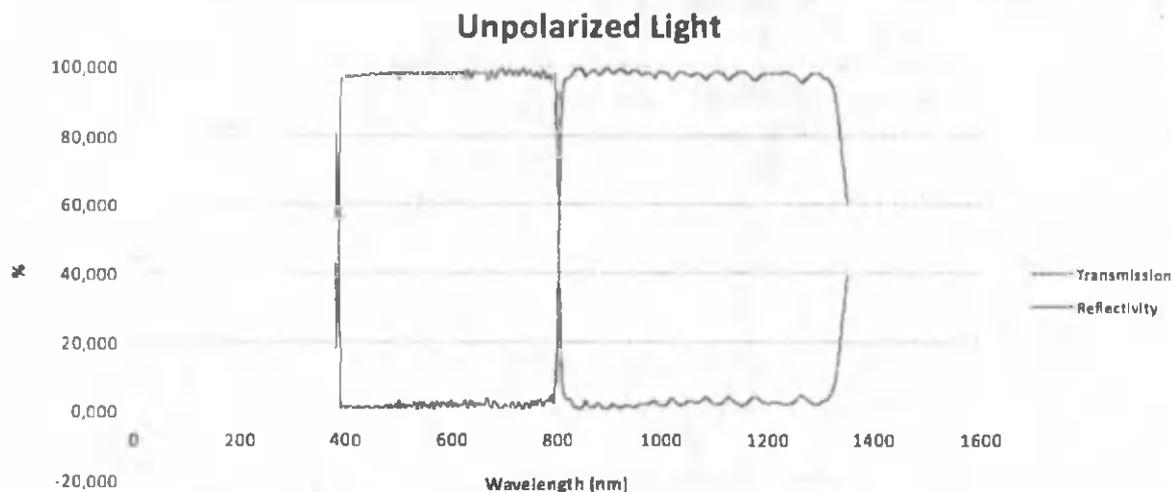


Рис.3. Полосы пропускания и отражения дихроичного зеркала DMSP805 фирмы Thorlabs (www.thorlabs.com).

В связи с этим, в данной работе разработана 3D модель солнечного концентратора с двумя параболическими зеркалами, которая позволяет получить квазипараллельные лучи солнечного излучения, отвечающих вышеотмеченным требованиям. Один из результатов 3D моделирования приведен на рис.4., где соотношение размеров малого и большого зеркал составляло 1/10, степень концентрации потока солнечного излучения ~ 100 , а угловая расходимость лучей была $\sim 1.5^\circ$. При увеличении концентрации путем подбора параметров концентратора наблюдалось увеличение угловой расходимости, так, например, 5° угловой расходимости соответствовал ~ 600 -кратной степени концентрации.

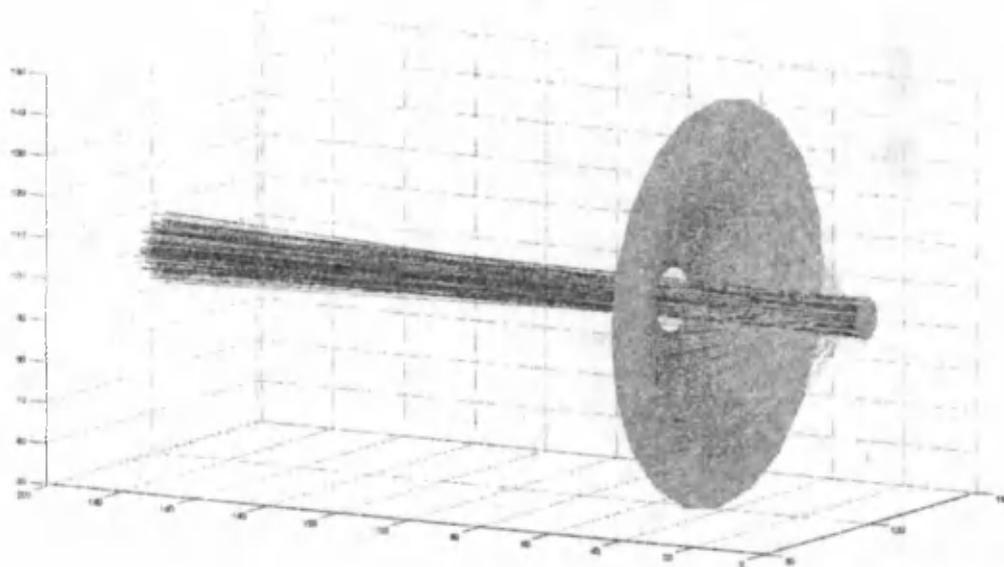


Рис.4. Результат 3D моделирования солнечного концентратора с двумя параболическими зеркалами.

Отметим, что рассмотренная конструкция может быть успешно применена также для эффективного преобразования солнечного света в лазерное излучение с использованием различных активных элементов одновременно.

Литература

1. Wurfel P. Physics of Solar Cells. Weinheim: Wiley-VCH, 185p., 2005 .
2. Т.Ф. Кулюткина, Н.И. Марончук, О.В. Величко, С.Ю. Быковский. Е.В. Мирошниченко. Сверхвысокоэффективные солнечные элементы. «Новые технологии», Научный вестник КУЭИТУ, № 3 (33), с.9-16, 2011.

РАЗРАБОТКА КРУГЛОГОДИЧНОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ БИОГАЗОВОЙ УСТАНОВКИ, АДАПТИРОВАННОЙ К КЛИМАТИЧЕСКИМ УСЛОВИЯМ РЕСПУБЛИКИ

Турсунов М.Н., Раджапов С.А., Сабиров Х., Ширматов А., Турдиев Б.М.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
khurshed@uzsci.net

Сельское хозяйство - это одна из самых важных отраслей производства в мире. Большинство процессов обработки, переработки и хранения продукции можно осуществлять за счет солнечной энергии. Потребность использования солнечной энергии в сельском хозяйстве обусловлена тем, что сельскохозяйственные угодья - это большие площади (поля посева, пастбища) с малой плотностью энергопотребления. Большие территории, площади возделывания и обработки и малые плотности энергопотребления, делает *экономически нецелесообразными сельские районы для централизованного электроснабжения* [1]. Децентрализация электроснабжения объектов сельского хозяйства требует использования автономных нетрадиционных источников энергии, к которым относятся возобновляемые источники энергии. Одним из перспективных направлений разработки возобновляемых источников энергии в условиях сельских регионов Узбекистана является круглогодичное *получение биогаза из отходов животноводческих ферм*, преимущественно из навоза крупного рогатого скота. Крупные животноводческие фермы с поголовьем скота более 200 мясного и молочного направлений имеются почти во всех областях республики. Особенно, это касается Ташкентской области, где благоприятные погодные условия и наличие воды в достаточном количестве создают хорошую возможность развитию животноводческих ферм для коров элитной породы. Биогаз в фермерских хозяйствах может использоваться, как в производственных целях, так и для создания комфортных условий в быту. Биогаз представляет собой преимущественно смесь метана и двуокиси углерода, производится как в естественных, так и в искусственных условиях. Однако, с технико-экономической точки зрения, производство биогаза в искусственных системах наиболее выгодный метод [2]. Образование биогаза - биологический процесс, имеющий место в условиях отсутствия воздуха (кислорода), в процессе которого органические вещества преобразуются в метан (CH_4) и углекислый газ (CO_2). В результате реализации этого процесса получается прекрасное органическое удобрение, а также может быть получен гумус. Одним из определяющих требований для производства биогаза является наличие герметичного контейнера. Биогаз можно получить только в анаэробных условиях, при которых анаэробные бактерии, живущие только в отсутствии кислорода, преобразуют органическое вещество. Биогаз состоит из метана (CH_4) - 55-70%, двуокиси углерода (CO_2) - 30-45%, сероводорода (H_2S) - 1-2%, азота (N_2) - 0-1%, Водород (H_2) - 0-1%. Из-за наличия большого количество углекислого газа биогаз является безопасным (невзрывоопасным) топливом для сельских домов. Процесс ферментации (сбраживания) органических материалов с образованием метана происходит с участием группы микроорганизмов, принадлежащих к семейству метановых бактерий, и представляет собой сложный биологический и химический процессы. В субстрате внутри реактора работают две группы бактерий: метаногеновые и неметаногеновые. Неметаногены при нормальных условиях могут развиваться при кислотности (pH) 5,0-8,5 в температурном диапазоне 25-42°C. Идеальными условиями для метаногенов является pH 6,5-7,5 и температурный диапазон 25-35°C. Это так называемые мезофильные бактерии, которые имеются во всех простых биогазовых установках и могут существовать в широком диапазоне температур от 15 до 40°C. Однако эффективность работы бактерий очень быстро снижается при понижении температуры субстрата ниже 20°C и практически равна нулю при температуре ниже 15°C.

Биогазовая установка (БУ) представляет собой герметичный контейнер, который обеспечивает процесс ферментации органических материалов в анаэробных условиях. Обработка органических отходов в процессе анаэробного сбраживания производит не только биогаз в качестве чистого и удобного топлива, но и прекрасное обогащенное удобрение в виде сброженного навоза. Разложение происходит внутри реактора вследствие бактериального воздействия, в результате которого получаются биогаз и органическое удобрение (навоз), богатое гумусом и другими органическими веществами. Биогаз собирается в верхней части реактора. Основными компонентами БУ являются: реактор, газгольдер, система загрузки, система выгрузки, смесительная емкость и выпускной газопровод [3].

Основная цель работы – *разработка и изготовление круглогодичной эффективной биогазовой установки, получение биогаза для использования в теплице, получение и использование гумуса для поднятия урожая сельхозкультур*. Место расположения биогазовой установки Ташкентская область

Урта Чирчикский район. Необходимое потребление газа объектом (животноводческая ферма) в сутки в среднем составляет 80-100 м³. Основная проблема, которую необходимо решить – необходимость выработки биогаза как в летний, так и в зимний период ноябрь-февраль месяцы, практически не используя дополнительное тепло для поддержки работы установки. Место предполагаемого строительства биогазовой установки каменистое с выходом воды на глубине 3-4 метра. Температура воды на глубине 10-15 метров составляет приблизительно 10-18 °С в зависимости от времени года. Сырьем является навоз крупного рогатого скота, в количестве 200 голов. Максимальная температура за последние 5 лет в зимний период достигает - 14 °С, продолжительность отрицательных температур составляет до 6-7 дней. Максимальное количество солнечных дней в году составляет до 300. Основная идея разработки круглогодично работающей установки биогаза является максимальное использование ресурсов природы по теплоте и минимизация тепловых потерь от установки. Выбрано открытое место, где в течение дня нет тени от предметов или сооружений. Биогазовая установка ориентирована длинной стороной по направлению на юг с тем, чтобы максимально использовать солнечную энергию. С целью минимизации тепловых потерь реактор биогазовой установки сооружен в земле. Стенки и дно реактора представляют собой армированную стальными прутьями сооружение из бетона на основе клинца (дробленый камень) и цемента (см.рис.1) в соотношении 3:1 толщиной не менее 15 см.

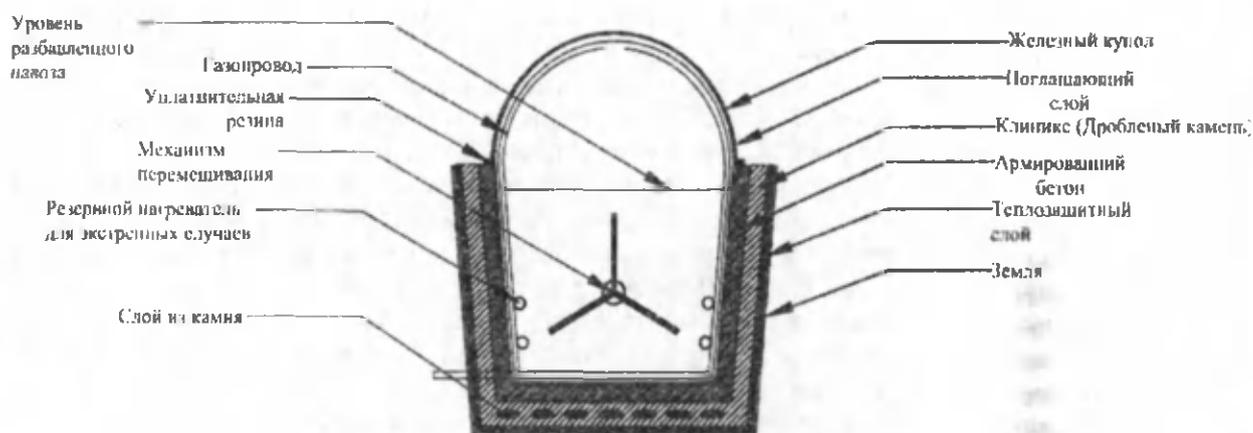


Рис.1. Реактор биогазовой установки, сооружаемой в Земле из строительных материалов, разработанный в Физико-техническом институте.

Такое соотношение цемента и использование дробленого камня предотвращает растрескивание бетона со временем. Сечение сооружения представляет собой трапецию. Нижняя сторона, которой 150 см, а верхняя 210 см. Глубина реактора от поверхности земли составляет чуть более полутора метра. Длина реактора 1000 см. До заложения бетона на дне реактора проведено специальное утепление. Для этого сначала заложен слой гидрозащиты из битума, сверху которого заложен слой камня толщиной 7-10 см. Это предотвращает как контакт с подземными водами, так и утечки тепла, так как передача тепла существенно уменьшается. Вдоль реактора на расстоянии 0,5 метра от дна по его середине установлена труба-мешалка субстрата. Периодически подключением двигателя на одном конце мешалки субстрат перемешивается для увеличения эффективности газовыделения. На верхнюю площадку по периметру положены стальные угольники 10×10 см для закрепления крыши, представляющей собой усеченный стальной цилиндр с радиусом 210 см. Толщина стенки цилиндра составляет 8 мм. Для исключения утечки газа и тепла из мест стыка использована теплоустойчивая плотная резина толщиной 20 мм. Для эффективного использования биогазовой установки в экстренных случаях с относительно сильными морозными днями в биореакторе предусмотрено использование «резервного нагревателя для экстренных случаев», подача и циркуляция горячей воды согласно рис. 1. С восточной и западной сторон биореактора установлены два шлюза для загрузки новой порции разбавленного водой навоза и вывода обработанной смеси. Полная схема биогазовой установки показана на рис.2.

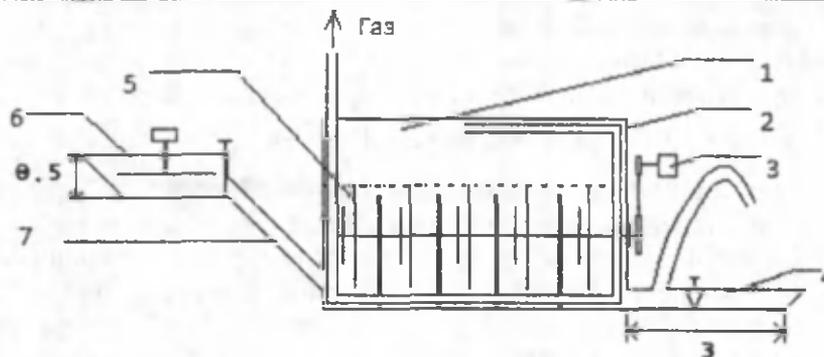


Рис. 2. Принципиальная схема биогазовой установки. 1- реактор с газгольдером; 2- газопровод; 3- электропривод мешалки; 4- выгрузочная труба; 5- мешалка; 6- сборник навоза с мешалкой и измельчителем; 7- вход измельченные навозы.

Система загрузки в реактор представляет собой трубу, изготовленную из цемента. Труба опускается на дно реактора. Верхняя часть трубы выходит в смесительную емкость. В смесительную емкость навоз поступает после сортировки (после очистки от инородных тел и предметов). Размеры смесительной емкости (параллелепипеда) $200 \times 100 \times 150$ см. В реактор навоз после разбавления с водой в соотношении 8×1 поступает поднятием шлюза.

Система выгрузки представляет собой прямоугольный резервуар, соединенный в нижней части с реактором с помощью выпускного отверстия, через которое автоматически удаляется сброшенная масса. Верхняя часть резервуара накрыта крышкой. Выпускная биогазовая труба изготовлена из металла и установлена в верхней части газгольдера. По этой трубе биогаз подается к месту утилизации. В трубе установлен запорный клапан для регулировки или прекращения подачи биогаза. Объем первой загрузки разбавленного водой навоза, в реактор составляет около 20 м^3 . Добавляемая часть разбавленного водой навоза после выхода биогаза ежедневно составляет около 4 м^3 . Температура воды при этом не ниже 20°C . Газ, выделяемый по ходу реакции в биореакторе, по газопроводу пропускается по дну реактора для относительного нагрева объема за счет отдачи им тепла. Таким образом, в конструкции реактора биогазовой установки учтены все возможности минимизации потерь тепла и сохранения тепловой энергии для поддержки реакции образования газа в объеме реактора [4].

Литература

1. Захаров А.А. Практикум по применению теплоты и теплоснабжению в сельском хозяйстве, М., Колос, 1985 г.
2. Амерханов Р.А., Драганов Б.Х.. Проектирование систем теплоснабжения сельского хозяйства, Краснодар, 2001 г.
3. <http://eurolabgas.ru/ustanovka-polucheniya-biogaza>. Установки для получения биогаза
4. http://knowledge.allbest.ru/physics/2c0b65635b3bd78a4d43b88421206c27_0.html
5. Расчет биогазной установки

САМОРЕГУЛИРУЮЩИЕСЯ ТЕПЛОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И УСТРОЙСТВА НА ИХ ОСНОВЕ ДЛЯ СИСТЕМ СОЛНЕЧНОГО ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ

Рашидов Ю.К., Султанова Ш.Ю., Рашидова Л.Ю.

Ташкентский архитектурно-строительный институт,
100011, г.Ташкент, ул.Навои, д.13, rashidov_yus@mail.ru

При проектировании систем солнечного теплоснабжения (ССТ) приходится сталкиваться со специфическими гелиотехническими задачами, связанными с защитой от замерзания солнечных коллекторов (СК), с высокоэффективным стратификационным аккумулированием теплоты и стабилизацией температуры нагрева теплоносителя, которые могут быть значительно проще и экономичнее решены при использовании саморегулирующихся теплогидродинамических процессов (СТП) и саморегулирующихся устройств (СУ) на их основе [1, 2].

Как показывает опыт создания СУ для ССТ, они могут быть разработаны в виде простейших активных элементов, режимы функционирования которых требуют соответствующих расчетов устройств на некоторые критические параметры, обеспечивающие возникновение эффектов саморегулирования в условиях нестационарного или неизотермического потока жидкости. Рассмотрим некоторые примеры.

Отличительной особенностью самодренлирующегося гелиоконтра [3], содержащего СК 1 и теплообменник 2, является сообщение дренажного бака 3 с циркуляционными трубопроводами через суженное сечение трубы Вентури 4 (рис.1, а), которая при определенном критическом соотношении диаметров $(D/d)^{5/2}$ широкой D и узкой (горловины) d частей трубы Вентури работает в режиме гидродинамического триггера. Вследствие этого при остановке насоса 5 СК дренируется, а при его включении циркуляция теплоносителя в гелиоконтуре осуществляется при избыточном гидростатическом давлении теплоносителя, характерном для традиционных систем с высокорасположенным расширительным баком. По сравнению с известными самодренлирующимися системами исключены затраты энергии на преодоление избыточного гидростатического давления теплоносителя, теряемого в них в точке присоединения дренажного бака.

Действие саморегулирующегося стратификационного аккумулятора [4], исключающего перемешивание греющего и нагреваемого теплоносителей, поступающих в аккумулятор из контуров зарядки и разрядки, основано на естественном расслоении воды в баке под влиянием объемных (архимедовых) сил в условиях принудительной циркуляции (рис.1, б). Для этого служат перфорированные трубы подвода 1, 3 и отвода 2, 4 греющего и нагреваемого теплоносителей, в которых площади перфорационных отверстий рассчитаны по условиям обеспечения раздачи и отбора жидкости из соответствующих температурных слоев. Перфорированные трубы являются активными элементами аккумулятора, работающими в режиме теплового триггера и способными самостоятельно переключаться между двумя устойчивыми состояниями раздачи и отбора греющего и нагреваемого теплоносителей в зависимости от их температуры благодаря действию архимедовых сил, которые становятся соизмеримыми с силами инерции при критическом значении параметра условной щели μf^{kr} .

Особенностью саморегулирующегося термосифонного гелиоконтра [5] является то, что он имеет постоянную температуру воды на выходе из СК. Прямоточный саморегулирующийся гелиоконтур (рис.1, в) разомкнут и патрубок подачи 1 горячей воды в баке-аккумуляторе 2 установлен выше уровня воды на критическую высоту h . Так как, гидравлическое сопротивление гелиоконтра повышено за счет гидростатического столба высотой h , вода при наличии солнечной радиации сможет поступить в бак только нагревшись в СК 3 до требуемой температуры, которую можно регулировать, поднимая или опуская патрубок излива 1, служащим воздушным гидравлическим затвором. Он является активным элементом саморегулирующегося термосифонного гелиоконтра, работающего в режиме теплового диода и кроме стабилизации температуры нагрева воды в СК предотвращает её обратную циркуляцию, обеспечивая этим передачу теплоты только в одном направлении.

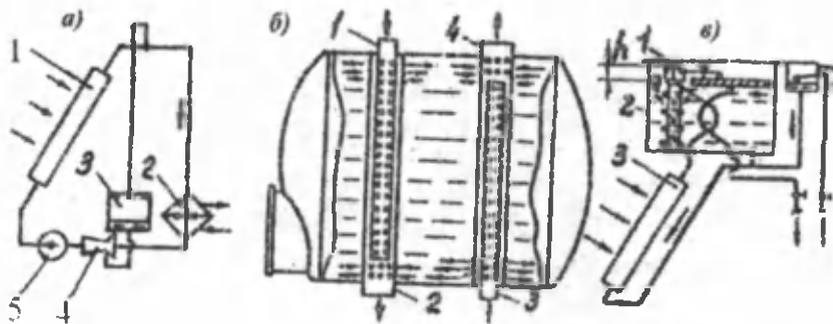


Рис.1. Принципиальная схема самодренлирующегося гелиоконтра (а), стратификационного аккумулятора (б) и саморегулирующегося термосифонного гелиоконтра (в)

Применение трубы Вентури позволяет по сравнению с обычным самодренлирующимся контуром снизить до 65-80% потери гидростатического давления, связанные с разрывом струи. Энергетическая эффективность такого гелиоконтра оценивается по относительной экономии энергии на привод насоса

$$\Delta \xi_{\text{в}} = \frac{\left(\frac{D}{d}\right)^{5/2} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} - \frac{1}{\alpha_2} \zeta_{\text{в}}\right) - 1}{\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \left(\frac{D}{d}\right)^{5/2} + \frac{1}{\alpha_2} \zeta_{\text{пр}}} \quad (1)$$

Существенное влияние на энергетическую эффективность $\Delta \bar{\mathcal{E}}_B$ оказывают геометрические $(D/d)^{kp}$ и гидродинамические (ζ_B) характеристики трубы Вентури, оптимальным местом размещения которой, согласно проведенному анализу распределения давления в гелиоконтуре, является всасывающий патрубок насоса.

Для расчета критических геометрических размеров трубы Вентури в зависимости от высоты СК H , скорости основного потока W^* и коэффициентов Кориолиса α_1 и α_2 в различных сечениях трубы Вентури получена формула

$$\left(\frac{D}{d}\right)^{kp} = \sqrt[4]{\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \left(1 + \frac{2gH}{\alpha_2 W_2^{*2}}\right)} \quad (2)$$

Для расчета критического параметра условной щели и относительной скорости истечения воды по длине перфорированного водораспределителя стратификационного аккумулятора получены следующие зависимости:

$$\mu_f^{kp} = \begin{cases} 1,5\pi Ri [1 - (1 - 2Ri)^{1,5}]^1 & Ri \leq 0,5 \\ 1,5 \text{Arc sin}(2Ri)^{-0,5} & Ri \geq 0,5 \end{cases} \quad (3)$$

$$\bar{v}_z^{kp} = \begin{cases} \frac{\pi}{2} \cos \frac{\pi}{2} \bar{x} & Ri < 0,5 \\ 1,5\sqrt{\bar{x}} & Ri > 0,5 \end{cases} \quad (4)$$

Для случая отсоса потока критический параметр условной щели

$$\mu_f^{kp} = \frac{3}{\sqrt{8}} \text{Arsh} \frac{1}{\sqrt{Ri}} \quad (5)$$

Для гелиоконтур с воздушным гидравлическим затвором в виде патрубка излива (см. рис. 1, в) составлено уравнение:

$$-agh_1(t_2 - t_1) = (S + \alpha_2 A) \frac{\eta^2 E^2}{C_p^2 (t_2 - t_1)^2} + gh_2(at_2 + b) \quad (6)$$

Уравнение (6) решали относительно температуры воды t_2 на выходе СК.

Из (6) видно, что при $(S + \alpha_2 A) \rightarrow 0$, температура горячей воды t_2 не зависит от интенсивности солнечной радиации, а определяется лишь температурой холодной воды t_1 при постоянных h_2 и h_1 , т.е. система полностью саморегулируема.

Для замкнутого гелиоконтур ($h_2 = 0$) решение уравнения (6) относительно температуры горячей воды имеет вид

$$t_2 = t_1 + \sqrt[3]{\frac{(S + \alpha_2 A)\eta^2 E^2}{-agh_1 C_p^2}} \quad (7)$$

Из (7) видно, что для замкнутого гелиоконтур с уменьшением гидравлических потерь уменьшается зависимость t_2 от интенсивности солнечной радиации. При $(S + \alpha_2 A) \rightarrow 0$ система также полностью саморегулируема, однако, при этом $t_2 \rightarrow t_1$. В замкнутом гелиоконтуре высокая стабильность может быть достигнута только при малых, менее чем 10 °С, перепадах температур на солнечном коллекторе.

Для оценки влияния кратности циркуляции воды на суточную эффективность термосифонной системы рассмотрена математическая модель работы гелиоконтур без водоразбора при квазистационарном режиме и отсутствии перемешивания воды в баке. Получено выражение, характеризующее соотношение суточной эффективности термосифонной системы при однократной и многократной циркуляции теплоносителя через солнечный коллектор

$$\frac{Q_0}{Q_M} = \frac{U_{LM} [1 - \exp(-U_{LO} F^0 / g_1 C_p)] [E(\tau\alpha) - U_{LO} (t_H - t_B)]}{U_{LO} [1 - \exp(-U_{LM} F^0 / g_1 C_p)] [E(\tau\alpha) - U_{LM} (t_H - t_B)]} \quad (23)$$

Установлено, что при нагреве воды от 10 до 60° заметное увеличение (от 3 до 7 %) производительности коллектора с ростом кратности наблюдается только при $n > 5$. Для реальных кратностей циркуляции ($n=1,5 \div 3$), наблюдаемых в термосифонных системах, эти различия пренебрежимо малы (менее 1,5 %).

Литература

1. Рашидов Ю.К. Альтернативный метод расчёта систем солнечного теплоснабжения // Гелиотехника - Ташкент, 2006. - № 3, С. 83-86.
2. Rashidov Yu.K. Alternative method of perfection of systems solar warmly of supply on a basis synergetic of processes of self-organizing and self-regulation. International Journal for Alternative Energy and Ecology ISJAEE.- Sarov.- № 5 (37) 2006, pp.89-90.
3. А.С. 635371. Система гелиотеплоснабжения/ Каем Ю.З., Насонов Е.А., Рашидов Ю.К.// Б.И.- 1978. - № 44.
4. А.С. 989264. Тепловой аккумулятор Ю.К.Рашидова / Рашидов Ю.К.// Б.И.- 1983. - № 2.
5. А.С. 830084. Гелиосистема горячего водоснабжения/Насонов Е.А., Рашидов Ю.К.//Б.И.- 1981.-№18.

ТЕПЛО-И МАССООБМЕН В ПАРНИКОВОМ СОЛНЕЧНОМ ОПРЕСНИТЕЛЕ С ДВУХСКАТНЫМ РАВНОБЕДРЕННЫМ ТРЕУГОЛЬНИКОМ

Мирзаев М.С., Ибрагимов С.С., Ражабов Б.Х., Мирзаев Ш.М.

Бухарский государственный университет

Для решения народнохозяйственных задач, в частности для получения питьевой воды, особый интерес вызывает, когда используется солнечная энергия. В настоящее время для опреснения минерализованной воды солнечным излучением требуются сравнительно простые модели установок.

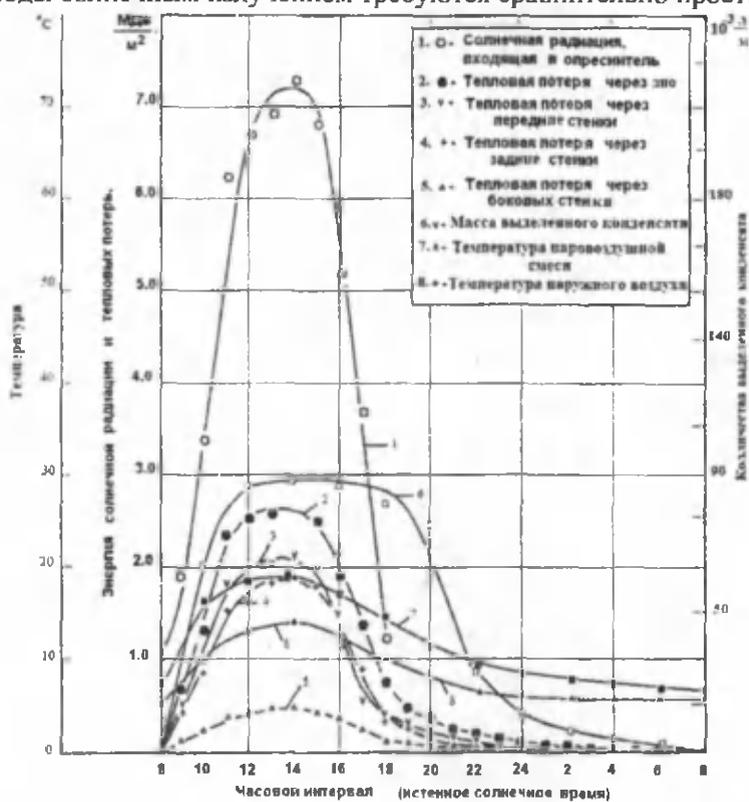


Рис.1. Зависимость некоторых исследуемых тепло-технологических параметров от времени.

Работа опреснителя: солнечная радиация, проходящая через полиэтиленовую поверхность, нагревает световой экран из черной пленки, от бортовки и боковых стенок корпуса теплоизолированной емкости, большая часть теплового потока поглощается непосредственно минерализованной водой. От светового экрана тепловой поток передается на нагрев и испарение минерализованной воды образующейся водовоздушной смесью, которая конденсируется на поверхности внутренней двухскатной и боковых поверхностях полиэтиленовой пленки к стенкам. Стекающий по внутренним стенкам конденсат собирается в донной части II опреснителя, откуда попадает в емкость.

От данного опреснителя в испытаниях по отношению к входящему внутрь опреснителя солнечной энергии ($22,5 \frac{\text{МДж}}{\text{м}^2}$ в сутки), выход конденсата достигает порядка 7-8 л в сутки с площади м^2 испарения воды [1].

Результаты натуральных экспериментальных исследований оптимального режима работы солнечного опреснителя представлены на рис.1. как зависимость некоторых теплотехнических параметров установки от часового интервала.

Следует отметить, что в камерах парниковых солнечных опреснителей имеет место тепло- и массообмен, осложненный фазовыми превращениями на поверхностях минерализованной воды и на поверхности полиэтиленовой пленки.

Имеются работы, посвященные раздельному изучению процесса испарения с плоской поверхности в общий объем, процесса конденсации пара из паровоздушной смеси на наклонную поверхность [2].

Коэффициенты теплоотдачи и конвективный тепловой поток в исследуемом опреснителе представляются следующими исходными данными.

Для процесса испарения воды:

-температура минерализованной воды в течении суток изменяется от $t_1 = 27^\circ\text{C}$ до $t_2 = 50^\circ\text{C}$;

-толщина минерализованной воды, который наполнен в емкость, $d = 0,9\text{м}$;

-теплота парообразования воды, $r = 2300 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$;

-ускорения силы тяжести, $g = 9,81 \frac{\text{М}}{\text{с}^2}$;

-средняя температура $\bar{t} = \frac{t_1 + t_2}{2} = 38,5^\circ\text{C}$.

Исходные данные для расчета: температура паровоздушной смеси- $38,5^\circ\text{C}$: коэффициент теплопроводности- $\lambda = 0,627 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; диффузионное число Прандтля - $\text{Pr} = 4,36$; кинематическая

вязкость паровоздушной смеси- $\nu = 0,659 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$, коэффициент объемного расширения

паровоздушной смеси- $\beta = \frac{1}{T} = \frac{1}{311,5} = 3,21 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{К}}$ [3].

Критерий Грасгофа вычислен по формуле:

$$\text{Gr} = \frac{g\beta(t_1 - t_2)d^3}{\nu^2} = \frac{9,81 \cdot 3,21 \cdot 10^{-3} \cdot 23 \cdot (0,03)^3}{(0,659 \cdot 10^{-6})^2} = 45,06 \cdot 10^6.$$

Для расчета коэффициента теплоотдачи в условиях естественной конвекции в большом объеме теплоносителя обычно пользуются критериальной зависимостью вида [4]:

$$\bar{Nu} = B(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^n.$$

По значению произведения $\text{Gr} \cdot \text{Pr} = 45,06 \cdot 10^6 \cdot 4,36 = 1,96 \cdot 10^8$ значения B и n выбраны из работы [4] как $B=0,135$, $n=1/3$.

Тогда число Нусселя имеет значение:

$$\bar{Nu} = 0,135(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{1/3} = 78.$$

Условный коэффициент теплоотдачи на поверхности испарителя:

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{Nu} \cdot \lambda}{d} = \frac{81 \cdot 0,627}{0,9} = 54,34 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Тепловой поток испускаемый через площади поверхности минерализованной воды:

$$Q = \bar{\alpha} \cdot F \cdot (t_1 - t_2) = 54,34 \cdot 2,03 \cdot 23 = 2537 \text{Вт}.$$

Для процесса конденсации:

Условный коэффициент теплоотдачи от передней поверхности (южной стороны) конденсации, при исходных данных: $t_1 = 29^\circ\text{C}$, $t_2 = 41^\circ\text{C}$, $\bar{t} = 30^\circ\text{C}$. $\lambda = 0,612 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{C}}$, $Pr = 5,45$, $\nu = 0,805 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$, $\beta = 3,3 \cdot 10^{-3}$ [3], $Gr = 5,45$; $Gr \cdot Pr = 2630,17$, $\bar{Nu} = 3,861$ и $\bar{\alpha}_{\text{пер}} = 3,38 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{K}}$, $F = 1,6875\text{м}^2$

Тепловой поток, расходуемый через поверхность полиэтиленовой пленки:

$$Q_{\text{пер. пов.}} = 3,38 \cdot 1,69 \cdot 12 = 68,45 \text{ Вт}. \quad Q_{\text{пер. пов.}} = Q_{\text{зад. пов.}} = 68,45 \text{ Вт}.$$

Литература

1. Ражабов Б.Х., Абдуллаев Ж.М., Мирзаев Ш.М. Оптимизация геометрических размеров парникового однокаскадного солнечного опреснителя с учетом аккумуляирования солнечной энергии // Доклады академии наук Р.Уз. 2010. №2. с. 39-44.
2. Исаченко В.П., Осина В.А., Сукомель А.С. Теплопередача. М.-Л., «Энергия», 1965.
3. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М., «Энергия». 1973.-320 ст.
4. Баскаков А.П., Берг О.К., Кузнецов Ю.В., Филипповский Н.Ф. Теплотехника. Учебник для вузов. Под. Ред. Басканова А.П.-М., Энергоиздат, 1982.-264 ст.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БИОГАЗА В КОГЕНЕРАЦИОННОЙ УСТАНОВКЕ

З.У.Саипов З.У., Р.А.Захидов

Энергетика является одной из основ развития экономики современного общества. Недостаточность производства электроэнергии, ее растущая дороговизна сдерживают развитие отраслей промышленности и сельского хозяйства. Энергетические предприятия, построенные усилиями советского государства для производства электрической и тепловой энергии, имеют громадные мощности, однако в настоящее время многие из них имеют низкое качество электроэнергии и изношенность тепло- и электросетей. При эксплуатации этих электростанций, получение электричества и тепла заключается в их раздельной генерации (электростанция и котельная) и значительная часть энергии первичного топлива не используется, так как основное количество выработанного тепла сбрасываются в атмосферу через конденсаторы пара, градирни и т.п.

Технология когенерации является одной из ведущих в мире. Уровень распространения когенерации в мире позволяет утверждать, что это наиболее эффективная (из существующих) технология энергообеспечения для наибольшей части потенциальных потребителей. В Нидерландах, Италии, Дании, Австрии, Финляндии доля когенерации в общем объеме произведённой энергии уже сейчас свыше 20% и этот показатель растёт, также как и в других странах. Важнейшими ее чертами следует признать высочайшую эффективность использования топлива, более чем удовлетворительные экологические параметры, а также автономность систем когенерации. Комбинированное производство электрической и тепловой энергии - это уникальная концепция, сочетающая преимущество когенерации, распределенной энергетики и оптимизации энергопотребления.

В Узбекистане энергетическое оборудование централизованных систем, дающих тепловую и электрическую энергию, выработало свой ресурс, технически устарело и требует незамедлительного обновления. Опыт последних лет обнажил недостатки централизованных систем, которые при передаче электроэнергии и тепла горячей воды сопровождаются, соответственно, 10% и 30% потерями.

Главным фактором, заставляющим переходить на альтернативные средства снабжения теплом и электроэнергией, является изношенность тепло- и электросетей, а также низкое качество электроэнергии. Этой альтернативой стали когенерационные установки малой мощности, так называемые мини-ТЭЦ, способные обеспечить тепловой и электрической энергией отдельные здания или предприятия.

Различают когенерационные системы на базе газотурбинных и газопоршневых установок, микротурбин. Реже используются двигатели, работающие на дизельном топливе. Еще одним критерием классификации может служить вид топлива. Дело в том, что происхождение газа бывает разным. Среди прочих особо перспективными считаются шахтный метан, биогаз и свалочный газ.

Газотурбинные установки можно использовать во многих отраслях народного хозяйства, но основные сегменты потребления - это все же нефте- и газодобывающая сферы, металлургическая промышленность, а также энергетика.

Микротурбинные установки работают по тому же принципу, что и ГТУ, но имеют меньшие размеры и, соответственно, мощность. Также отличительной чертой когенерационных установок на базе микротурбин является компактность конструкции, что дает несомненное преимущество при реализации проектов в ограниченном пространстве, например, в зданиях.

Газопоршневые установки (ГПУ) не нуждаются в особом представлении. Это агрегаты, работающие от двигателей внутреннего сгорания, топливом для которых служит газ. Фактически это аналог дизель-генераторных электростанций, которые, кстати, также можно переделать под данный вид топлива.

Самыми востребованными агрегатами для построения когенерационных систем стали газопоршневые установки. Они завоевали популярность прежде всего за счет относительной простоты обслуживания и легкости управления, более низкой стоимости и более высокого показателя полного КПД (сумма электрического и теплового КПД).

С целью эффективного использования энергии, можно значительно уменьшить общее ее потребление путем применения когенерации (совместного производства электроэнергии и тепла), и при этом большая часть тепла может быть утилизирована и использована для отопления, горячего водоснабжения или технологических нужд. Это повышает суммарную эффективность с 50-60 % для электростанций и котельных до 90% в системах когенерации.



Рис. 1. Преимущество когенерации

В качестве топлива для таких когенерационных установок может использоваться природный газ, пропан, биогаз, попутный нефтяной газ, газ сточных вод и др. Производство собственной энергии позволяет не зависеть от теплоэнергетических компаний и существенно сократить собственные затраты на энергоносители.

Внедрение биогазовых установок в сельской местности позволит использовать биогаз не только для работы бытовых приборов, но и для выработки электричества и тепловой энергии при помощи когенерационных установок.

В настоящее время в мире биогаз применяется, в основном, для комбинированной выработки электричества и тепла в когенерационных установках. Для этого газовую смесь сушат, подвергают сероочистке и затем подают в газопоршневой двигатель, который приводит во вращение генератор. Произведенный таким образом электрический ток поступает в сеть. Тепло из системы охлаждения двигателя и выхлопных газов отводится посредством теплоносителя для дальнейшего использования. Часть этого тепла (15-30%) необходимо для отопления ферментера, так как бактериальные штаммы, отвечающие за разложение биомассы, наиболее продуктивны при температурах 37 °С (мезофильные)

или 55 °С (термофильные). Остальное тепло может быть использовано различными потребителями. Наиболее эффективны установки с круглогодичным использованием тепла.

Производство электрической и тепловой энергии в установках на базе двигателя внутреннего сгорания - наиболее распространенный способ извлечения выгоды от биогазовой станции. Электроэнергия может круглогодично использоваться как собственных нужд, так и для подачи в сеть.

Из 1 м³ биогаза вырабатывается одновременно 2,4 кВтч электрической +3,2 кВтч тепловой энергии.

Условия для использования в биогазовых генераторных установках

1. Температура натурального газа не должна превышать 40°С, когда дистанция между газом и

клапаном, регулирующим давление для всасывания воздуха составляет менее 1м.

2. Диапазон давления данной биогазовой генераторной установки должен находиться в промежутке 3кПа~10кПа и колебание частоты не должно превышать 1кПа/мин.

3. Состав метана в биогазе не должен быть ниже, чем 45% и колебание частоты не должно превышать 2%/мин.

4. Состав H₂S не должен превышать 200млгр/Нм³ и состав NH₃ не должен превышать 20млгр/Нм³.

5. Степень структурированности смеси не должна превышать 5µm и состав смеси не должен превышать 30млгр/Нм³.

6. Состав воды в биогазе, используемой в данной биогазовой генераторной установке, не превышает 40гр/Нм³.

Газы, которые не превышают данной кондиции, в биогазовой генераторной установке не должны быть использованы, а только после соответствующей регуляции биогазовой генераторной установки согласно специфическим условиям, давлению, температуре и пр.

Преимущества когенерационных установок по сравнению с аналогами:

- замены масла не 500, а 2000 моточасов,
- высокий эл. КПД до 40 %, сумм.КПД эл.+тепло до 90%,
- высшая надежность.

Для рентабельности биогазовой установки решающим фактором является КПД при выработке электроэнергии. При сравнении эффективности выработки энергии различают такие уровни эффективности:

1. Механический КПД двигателя в генераторе – соотношение между выработанной в двигателе механической энергией и потенциалом энергии использованного горючего. Часто механический и электр. КПД генератора упрощенно приравнивают (среди прочего чтобы получить преимущества перед конкурентами), чего допускать не следует. Механическое КПД зависит от типа двигателя и его размеров, для газовых и газожидкостных двигателей он составляет до 45%.

2. КПД генератора: в генераторе происходит преобразование механической энергии в электрическую. КПД остальных генераторов с мощностью более 20 кВт составляет 90-96%. Все остальное превращается в тепло генератора.

3. Электрический КПД: чтобы рассчитать электр. КПД генератора, необходимо механический КПД умножить на КПД генератора. Пример: 40% механич. КПД и 93% КПД генератора дают электр. КПД $0,40 \times 0,93 = 37,2\%$

4. Термический КПД: кроме механической энергии при переходе энергии от одного вида в другой в двигателе возникает большое количество избыточного тепла, частично в виде отработанных газов, а частично в охлаждающей жидкости, все остальное содержится в тепловом излучении. Термический КПД как правило выше электрического; он достигает в зависимости от типа строения двигателя и размеров, а также температуры используемого отводимого тепла до 55%.

Литература

1. Газотурбинные электростанции для автономных энергетических систем, «Энергетика и промышленность России» №9, сентябрь 2004 г
2. Вагин Г.Я., Лоскутов А.Б., Мамонов А.М. Автономные когенерационные установки (мини-ТЭЦ) модульного типа: Известия академии инженерных наук им. А.М.Прохорова, том 15. – М. – Н.Новгород, 2005. – С.280-289.

3. Мамонов А.М. Концепция применения мини-ТЭЦ в системах энергоснабжения. // V Международная молодежная научно-техническая конференция «Будущее технической науки»: Материалы докладов. – Н.Новгород, НГТУ, 2006. – С.64-65.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ТОПЛИВНО-СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Захидов Р.А., Анарбаев А.И.

Институт энергетики и автоматизации АН РУз.

100125, ул. Дурмон Юли-29, 266-09-21, anizan6004@umail.uz

Одной из важных проблем при разработке комбинированных топливно-солнечных систем теплоснабжения является определение верхних пределов предварительного подогрева воды за счет солнечной энергии, т.к. это влияет на эффективность работы как солнечных коллекторов, так и газовых котлов. Для этого при моделировании тепловых процессов в системе определяется оптимальное положение по высоте соединенных с солнечными коллекторами выводов теплообменника гелиоконтур, располагаемого в баке-аккумуляторе.

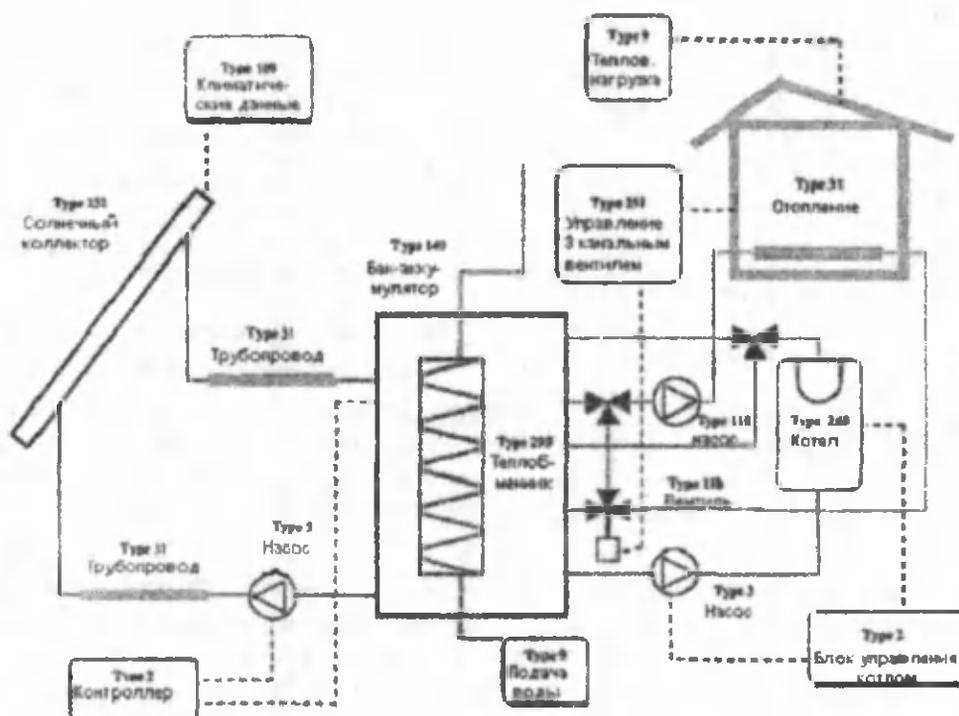


Рис. 1. Общая расчетная схема в компьютерной программе TRNSYS модулей комбинированной топливно-солнечной системы теплоснабжения.

На рис.1 показана схема комбинированной топливно-солнечной системы для моделирования в компьютерной среде TRNSYS. Она включает основные компоненты системы: газовый котел как вспомогательный нагреватель, бак-аккумулятор, гелиоконтур, потребление горячей воды. Моделирование производилось для одноконтурной системы с базовыми показателями площади коллекторов 12 м², объемом бака-аккумулятора 800 литров, расходом теплоносителя через коллекторы 12 кг/ч.

Газовый котел, как дублирующий источник, является наиболее чувствительным компонентом комбинированной солнечно-топливной системы. Поэтому исследовав его характеристики при изменении параметров солнечных компонентов, возможно определить оптимальные параметры комбинированной системы в целом.

Прежде всего, необходима проверка того, как установка более низких уровней мощности конденсационного котла для рабочих режимов обеспечивает сокращение числа запусков котла. Результаты моделирования на рис.2 показывают, что при уменьшении мощности котла меньше чем 30 % от максимальной мощности не происходит дальнейшего существенного сокращения числа его запусков автоматической горелкой. Это объясняется относительно высокой температурой отбора и массового расхода нагретой воды из котла. Эти факторы фактически не позволяют котлу работать в более низком

диапазоне модуляции. Другой причиной является низкая температура подпиточной воды, входящей в котел, что делает необходимым увеличение мощности при выработке им тепловой энергии.

Если минимальная допустимая мощность работающего котла поднята выше 30 %, число запусков котла растет по экспоненте (рис.2). При моделировании не проявляется никакой корреляционной связи между запусками горелки и эффективностью котла. Однако, в эксплуатации происходит уменьшение эффективности котла при очень высоком числе запусков горелки котла в автоматическом режиме для заданной температуры.



Рис.2. Эффективность котла и число запусков горелки котла в зависимости от минимального диапазона модуляции газового котла.

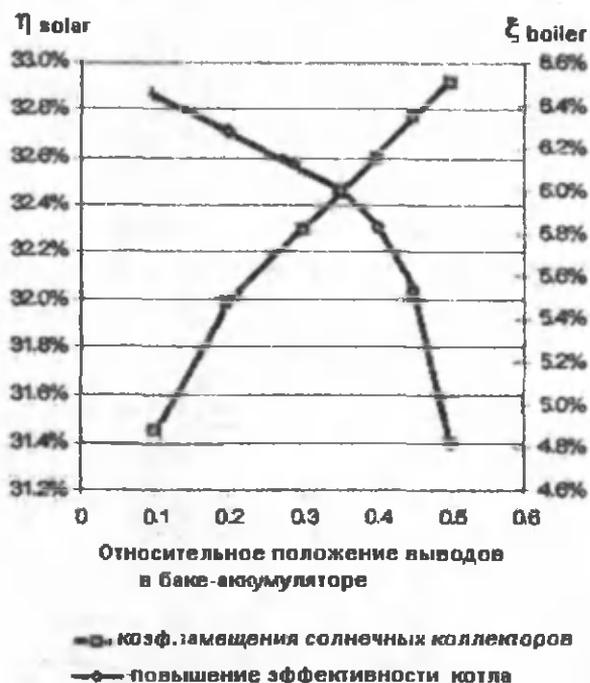


Рис.3. Коэффициент замещения тепловой нагрузки солнечной частью и эффективность котла в зависимости от положения по высоте выводов теплообменника из бака-аккумулятора к газовому котлу.

Оптимальное положение выводов теплообменника, связанного с котлом, по высоте бака-аккумулятора, находится из соотношения между эффективностями солнечной части и котла. Эффективность солнечных коллекторов обеспечивается в том случае, когда температура нагретой воды не сильно превышает температуру наружного воздуха. Большая разница приводит к большим конвективным потерям и снижению эффективности работы солнечных коллекторов.

На рис.3 представлены показатели повышения эффективности котла (ξ_{boiler}) и коэффициента замещения тепловой нагрузки солнечной энергией (η_{solar} %) в зависимости от высоты расположения соответствующих теплообменников в баке-аккумуляторе. Как и ожидалось, два графика имеют противоположный характер изменения. Более низкой по высоте позиции выводов теплообменника солнечных коллекторов от бака-аккумулятора соответствует небольшая температура воды, поступающей для её догрева до заданной температуры 65-70°C во вспомогательный нагреватель - котел.

Следовательно, котел имеет более высокую эффективность, но при этом уменьшается теплопроизводительность солнечной части системы. При более высокой позиции теплообменника гелиоконтура эффективность работы котла снижается. Таким образом, требуется определить оптимальное соотношение между эффективностями обоих источников тепловой энергии.

Как показывают результаты моделирования, показанные на рис.3, оптимальное соотношение производительности в комбинированных топливно-солнечных источниках тепловой энергии, получается на относительной высоте выводов из гелиоконтура по высоте бака-аккумулятора 0.4±0.45.

Литература.

1. Дж.А.Даффи, У.А.Бекман. Тепловые процессы с использованием солнечной энергии. М., Изд. «Мир», 1977, 420 с.

ЭФФЕКТИВНАЯ ПОГЛОЩАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ЗАЧЕРНЕННОЙ ТЕПЛОБМЕННОЙ ПАНЕЛИ ПЛОСКИХ СОЛНЕЧНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ

Н.Р. Аvezова¹, Р.Р. Аvezов², Н.Т. Рустамов³, Ш.К. Ниязов⁴

¹Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз, ²ООО "Solar-Plus", ³Международный казахско-турецкий университет, ⁴Гулистанский государственный университет, avezov@uzsci.net

Поверхностная плотность потока поглощенного зачерненной ЛПП ТП ПСК суммарного СИ ($q_{\text{погл},j}^{\Sigma}$), как правило, складывается из поверхностных плотностей потоков поглощенного прямого ($q_{\text{погл},j}^{\text{пр}}$) и диффузного ($q_{\text{погл},j}^{\text{диф}}$) СИ, т.е.,

$$q_{\text{погл},j}^{\Sigma} = q_{\text{погл},j}^{\text{пр}} + q_{\text{погл},j}^{\text{диф}} \quad (1)$$

В существующей практике [1, 2] в целях упрощения процедуры расчетов значения $q_{\text{погл},j}^{\text{пр}}$ и $q_{\text{погл},j}^{\text{диф}}$ в (1) определяются без учета влияния отраженного от светопрозрачного покрытия (СП) корпуса ПСК (во внутрь) диффузного солнечного излучения, которое, в свою очередь, отражено от ЛПП ТП коллекторов рассматриваемого типа. Несмотря на то, что относительная погрешность результатов расчетов при этом не очень велика (1,5-2%), такой подход определения справедлив только для случая идеального, т.е. для абсолютно черной ЛПП, для которой значение направленной поглотительной способности (α_p) равно единице. В самом деле, как известно, в природе подобные ЛПП не существуют.

В связи с этим задачу определения поглотительной способности суммарного СИ ЛПП ТП ПСК рассмотрим несколько подробно.

Часть прямого СИ, прошедшего сквозь СП корпуса ПСК

$$q_{\text{прощ},j}^{\text{пр}} = \tau_{c,\text{эфф}}^{\text{пр}} q_{\text{пад},j}^{\text{пр}}, \quad (2)$$

равная

$$q_{\text{погл},j}^{\text{пр}} = \alpha_p^{\text{пр}} q_{\text{прощ},j}^{\text{пр}}, \quad (3)$$

поглощается ЛПП ТП коллектора, а часть равная

$$q_{\text{отр},j}^{\text{пр}} = \rho_p^{\text{пр}} q_{\text{прощ},j}^{\text{пр}} \quad (4)$$

отражается обратно в сторону СП.

В (2)-(4)

$$\tau_{c,\text{эфф}}^{\text{пр}} = \frac{(1 - \rho_c^{\text{пр}})^2 (1 - \alpha_c^{\text{пр}})}{1 - [\rho_c^{\text{пр}} (1 - \alpha_c^{\text{пр}})]^2} \quad (5)$$

- эффективная пропускательная способность СП коллектора прямого СИ; $\alpha_p^{\text{пр}}$ - направленная поглотительная способность ЛПП ТП коллектора прямого СИ;

$$\rho_p^{\text{пр}} = 1 - \alpha_p^{\text{пр}} \quad (6)$$

- отражательная способность ЛПП ТП коллектора прямого СИ; $q_{\text{пад},j}^{\text{пр}}$ - поверхностная плотность потока прямого СИ, падающего на плоскость лучевоспринимающей поверхности (ЛВП), т.е. СП коллектора;

$$\alpha_c^{\text{пр}} = 1 - e^{-\frac{(\beta \delta)_c}{\cos \tau_c^{\text{пр}}}} \quad (7)$$

- поглотительная способность СП корпуса коллектора прямого СИ; β_c - коэффициент экстинкции (ослабления) материала СП корпуса коллектора проходящего СИ; δ_c - толщина СП; $\tau_c^{\text{пр}}$ - угол преломления прямого СИ при прохождении через СП корпуса коллектора; $\rho_c^{\text{пр}}$ - отражательная способность прямого СИ СП корпуса коллектора.

Согласно [3], отраженное от ЛПП ТП коллектора СИ ближе к диффузному, чем зеркальному, и поэтому $q_{\text{отр},j}^{\text{пр}}$ представляет собой диффузное излучение. Поэтому, часть $q_{\text{отр},j}^{\text{пр}}$, равная

$$q_{\text{отрощ},j}^{\text{пр}} = \tau_{c,\text{эфф}}^{\text{диф}} q_{\text{отр},j}^{\text{пр}} \quad (8)$$

проходит сквозь СП корпуса коллектора и уходит в окружающую среду, а часть $q_{отп,р}^{np}$, равная

$$q_{отп,р} = \rho_{c,зф\phi} q_{отп,р}^{np} \quad (9)$$

возвращается на ЛПП ТП коллектора и поглощается ею.

В (8) и (9)

$$\tau_{c,зф\phi} = \frac{(1-\rho_c^{ду\phi})^2(1-\alpha_c^{ду\phi})}{1-[\rho_c^{ду\phi}(1-\alpha_c^{ду\phi})]^2} \quad (10)$$

- эффективная пропускательная способность СП корпуса коллектора диффузного СИ, отраженного от ЛПП ТП рассматриваемого коллектора;

$$\rho_{c,зф\phi}^{ду\phi} = \rho_c^{ду\phi} \left[1 + \frac{(1-\rho_c^{ду\phi})^2(1-\alpha_c^{ду\phi})^2}{1-[\rho_c^{ду\phi}(1-\alpha_c^{ду\phi})]^2} \right] \quad (11)$$

- эффективная отражательная способность СП корпуса ПСК диффузного СИ, отраженного в свою очередь от ЛПП ТП данного коллектора;

$$\alpha_c^{ду\phi} = 1 - e^{-\frac{(\beta c)_d}{\cos \tau_{c,ду\phi}}} \quad (12)$$

- поглощательная способность СП корпуса коллектора диффузного СИ, $\rho_c^{ду\phi}$ — отражательная способность СП корпуса коллектора диффузного СИ, отраженного в свою очередь от ЛПП ТП рассматриваемого коллектора; $\tau_{c,ду\phi}$ — эквивалентный угол преломления диффузного СИ в толще СП.

Суммарное значение поверхностной плотности потока прямого СИ, поглощенного ЛПП ТП коллектора при этом складывается из $\alpha_p^{np} q_{прощ,с}^{np}$ в (3) и $\alpha_{p,зф\phi}^{ду\phi} \rho_{c,зф\phi}^{np} q_{отп,р}^{np}$, т.е.

$$q_{погл,р}^{np} = \alpha_p^{np} q_{прощ,с}^{np} + \alpha_{p,зф\phi}^{ду\phi} \rho_{c,зф\phi}^{np} q_{отп,р}^{np} \quad (13)$$

Подставляя значений $q_{прощ,с}^{np}$ из (2) и $q_{отп,р}^{np}$ из (4) в (13), получим

$$q_{погл,р}^{np} = \left(\alpha_p^{np} + \alpha_p^{np} \rho_p^{ду\phi} \rho_p^{np} \rho_{c,зф\phi}^{ду\phi} \right) \tau_{c,зф\phi}^{np} q_{наб,с}^{np} \quad (14)$$

Если обозначить через $\alpha_p^{np} + \alpha_p^{np} \rho_p^{ду\phi} \rho_p^{np} \rho_{c,зф\phi}^{ду\phi}$ эффективную поглощательную способность ЛПП ТП коллектора прямого СИ - $\alpha_{p,зф\phi}^{np}$, т.е.

$$\alpha_{p,зф\phi}^{np} = \alpha_p^{np} \left(1 + \frac{\alpha_p^{ду\phi}}{\alpha_p^{np}} \rho_p^{np} \rho_{c,зф\phi}^{ду\phi} \right), \quad (15)$$

то выражение (14) может быть представлено в виде

$$q_{погл,р}^{np} = (\alpha_{p,зф\phi}^{np} \tau_c)^{np} q_{наб,с}^{np}, \quad (16)$$

в котором $(\alpha_{p,зф\phi}^{np} \tau_c)^{np}$ представляет собой приведенную поглощательную способность системы «ЛПП ТП - СП» ПСК прямого СИ.

Выражение для диффузной составляющей $q_{погл,р}^{ду\phi}$, установленное аналогичным путем, имеет вид

$$q_{погл,р}^{ду\phi} = (\alpha_{p,зф\phi}^{ду\phi} \tau_c)^{ду\phi} q_{наб,с}^{ду\phi}, \quad (17)$$

в котором

$$\alpha_{p,зф\phi}^{ду\phi} = \alpha_p^{ду\phi} \left(1 + \rho_p^{ду\phi} \rho_{c,зф\phi}^{ду\phi} \right) \quad (18)$$

представляет собой эффективную поглощательную способность ЛПП ТП ПСК диффузного СИ.

Согласно результатам выполненных расчетов, при $\alpha_p^{np} = 0,95$, $\alpha_p^{ду\phi} = 0,90$ (при $i_{c,ду\phi} = 58,2^\circ$ [4]) $\rho_{c,зф\phi}^{ду\phi} = 0,1364$ значения $\alpha_{p,зф\phi}^{np}$ и $\alpha_{p,зф\phi}^{ду\phi}$ составляют 0,9561 и 0,9123, что соответственно на 0,65 и 1,36 % больше указанных значений α_p^{np} (0,95) и $\alpha_p^{ду\phi}$ (0,9).

Литература

1. Петухов Б.В. Метод расчета солнечных водонагревателей. Использование солнечной энергии. Сборник 1. –М.: Изд-во АН СССР. 1957. С. 177-201.
2. Аvezов Р.Р., Орлов А.Ю. Солнечные системы отопления и горячего водоснабжения. Ташкент: ФАН. 1988.-288 с.
3. Даффи Дж.А., Бекман У.А. Тепловые процессы с использованием солнечной энергии. –М.: Мир. 1977. 420 с. [4] Аvezов Р.Р., Аvezова Н.Р., Самиев К.А. //Телиотехника. 2007. №4. -с. 34-36.

ЭТАПЫ РАЗРАБОТКИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СОЛНЕЧНЫХ, ТОПЛИВНЫХ ВОДОПОДЪЕМНИКОВ НА БАЗЕ ДВИГАТЕЛЯ СТИРЛИНГА

Орда Е. П., Турсунбаев И. А.

*ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз,
lutp@uzsci.net*

Целью настоящей работы является создание эффективных, низкотемпературных солнечных, топливных водоподъемников для широкого использования в области водоснабжения и ирригации.

На первом этапе в Физико-техническом институте были разработаны и изготовлены различные модификации гидropоршневых водоподъемников и на их основе созданы солнечные, топливные и комбинированные солнечно-топливные водоподъемные установки и циркуляционные насосы. Гидropоршневые водоподъемники (ГПВ) были исследованы на экспериментальных стендах и на гелиополигоне ФТИ [1].

Исследования на гелиополигоне проводились с тремя различными типами плоских солнечных водонагревателей. При прямой солнечной радиации порядка 800 Вт/м^2 производительность составляла от 180 до 648 л/ч на высоту до 3 метров при площади солнечных коллекторов от 2 до 6 м^2 и при температуре горячей воды $70\text{-}90^\circ\text{C}$. При этом общий КПД установки незначительно превышал 0,1 - 0,2%

В результате исследований были выявлены достоинства ГПВ:

простая технология изготовления;

работа от низкoпотенциальных источников энергии с температурой до 100°C ;

простота эксплуатации;

высокая надежность;

большой срок службы;

экологическая чистота.

Основной недостаток ГПВ, который пока сдерживает его широкое применение - это низкая эффективность. Как показали дальнейшие исследования, она объясняется двумя причинами. Во-первых, рабочее тело ГПВ комбинированное и состоит из воздуха и насыщенных паров воды, а насыщенные пары воды не позволяют регенерировать тепло, как это происходит в классическом двигателе Стирлинга, у которого рабочим телом является только газ. Во-вторых, рабочая полость ГПВ представляет собой тепловую трубу и поэтому тепло из горячей полости в холодную полость перебрасывается непрерывно в течение всего цикла. Поэтому получить достаточную эффективность ГПВ на насыщенных парах, в «мокром» режиме, не представляется возможным.

На втором этапе разработки низкотемпературного водоподъемника было предложено исключить парообразную фазу и использовать в качестве рабочего тела только газ. Но для сохранения достоинств ГПВ необходимо было исключить поршневые уплотнения и механический привод между поршнями, который обеспечивает сдвиг фаз.

Поэтому в новой разработке вместо классического рабочего поршня с уплотнениями была использована мембрана. А для обеспечения необходимого сдвига фаз между рабочей мембранной и вытеснителем использована магнитная связь. Таким образом, в новой разработке с магнитным приводом удалось совместить высокую теоретическую эффективность цикла Стирлинга, (которая для температур в горячей полости 80°C и в холодной полости 20°C составляет 17%, а эффективный КПД для двигателя Стирлинга составляет примерно 50% от теоретического т.е. 8,5%) с высокой механической эффективностью привода [2]. Экспериментальные исследования макета выявили его достоинства и недостатки. Эффективность макета значительно выросла, по сравнению с ГПВ и составила несколько процентов, но удельная мощность резко снизилась и производительность насоса составляла менее 100 литров в час.

Анализируя результаты, полученные при исследованиях ГПВ и макета можно сделать следующие выводы. Производительность макета уменьшилась по сравнению с ГПВ в связи с тем, что

рабочее тело ГПВ состоит из смеси воздуха и насыщенного пара, а рабочее тело макета только из воздуха.

На (Рис. 1) показан график зависимости насыщенного водяного пара и воздуха от

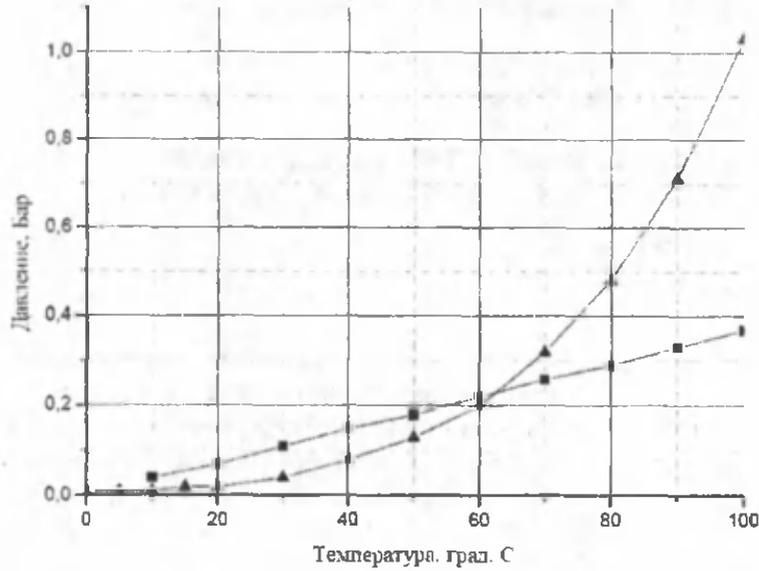


Рис. 1

■ — воздух, ▲ — насыщенный водяной пар

температуры. Из графика наглядно видно, что давление воздуха линейно возрастает, а характеристика давление насыщенных паров воды после 60°C круто поднимается вверх.

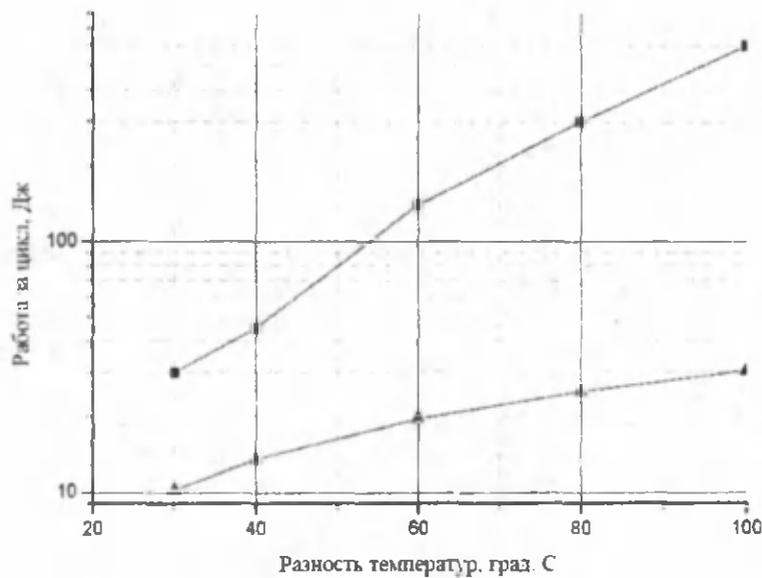


Рис. 2

▲ — воздух, ■ — насыщенный водяной пар

На (Рис.2) показан график теоретической зависимости работы, которую совершают насыщенные пары воды и воздуха в зависимости от разности температур между горячей и холодной полостями. Объем рабочих полостей для воздуха и водяного пара принят 1000см. куб. Из графика также видно, что работа насыщенного пара при разности температур 100°C значительно отличается от работы воздуха при изотермическом процессе.

На (Рис.3) показан график теоретической зависимости эффективности для насыщенных паров воды и для воздуха. Видно, что эффективность для воздуха значительно выше эффективности двигателя работающего насыщенными парами воды.

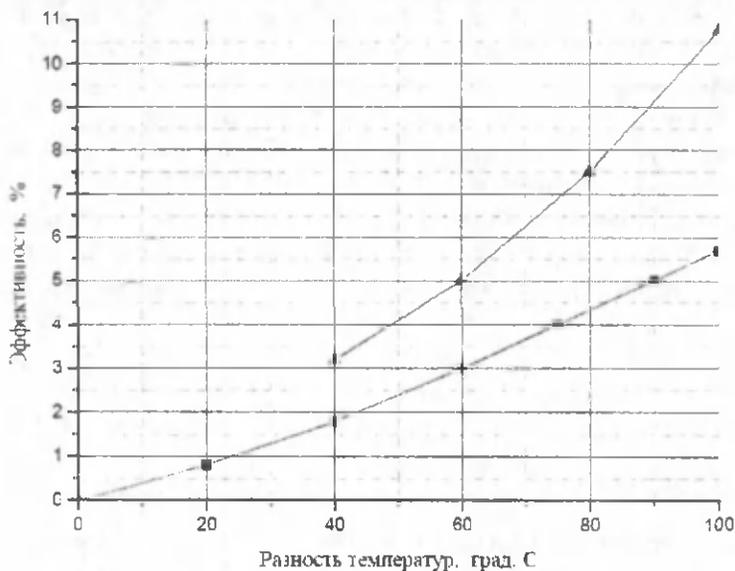


Рис.3

▲ - воздух, ■ - насыщенный водяной пар

Анализ графиков показывает, что при разработке низкотемпературных двигателей до 100°C выбор рабочего тела очень важен. Так, при использовании газообразного рабочего тела можно значительно увеличить эффективность двигателя за счет исключения потерь на скрытую теплоту парообразования. Но при этом резко уменьшается удельная мощность двигателя, так как изменение давления газа от температуры носит линейный характер. А при использовании насыщенных паров удельная мощность значительно выше за счёт нелинейного роста давления от температуры, но эффективность значительно ниже.

Поэтому при разработке низкотемпературных двигателей необходимо искать компромисс между эффективностью и удельной мощностью.

На основании проделанной работы можно сделать вывод, что в принципе можно создать низкотемпературный водоподъёмник, обладающей достаточной производительностью и приемлемой эффективностью и поэтому считаем целесообразным продолжить работы в этом направлении.

Литература

- Орда Е. П., Турсунбаев И. А. Состояние разработок гидропоршневого водоподъемника. Материалы международной конференции фундаментальные и прикладные вопросы физики, посвященной 15-летию независимости Узбекистана. г. Ташкент 26-27 октября 2006 г. стр. 96-97.
- Орда Е. П. Солнечный низкотемпературный водоподъёмник на базе двигателя Стирлинга. Материалы международной конференции, посвященной 80-летию академика М. С. Саидова. Г. Ташкент, 24-25 ноября 2010г.стр. 105-106.

ОПТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ СИСТЕМЫ «РЕФЛЕКТОР –СВЕТОПРОЕМ» ИНСОЛЯЦИОННЫХ ПАССИВНЫХ СИСТЕМ СОЛНЕЧНОГО ОТОПЛЕНИЯ

Н.Р.Авезова¹, Ш.Б.Имомов², А.С.Дусяров³

1-ФТИ АНРУз, 2-Каришинский инженерно-экономический институт, 3-Каришинский государственный университет,
avezov@uzsci.net

Принцип действия инсоляционных пассивных систем солнечного отопления основан на непосредственном поступлении энергии солнечного излучения в отапливаемые помещения через их светопроемы на южной вертикальной стене. Благодаря своей простоте по реализации и дешевизне пассивные системы солнечного отопления рассматриваемого типа получили широкое применение для отопления застекленных балконов и террас помещений в дневное время суток.

В целях расширения масштабов использования инсоляционных пассивных систем солнечного отопления в практике жилых объектов предложено применение трансформируемых плоских рефлекторов солнечного излучения, шарнирно соединенных с основанием светопроема на южной стене с наружной стороны [1]. Для отопления помещений, расположенных на северной стороне здания, с помощью рассматриваемых систем предложено применение группы (трех) плоских рефлекторов солнечного излучения, имеющих горизонтальную и вертикальную оси вращения и

устанавливаемых в их северной стороне на некотором расстоянии от стены северного фасада [2]. Отраженное от систем рефлекторов рассматриваемого типа солнечное излучение поступает в отапливаемые помещения через их светопроемы на северной стене.

Представляет практический интерес расчет и сопоставление оптической эффективности системы «рефлектор-светопроем» в указанных двух вариантах конструктивного использования инсоляционных пассивных систем солнечного отопления.

Значение оптической эффективности системы «рефлектор-светопроем» инсоляционных пассивных систем солнечного отопления (η_o) при равных площадях лучевоспринимающих поверхностей рефлектора излучения (F_p) и светопроема F_n в соответствии с [3] может быть определено из выражения

$$\eta_o = R_p \tau_{ax,amp}^{np} \frac{F_n^{ocv}}{F_p} \quad (1)$$

где R_p - коэффициент отражения прямого солнечного излучения рефлектора; $\tau_{ax,amp}^{np}$ - коэффициент вхождения отраженного от рефлектора прямого солнечного излучения в отапливаемое помещение через его светопроем; F_n^{ocv} - часть площади поверхности светопроема, освещаемая прямым солнечным излучением, отраженным от рефлектора.

Значение R_p в (1) при прочих равных условиях зависит от угла падения прямого солнечного излучения на плоскость лучевоспринимающей поверхности рефлектора, а $\tau_{ax,amp}^{np}$ - от угла падения отраженного от рефлектора прямого солнечного излучения на плоскость лучевоспринимающей поверхности светопроема.

Значения отношений $\frac{F_n^{ocv}}{F_p}$ при равных значениях F_p и F_n для сравниваемых вариантов конструктивного исполнения инсоляционных пассивных систем солнечного отопления нами определены по методикам, представленным в [4] и [2], соответственно.

Расчеты по определению η_o в течение отопительного сезона выполнены с 20 ноября по 21 марта с интервалом 10 дней для условий г. Карши.

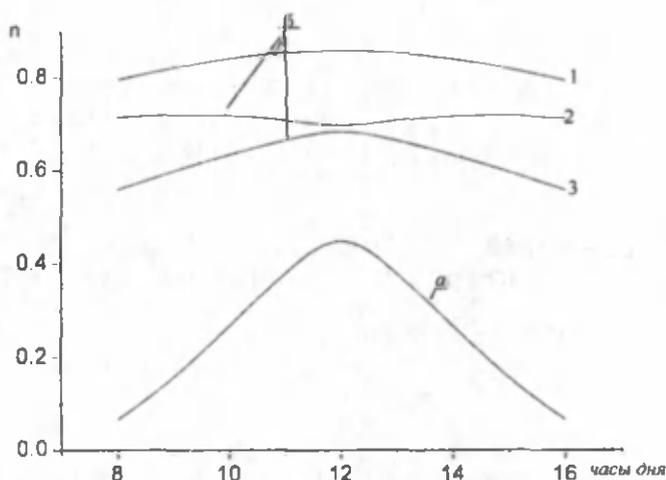


Рис. 1. Дневной ход η_o инсоляционных пассивных систем солнечного отопления с плоскими коллекторами излучения, установленными с южной (а) и северной (б) сторон здания за 21 декабря: 1- для центрального рефлектора; 2,3- соответственно, для рефлекторов, установленных слева и справа от центрального рефлектора.

На рис. 1. представлены результаты расчетов по определению дневного хода η_o за 21 декабря (в день зимнего солнцестояния) для инсоляционных пассивных систем солнечного отопления, плоские рефлекторы излучения которых установлены на южной (вариант а) и северной (вариант б) сторонах здания. На рис. 1 также представлены результаты расчетов по определению η_o для плоских

рефлекторов солнечного излучения, установленных (в одном ряду) слева и справа от центрального рефлектора в варианте б. Как следует из сопоставления значений η_0 для рассматриваемых вариантов конструктивного исполнения инсоляционных пассивных систем солнечного отопления, установление плоских рефлекторов солнечного излучения с северной стороны имеет бесспорное преимущество по сравнению с установлением их с южной стороны здания. Однако, для практической реализации этого преимущества необходимо решить задачу обеспечения должного слежения плоских рефлекторов в течение дня за видимым движением Солнце по небосводу.

Литература

1. Дусяров А.С., Авезов Р.Р., Захидов Р.А., Клычев Ш.К. Тепловая эффективность солнечной «подсветки» помещений плоскими рефлекторами // Гелиотехника. 2000. №2. –С.68-74.
2. Имомов Ш.Б., Ким В.Д., Хайриддинов Б.Э., Дусяров А.С. Тепловая эффективность плоских рефлекторов, устанавливаемых с северной стороны здания, в пассивных системах солнечного отопления // Гелиотехника. 2003. №4. –С.39-44.
3. Дусяров А.С., Авезов Р.Р., Авезова Н.Р. Дневной ход тепловой эффективности пассивных систем солнечного отопления, снабженных плоскими рефлекторами //Гелиотехника. 2001. №3. –С.60-65.
4. Дусяров А.С., Авезов Р.Р., Авезова Н.Р. Расчет освещаемой части поверхности вертикального светопроема рефлекторных пассивных систем солнечного отопления //Гелиотехника. 2001. №2. –С.30-38.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ БАКА-АККУМУЛЯТОРА ДЛЯ ДРЕНИРУЮЩЕЙ СОЛНЕЧНОЙ УСТАНОВКИ.

Анарбаев А.И., Захидов Р.А.

Институт энергетики и автоматизации А РУз.

100125, ул. Дурмон йули-29, 266-82-17, anizan6004@imail.uz

Дренирующие солнечные системы представляют [1] собой новое для республики направление разработки использования солнечных коллекторов, позволяющие существенно упростить эксплуатацию данных систем в плане отказа от использования антифризов в качестве теплоносителя. При этом применяется дополнительный резервуар для хранения теплоносителя при его дренировании из солнечных коллекторов во время остановки работы насоса в гелиоконтуре.

Максимально допустимая температура в резервном баке и её влияние на эффективность всей системы представляет интерес для исследований дренирующей солнечной системы. Большой интерес представляет изучение влияния на эффективность использования солнечной энергии в данной системе ограничений по максимальной температуре для недорогих пластмассовых резервуаров.

Полученные модели реализованы посредством компьютерной программы TRNSYS [2] для расчета нестационарных тепловых процессов в солнечных установках. Моделирование проводилось для дренирующей солнечной системы с базовыми показателями площади коллекторов 12 м^2 , объемом бака-аккумулятора 800 литров, расходом теплоносителя через коллекторы 12 кг/ч .

В течение эксплуатации максимальная температура в резервном баке достигается, когда при максимальной инсоляции солнечные коллекторы работают с предельной нагрузкой, что дает возможность увеличить коэффициент солнечного замещения в системе.

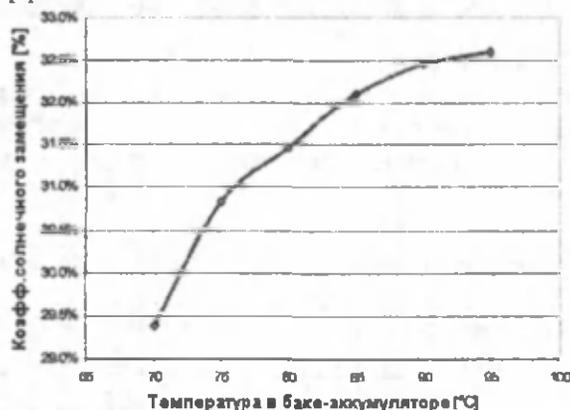


Рис.1. Зависимость коэффициента замещения солнечной энергией в системе горячего водоснабжения от температуры воды в баке- аккумуляторе.

На рис.1 показано изменение коэффициента замещения солнечной энергией в системе горячего водоснабжения в зависимости от температуры воды в баке- аккумуляторе. При ограничении

максимальной температуры в пластмассовом баке-аккумуляторе в 70°C коэффициент замещения солнечной энергией уменьшается на 3.5 %.

Эти результаты показывают, что при ограничении температуры теплоносителя не происходит значительного снижения эффективности системы. Это объясняется тем, что дренажная система способна покрыть потребности в горячем водоснабжении в течение солнечных ясных месяцев. В то же время в течение межотопительного сезона для дренажных солнечных систем с переменным расходом коллекторы не нагревают теплоноситель выше 70°C. Из чего следует, что данная максимальная температура в баке-аккумуляторе не достигается, и целесообразно использование пластиковой обшивки для замены дорогостоящих металлических материалов на их изготовление

На рис. 2 показаны результаты расчета потерь в солнечном коллекторе и баке- аккумуляторе в функции от температуры теплоносителя. Как видно, ограничение температуры обеспечивает низкие потери тепла в солнечном коллекторе и баке накопителе.

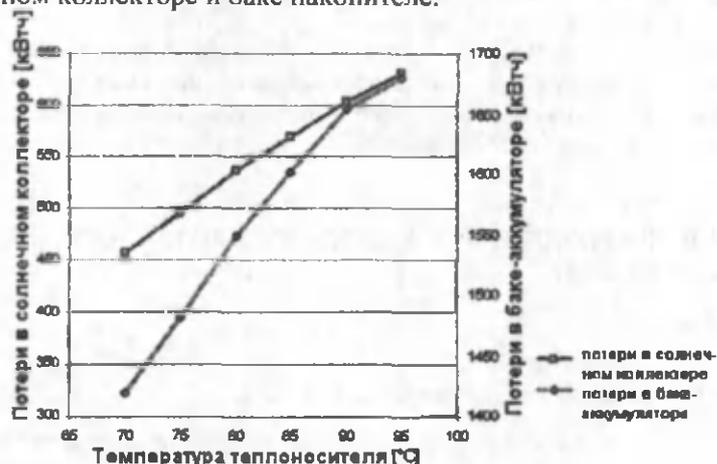


Рис. 2. Зависимости потерь в солнечном коллекторе и баке- аккумуляторе от температуры теплоносителя

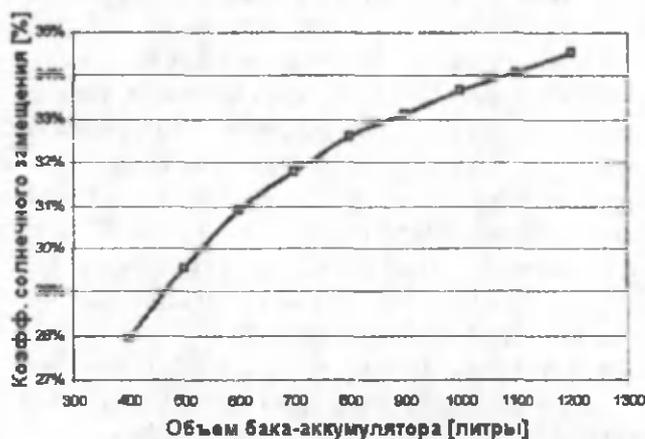


Рис.3. Зависимость коэффициента замещения солнечной части от объема бака-аккумулятора.

Другой важной задачей является оптимизация объема бака-аккумулятора, что также оказывает большое влияние на стоимость дренажной солнечной системы. На рис.3 показано изменение замещения нагрузки ГВС от солнечной энергии в дренажной системе в зависимости от объема бака-аккумулятора. В таблице 1 показана зависимость потерь от увеличения объема бака-аккумулятора.

Таблица 1.

Зависимость потерь от увеличения объема бака-аккумулятора дренажной солнечной системы горячего водоснабжения.

Объем бака-аккумулятора в литрах	Тепловые потери в баке, кДж/ч
400	13,84
500	14,98
600	16,11
700	17,1
800	18,08

900	18,97
1000	19,86
1100	20,7
1200	21,53

Таким образом, изменение объема бака-аккумулятора от 400 до 1200 литров, приводит к увеличению коэффициента солнечного замещения до 19 %.

Полученные результаты моделирования показывают, что выигрыш от большого объема бака-аккумулятора в виде достаточно значимого увеличения доли солнечной части в тепловой нагрузке горячего водоснабжения нивелируется увеличивающимися тепловыми потерями в нем до 42%.

Литература

1. А.И.Анарбаев, Р.А.Захидов, Л.Эшкватов. Дренажирующая система солнечного теплоснабжения. Проблемы энерго- и ресурсосбережения. Спецвыпуск. ТГТУ.2011. сс.182-186.
2. У.А.Бекман, С.Клейн, Дж.А.Даффи. Расчеты систем солнечного теплоснабжения. М., Энергоатомиздат, 1982, 80 с.

АВТОНОМНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ ПОДЪЕМА ВОДЫ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

Турсунов М.Н., Собиров Х., Ширматов А., Юлдошев И.А.

*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
khurshed@uzsci.net*

Одним из перспективных применений фотоэлектрических установок (ФЭУ), является использование в качестве автономного источника электрической энергии в системах подъема воды из колодцев для обеспечения водой объектов сельскохозяйственных ферм и орошения сельхоз угодий.

В данной работе мы рассматриваем возможность применения фотоэлектрических систем для поднятия воды из колодцев и рационального использования на животноводческой ферме «Мега Чорвадор» Среднечирчикского района Ташкентской области. Приоритетным направлением данной животноводческой фермы является разведение крупного рогатого скота для производства мясомолочной продукции. Численность скота — более 100 голов крупной элитной породы. Вода используется как для водопоя животных, так и для подготовки кормов, создания микроклимата, комфорта быта работников фермы, а также для орошения сада и деревьев. Ферма имеет общую производственную площадь около 10 га.

К настоящему моменту используется подземная вода выкачиванием из колодцев с помощью электрических насосов. Рост стоимости и дефицит электроэнергии приводит к перебоям в водоснабжении. Система обеспечения водой построена в 70-годах прошлого столетия. Имеет водозаборную башню высотой 20 метров. Установленная металлическая емкость вмещает 20 м³. Под башней имеется скважина глубиной 120 метров, уровень воды в которой круглый год составляет 8-10 метров. Вода поднимается наземным насосом мощностью 2,2 кВт непрерывно и далее по трубопроводам распределяется по объектам фермы. Длина водопровода составляет более 3 км. Трубы, в основном, стальные и последние 5 лет часть труб заменены на пластиковые. В настоящее время потеря воды составляет более 40-50 % из-за утечек и часть территории вблизи башни заболочено. Зимнее время часто из-за замерзания воды в водопроводах возникает проблема с обеспечением водой. Кроме того, последние годы частые отключения электроэнергии создают большие проблемы с обеспечением водой из-за нехватки запасенной воды на башне.

За последние десятилетия из-за интенсивной обработки близких к ферме земель грунтовые воды в пределах расположения фермы поднялись до уровня 4 метров. Устойчивый уровень воды со степенью чистоты для обеспечения водой животных находится на глубине около 8 метров. Поэтому предлагается вместо старой скважины с глубиной 120 метров (с санитарной нормой питьевой воды) вблизи 4 основных объектов фермы подготовить 4 колодца глубиной до 8 метров. На каждый из колодцев установить металлическую или пластиковую емкость объемом 2 м³, и, таким образом, потерю воды существенно минимизировать. В этом случае можно культивировать заболоченные земли несколько сот квадратных метров. По данным администрации фермы ежедневная потребность в воде составляет 6-8 м³. В разрабатываемом варианте оборудования АФЭСПВ будут учтены климатические условия местности. Использование АФЭСПВ рассчитывается исходя из условия климата до температур 80 С° [1].

В таблице приведены некоторые параметры частей и блоков оборудования, предлагаемого для установления в животноводческой ферме «Мега Чорвадор».

Таблица.

№	Наименование оборудования	параметры	Цена, Тys.су м	количество	Стоимость, тыс.сум
1	Фотоэлектрическая батарея	165 Вт	2000	1	2000
2	Аккумуляторная батарея	200 А час	1500	1	1500
3	Инвертор («чистая синусоида»)	1000 Вт	800	1	800
4	Контроллер	12 В, 10 А	150	1	150
5	Опорная конструкция		100	1	100
6	Погружной насос	200 Вт	300	1	300
7	Соединительные провода		50	1	50
ИТОГО			4900		4900

Будут изготовлены и установлены 4 комплекта АФСРВ на объектах фермы, предположительно вблизи следующих объектов фермы:

- на месте действующей скважины; - вблизи доильного цеха фермы; - вблизи кормозаготовительного участка; - вблизи коровника (рядом с биогазовой установкой);

Фотоэлектрический блок изготавливается на основе солнечных элементов из кристаллического кремния с КПД не ниже 15 %. Батарея будет рассчитана на работу в условиях жаркого климата до температур 80 С°. Мощность энергии вырабатываемой в день, составит до 1,2 кВт. Аккумулирующая система, состоящая из аккумуляторной батареи емкостью 200 А час и контроллера для контроля процесса заряд-разряд аккумулятора. Инвертор - преобразователь постоянного тока с напряжением 12 В в переменный с напряжением 220 В и частотой 50 Гц, мощностью 1000 Вт с формой сигнала «чистая синусоида» (см.рис.1).



Рис.1. Автономные фотоэлектрические установки для подъема воды построены по следующей схеме: ФЭБ – фотоэлектрическая батарея; КЗ – контроллер заряда; АБ – аккумуляторная батарея; ИН – инвертор напряжения; ВН – водоподъемный насос

Водоподъемный (погружной) насос мощностью 160-180 Вт российского производства с производительностью 1.5-2 м³/час представляет фермерское хозяйство. Фотоэлектрический блок будет монтирован на опорном устройстве АФСРВ и предназначено для оперативного ориентирования по Солнцу. Проведено предварительное испытание предлагаемого оборудования в 2013 году в условиях Физико-технического института НПО «Физика-Солнце» АН РУз.

В животноводческой ферме «Мега Чорвадор» вблизи двух объектов проводятся мероприятия по подготовке скважин для установления водоподъемных насосов и емкостей для сбора воды. К концу года будет введена в действие первая фотоэлектрическая установка для подъема воды.

Литература

1. М.Турсунов, О.Тукфатуллин, С.Дадамухамедов, И.Юлдошев «Фотоэлектрическая установка на базе кремниевых солнечных элементов» Экологический вестник. №3/03/2010
2. М.Н.Турсунов, И.А.Юлдошев. Разработка фотоэлектрических батарей, установок эффективно работающих в условиях Центральной Азии.

THERMAL PERFORMANCE MODELLING OF SOLAR DRYER WITH PV-T AIR COLLECTOR AND MULTISTAGE DRYING CABIN

J.S.Akhatov^{*}, A.L.Agüera^{}, A.S.Halimov^{*}**

^{}Physical-Technical Institute SPA "Physics-Sun" Academy of Sciences of Uzbekistan, ^{**}University of Santiago de Compostela, Spain.*

Bodomzor Yuli 2-B, 100084-Tashkent, Uzbekistan. Tel: (+998)71-235-4050; E-mail: jahatov@uzsci.net

Introduction

Using of solar energy in agricultural sector has been increasing due to fluctuation in the price of fossil fuel, environmental concerns and expected depletion of conventional fossil fuels. Particularly using of solar energy in drying process that's drying of agricultural and marine products is one of the most attractive and

cost-effective application of solar energy. Mostly these kinds of applications are technically and economically feasible in many tropical and subtropical countries. Solar radiation, in the form of solar thermal energy, is an alternative source of energy for drying especially to dry fruits, vegetables, agricultural grains and other kinds of material, as wood, etc. This procedure is especially applicable in the regions where the intensity of solar radiation is high and sunshine duration long. It is estimated that in developing countries there exist significant post harvest losses of agricultural products, due to lack of other preservation means, that can be saved by using solar dryers.

The widest among drying methods is convective drying (whereby heating takes place by convection between the hot air and the products surface), i.e. drying by flowing heated air circulating either over the upper side, bottom side or both, or across its mass. Hot air heats up the product and conveys released moisture to atmosphere. Thus drying psychrometric is of importance because it refers to the properties of air-vapour mixture that controls the function of drying. In direct solar drying called "sun drying" the product is heated directly by the sun's rays and moisture is removed by natural circulation of air due to density differences. Two basic moisture transfer mechanisms are involved in drying:

Migration of moisture from the mass inside to the surface;

Transfer of the moisture from the surface to the surrounding air, in the form of water vapour.

Solar dryer description

The basic mechanism of material drying is one of heat and moisture transfer between the material and the air. The heat is transferred to the surface of material by conduction and convection from adjacent air at temperature above that of the material being dried. If the air is passed through the material at a relative humidity of less than moisture content in material, the air will absorb moisture from the material while increasing its absolute and relative humidity.

There are numerous types of solar dryers that have been designed and developed in various parts of the world. Basically, existing types of solar dryers are divided into two main categories [1]:

Passive solar dryers: where the natural convection occurs and is comparatively very simple system. The simplest design is chamber solar dryer which is essentially wooden box;

Active solar dryers: based on forced convection and usually includes three main subunits as: 1) heat source or solar collector (air or water based); 2) drying chamber, one or multi-stage, tunnel type; 3) air fan to circulate air through solar collector and drying chamber (control of forced convection).

Solar dryer design concept

Developed a design of solar dryer, which includes two main parts: 1) Solar PV-T thermal dehydrator (heat transfer fluid is air), which is used as heat source for dryer; 2) Drying chamber with multi-stage trays, where agricultural or marine products will be placed to dry.

Solar PV-T thermal air collector consists of rectangular box with light transparent cover from one side, PV module, which placed inside of the collector, second absorber layer with insulation. There is placed air fan, which runs by the PV module, to circulate air through collector and direct heated air to the drying chamber. Drying chamber consists of wooden frame and the frame has been covered with polycarbonate sheets with enter from bottom and exit from the top of the box for air circulation and there are trays inside of the box for putting of drying products. The main components are a solar air-heater collector SolarVenti-SV7 with maximum power is 500 W. Dryer chamber's enclosures are made of polycarbonate sheets which have such as thin is 10 mm, the external dimension are 700mm x 1000mm x 1000mm. Distance between each trays is 180 mm. The principal scheme of designed solar drier is presented in Fig.1.

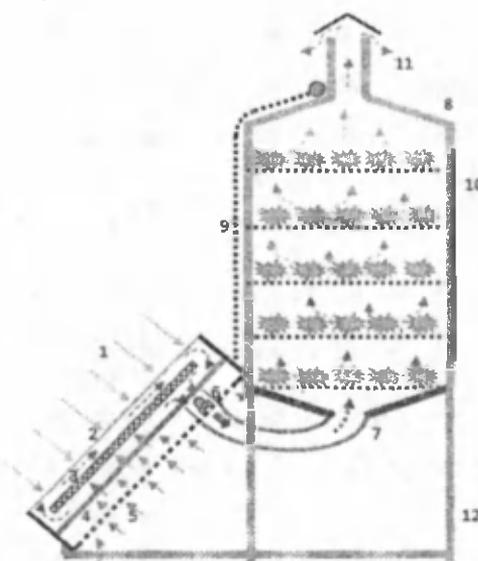


Fig.1. Principal Scheme of developed Solar Dryer.

- 1-Solar radiation; 2- light transparent cover (polycarbonate);
- 3-PV module; 4-Absorber and enter of air flow; 5-Back side;
- 6-Air fan; 7- Air Channel; 8-Frame of drying chamber; 9-Extra cover for reflect and absorb of solar radiation; 10-Door of drying chamber; 11-Outlet chamber for air.

Heat transfer in the PV-T Solar air collector

The principal scheme of PV-T air collector, which used as heat source in the current solar dryer, is described in Fig.2.

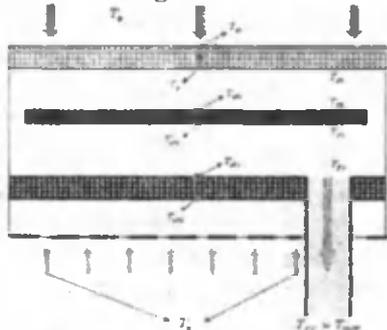


Fig.2. The principal scheme of PV-T air collector

Description of heat transfer process can be written as following equations for each parts of PV-T model:

Balance equation for the light transparent (polycarbonate)

$$\alpha_p I_p F_p + h_{r,a-p1} F_p (T_a - T_{p1}) = \frac{\partial U_p}{\partial t} + h_{r,p-f1} F_p (T_p - T_{f1}) + \varepsilon_{p-ab1} F_p \sigma (T_p^4 - T_{ab1}^4) \quad (1)$$

where, α_p – absorption coefficient of light transparent cover (polycarbonate) (%), I_p – ambient solar radiation (W/m^2), σ – Stefan-Boltzmann constant (W/m^2K^4), F_p – area of light transparent

cover surface (m^2), ε_{p-ab1} – reduced relational emissivity of the cover and absorber-1 (%), $\varepsilon_{ab1-ab2}$ – reduced relational emissivity of the absorber-1 and absorber-2 (%), ε_{ab2-a} – reduced relational emissivity of the absorber-2 and air (%), $h_{r,a-p1}$ – convective heat exchange coefficients of ambient air (W/m^2K), T_a – ambient temperature (K), T_{p1} – topside temperature of cover (polycarbonate) (K), $\frac{\partial U_p}{\partial t}$ – internal energy change of cover (polycarbonate) (W), $h_{r,p-f1}$ – convective heat exchange coefficient of air flow-1 (W/m^2K), T_p – internal surface temperature of cover (K), T_{f1} – temperature of air flow-1 (K), τ_p – transmission coefficient of cover (%);

Balance equation for the flow-1 between light transparent cover and absorber-1 (PV module)

$$F_p [\tau_p \alpha_p I_p + \varepsilon_{p-ab1} \sigma (T_p^4 - T_{ab1}^4)] + h_{r,p-f1} F_p (T_p - T_{f1}) = \frac{\partial U_{f1}}{\partial t} + \alpha_{ab1} F_{ab1} [\tau_p \alpha_p I_p + \varepsilon_{p-ab1} \sigma (T_p^4 - T_{ab1}^4)] + h_{r,f1-ab1} F_{ab1} (T_{f1} - T_{ab1}) \quad (2)$$

where, $\frac{\partial U_{f1}}{\partial t}$ – internal energy change of air flow-1 (W), α_{ab1} – absorption coefficient of absorber-1 (%), F_{ab1} – area of absorber-1 surface (PV module) (m^2), $h_{r,f1-ab1}$ – convective heat exchange coefficient of air flow-1 after change its internal energy (W/m^2K), T_{f1} – temperature of air flow-1 after change its internal energy (K), T_{ab1} – topside temperature of absorber-1 (PV module) (K);

For the absorber-1 (PV module)

$$\alpha_{ab1} F_{ab1} [\tau_p \alpha_p I_p + \varepsilon_{p-ab1} \sigma (T_p^4 - T_{ab1}^4)] + h_{r,f1-ab1} F_{ab1} (T_{f1} - T_{ab1}) = \varepsilon_{PV} \alpha_{ab1} F_{ab1} \times [\tau_p \alpha_p I_p + \varepsilon_p \sigma (T_p^4 - T_{ab1}^4)] + \frac{\partial U_{ab1}}{\partial t} + h_{r,ab1-f2} F_{ab1} (T_{ab1} - T_{f2}) + \varepsilon_{ab1-ab2} \sigma F_{ab1} (T_{ab1}^4 - T_{ab2}^4) \quad (3)$$

where, ε_{PV} – efficiency of PV module (%), $\frac{\partial U_{ab1}}{\partial t}$ – internal energy change of absorber-1 (PV module) (W), $h_{r,ab1-f2}$ – convective heat exchange coefficient of air flow-2 (W/m^2K), T_{ab1} – bottom side temperature of absorber-1 (PV module) (K), T_{f2} – temperature of air flow-2 (K), T_{f2} – temperature of air flow-2 after change its internal energy (K) and F_{ab2} – area of absorber-2 surface (m^2)

For the flow-2 between absorber-1 (PV module) and absorber-2

$$\tau_p \alpha_p I_p (F_p - F_{ab1}) + \varepsilon_{ab1-ab2} \sigma F_{ab1} (T_{ab1}^4 - T_{ab2}^4) + h_{r,ab1-f2} F_{ab1} (T_{ab1} - T_{f2}) = \frac{\partial U_{f2}}{\partial t} + \alpha_{ab2} [\tau_p \alpha_p I_p (F_p - F_{ab1}) + \varepsilon_{ab1-ab2} \sigma F_{ab1} (T_{ab1}^4 - T_{ab2}^4)] + h_{r,f2-ab2} F_{ab2} (T_{f2} - T_{ab2}) \quad (4)$$

where, $\frac{\partial U_{f2}}{\partial t}$ – internal energy change of air flow–2 (W), α_{ab2} –absorption coefficient of absorber-2(%),

$h_{r,f2-ab2}$ – convective heat exchange coefficient of air flow–2 after change its internal energy (W/m²K);

For the absorber–2

$$\alpha_{ab2} [\tau_p \alpha_p I_p (F_p - F_{ab1}) + \varepsilon_{ab1-ab2} \sigma F_{ab1} (T_{ab1}^4 - T_{ab2}^4)] + h_{r,f2-ab2} F_{ab2} (T_{f2} - T_{ab2}) = \frac{dU_{ab2}}{dt} + h_{r,ab2-a} F_{ab2} (T_{ab2} - T_a) + \varepsilon_{ab2-a} \sigma F_{ab2} (T_{ab2}^4 - T_a^4) \quad (5)$$

where, $\frac{dU_{ab2}}{dt}$ – internal energy change of absorber–2 (W), T_{ab2} – topside temperature of absorber–2 (K) and

T_{ab2} – bellow side temperature of absorber–2 (K).

Heat transfer coefficient from cover to ambient according to [7] is

$$h_{r,a-pl} = 2.8 + 3.0V \quad (6)$$

where, V is wind speed (m/s).

Convective heat transfer coefficient between covers can be written as

$$h_{r,p-f1} = \frac{Nu_l k_a}{l} \quad (7)$$

Numerical simulation

The above presented equations are solved by using numerical solutions to calculate the temperatures in the PV-T solar air collector. The results of numerical analyzes showed that internal energy change of transparent polycarbonate cover and first absorber very small which can be neglected.

The Fig.3 presents the dynamics of the temperature on the absorber-1 and outlet temperature from PV-T solar air collector.

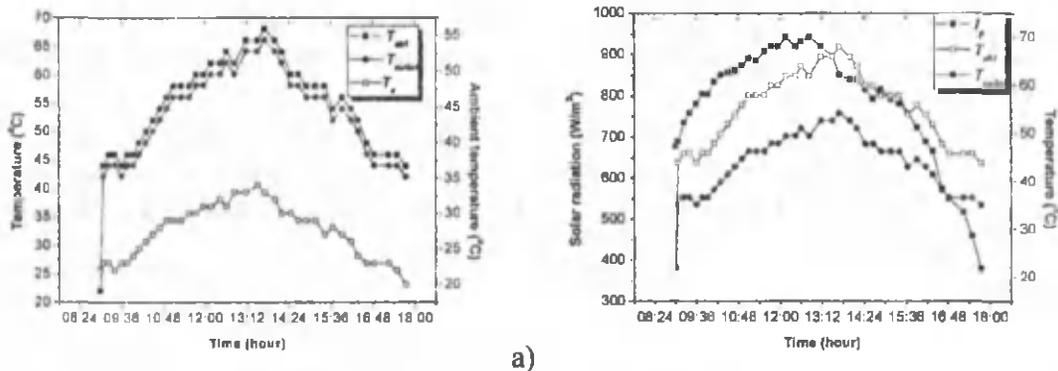


Fig. 3. Dynamics of outlet temperatures and solar radiation

Fig. 3a shows the dynamics of ambient (i.e. inlet air) and outlet temperatures obtained by using a simulation method. Also, Fig. 3b is presented in order to analyze the obtained results of proposed model.

The unsteady heat transfer in the solar drying chamber

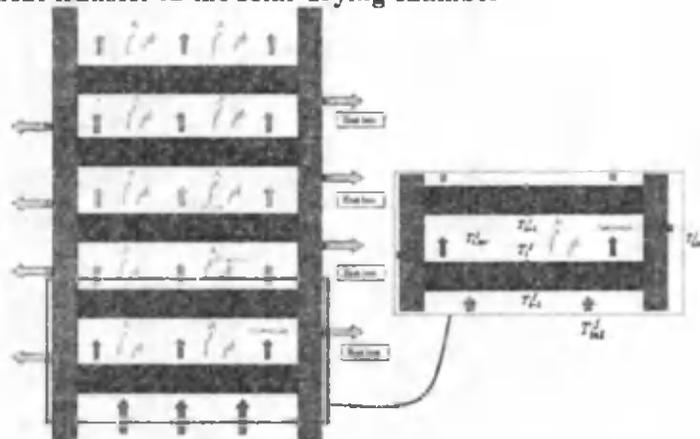


Fig.4. Principal scheme of the solar drying chamber model

There is two cases: a) available solar radiation entry to drying chamber through light transparent cover (polycarbonate); b) drying chamber covered with extra layer from outside, which is used for reflecting and absorbing of solar radiation, because its one of important factors during of drying some marine products. The scheme of energy balance of drying chamber (case-b), presented on Fig.4.

The thermal balance equation in unsteady for the each step can be written as following for variant b) according to the presented Fig.4 principal scheme:

$$h'_{i,rc} (T'_{i-1,air} - T'_i) = \frac{\partial U'_i}{\partial t} + K'_{i,rc} (T'_i - T'_{i+1}) + q'_{i,eva} + q'_{i,los} \quad (8)$$

where, $K'_{i,rc} = h'_{i,air} + h'_{i,r}$ —overall heat exchange coefficient of air and radiation; $q'_{i,eva}$ is evaporation heat for the water in the drying products of i-tray; where, β is evaporation parameter of surface, L —is latent heat vaporization of water in the drying products, T'_i and $T'_{i,air}$ are temperature on i-tray and air temperature in i-tray, respectively, ϕ'_i is a relative air humidity in i-step, m_a —an absolute air humidity and P_{sv} —saturated air pressure are psychrometric values in the reference books.

$$q'_{i,los} = 4 \frac{F'}{F} K_L (T'_{i,air} - T'_{i,amb}) \quad (9)$$

where, K_L is overall coefficient of heat losses through the cabin walls; $T'_{i,air} = \frac{T'_i + T'_{i+1}}{2}$ is an air average temperature which in between steps;

Temperatures in i-step can be determinate using the finite element's methods to solve the differential equations which are above (8, 9) presented:

$$T'^{j+\Delta t} = 2Fo \left[T'^j_{i-1} - T'^j_i - Bi \left(T'^j_i - T'^j_{i+1} + \frac{1}{K'_{i,rc}} (q'_{i,eva} + q'_{i,los}) \right) \right] + T'^j_i \quad (10)$$

where, Fo —Fourier's criteria, Bi is Bio's criteria and α —diffuse coefficient of drying product.

In order to solve (10) with the numerical methods, one should take into account the Fourier's and Bio's criteria which described as

$$Bi \leq 0.5; Fo(1 + Bi) \leq 0.5 \quad (11)$$

We must write the initial and boundary conditions in order to solve the thermal balance equation. The initial conditions are: If $i=1$ ($i=1,2,\dots,n$) then $T'_{0,air} = T'_{1,air}$ —inlet temperature of the air flow to the chamber, If $j=0$ then $T'_{i,jn} = T'_{i+1} = T'_{i,air} = T'_{i-1} = T'_{i-1,jn} = T'_{i,amb}$ and $T'_{amb} = const$. The boundary conditions are: If $i=n$ and $j=n$ then $T'_{n,air} = T'_{n,amb} = T'_{amb}$

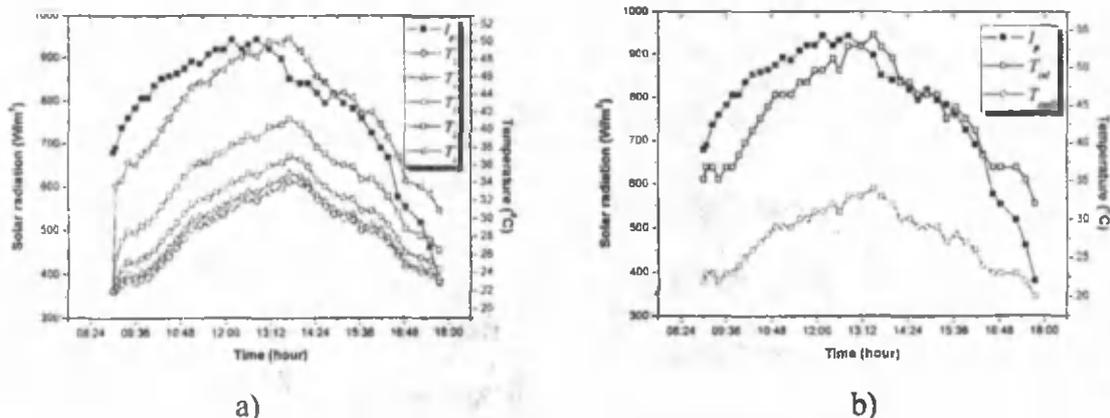


Fig.5. Dynamics of the trays temperature in the solar drying chamber and daily solar radiation

Development the Prototype of proposed solar dryer

A prototype of the solar dryer has been developed according to the proposed design of solar dryer and based on the obtained simulation results. Developed a design of solar dryers which includes two main parts: 1) Solar PV-T thermal air collector, which is used as heat source for dryer; 2) Drying chamber with multi-stage trays, where agricultural or marine products will be placed to dry.



Fig.6. General view of Solar Dryer Prototype

Experimental results

Fig.7 a) shows the measured temperatures dynamics of trays during the experiments. In order to measure the temperatures of each tray, thermocouples are placed on each tray.

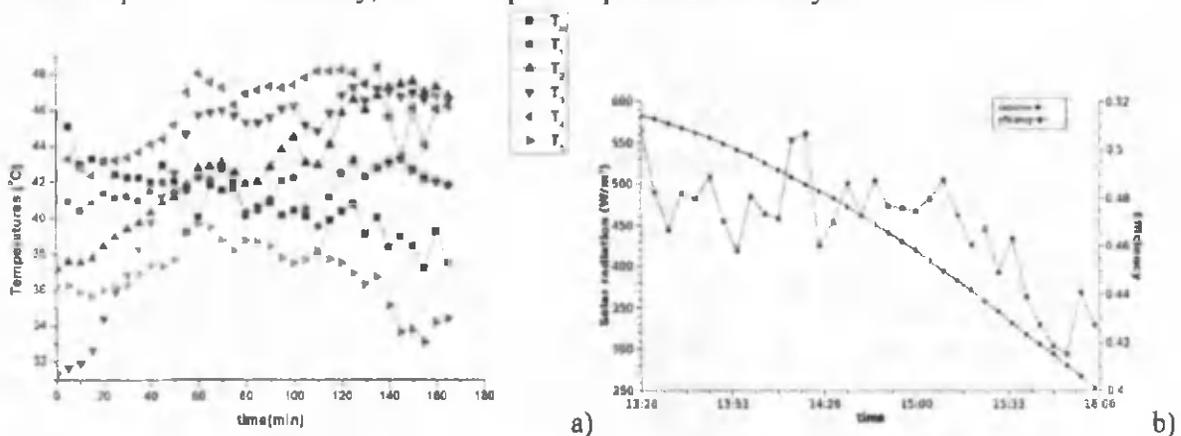


Fig.7. Temperatures dynamics of each tray a) and b) indicates the calculation results are presented for comparison of efficiency dynamics with environmental parameters.

Also one can see that temperatures which have been measured experimentally are really changing and the changing indicates the nonlinear temperature distribution on the solar drying chamber's trays. It is known that nonlinear temperatures distribution between each trays leads to the non-uniform distribution of moisture in the chamber. And, it will allow decreasing the evaporation process on the bottom trays. One should note that increasing of temperature in 5-tray indicates the influence of solar radiation which passed through transparent chamber's walls. It has been studied the next experimental and numerical analysis taking into account this factor.

At following step it is experimented the temperature dynamics in the solar drying chamber's trays. As seen from equation (10) that determination of temperature in each step will allow to determinate the solar dryer system efficiency. In fact, that in order to solve (10) equation it's necessary just determine the temperatures in each step, environmental solar radiation and ambient temperature.

Conclusions

A first and promising prototype of Solar Dryer with PV-T solar air collector and multi-stage has been mathematically modelled, designed, and built. The main advantages of present developed solar dryer are easily reproducible and cheapest.

The heat transfer model has been analyzed for each individual part of solar dryer. The simulated results on the determination of solar drying chamber's efficiency are presented in graphical view in order to compare with experimental results under laboratory and natural conditions.

In additional, it has been noted that presented study results allow in order to correctly calculate the incident solar radiation through the chambers of solar dryer at the calculating procedure the efficiency of solar dryers based on insolation passive solar heating system.

Acknowledgments

The authors are grateful to the team of Sustainable Energetic Applications Group, Department of Particle Physics, University of Santiago de Compostela, Solar Thermal Installation Laboratory of Physical-Technical Institute SPA "Physics-Sun" of Uzbekistan Academy of Sciences and Erasmus Mundus External Cooperation Window project for lot 9 Centauri.

References

- [1]. A.S.Halimov, J.S.Akhatov, V. Gandara, A.L.Agltera Study the Influence of absorbing layer to the efficiency of solar drying chamber, 21st International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion which will be held in Sorrento (Italy) at "Palazzo dei Congressi" on June 20-22, 2012.
- [2]. J.S.Akhatov, E.T.Juraev. Study of mixed-mode-forced convection solar drier. Applied Solar Energy, 2009, Vol. 45, No. 1, pp. 61–64. © Allerton Press, Inc., 2009. www.springerlink.com
- [3]. Lykov, A. W., 1968. Theory of Drying, ENERGIA-Moscow, p. 470 (in Russian).
- [4] R. R. Avezov and F. Sh. Kasimov. Heat losses of large tray solar collectors with exposed evaporation surface Applied Solar Energy, 2008, Volume 44, Number 4, Pages 262-265. www.springerlink.com
- [5]. K.A.Samiev, R.R.Avezov Calculation method the optical properties of multilayer light transparent enclosures of insolation passive solar heating systems. Applied Solar Energy, 2006, Vol. 45, No. 3, pp. 31–34. © Allerton Press, Inc. www.springerlink.com
- [6]. F. Kreith and William Z. Black "Basic Heat Transfer" Solar Energy Research Institute and University of Colorado, 1980, Volume 512, pp. 163-194.
- [7]. V. Belessiotis, E. Delyannis Solar drying. Solar Energy, 2011, No. 8 (85), pp. 1665–1691. © ScienceDirect. www.sciencedirect.com

PROSPECTS FOR THE USE OF SOLAR POWER PLANTS IN UZBEKISTAN WITH THERMAL STORAGE TECHNOLOGIES

Nurmatov Sh.R., Atabaev I.G., Fayziev Sh.A., Gulamova N.P., Khujanov R.A.

Institute of Material Sciences,

100084, Bodomzor yuli str. Tashkent, nur1973@list.ru

Noticeable lack of natural resources in the era of globalization of the world economy forces the mankind to develop alternative technologies which utilize renewable energy sources. Heat accumulators are used to store energy obtained from the renewable energy sources.

Energy storage is one of the most important objectives in the design of energy systems based on renewable sources.

In contrast to photovoltaics, CSP technologies do not produce electricity directly from the solar radiation, but use concentrated solar energy to indirectly generate heat and power. This heat is then used to generate steam and operate a turbine in a conventional power cycle. Important features of the most solar thermal technologies are their capacity for bulk power generation and their viability in a wide range of sizes from a few kilowatts to several hundreds of megawatts.[1]

Locations that have been primarily identified as suitable for CSP solutions are those with a high sun exposure and low cloud coverage, such as southern states of the United States, Mexico, Mediterranean sea region, Middle East, south Africa, parts of China, Pakistan, India, Australia and parts of South America (e.g. Brazil and Chile). [Mora Associates, Internal research].

Solar energy reaching the Earth is characterized by seasonal (summer - winter), daily (night - day) and hourly (clouds) changes. System thermal energy storage (TES) corrects the discrepancy between the solar output and the requirement for provision of thermal energy. Consequently, TES is a key technology for solar thermal energy usage in the present and the future.

In addition, the energy storage is necessary due to unstable characteristics of the renewable energy sources, in particular solar output throughout the year and sometimes during the day.

Usage of battery power systems based on renewable energy sources addresses the following objectives:

- Ensures uninterrupted power supply due to the accumulation of energy and its usage during the off-generation period;
- Ensures optimal operation of energy sources for consumers due to smaller fluctuations in the grid;
- Increases the capacity of the energy required for the accumulation of low-grade energy;
- Transfers from one source to another in accordance with the needs of the consumer.

To save energy from renewable sources we can use different technologies with different types of devices: electrochemical batteries, heat accumulators, batteries on the basis of reversible phase transitions,

batteries based on reversible chemical reactions, batteries working from the enrichment of the fuel, hydrogen batteries.

The Republic of Uzbekistan has been actively working on creating solar power plants of various types. Supported by the Government and the ADB, the country evaluated options for solar and hybrid power plants. The Republic is getting better edition of photovoltaics for PV stations, plans to build solar plants and CSP. tower types.

Below describes selection sites for construction of solar plants (fig. 1, 2,3). [2]

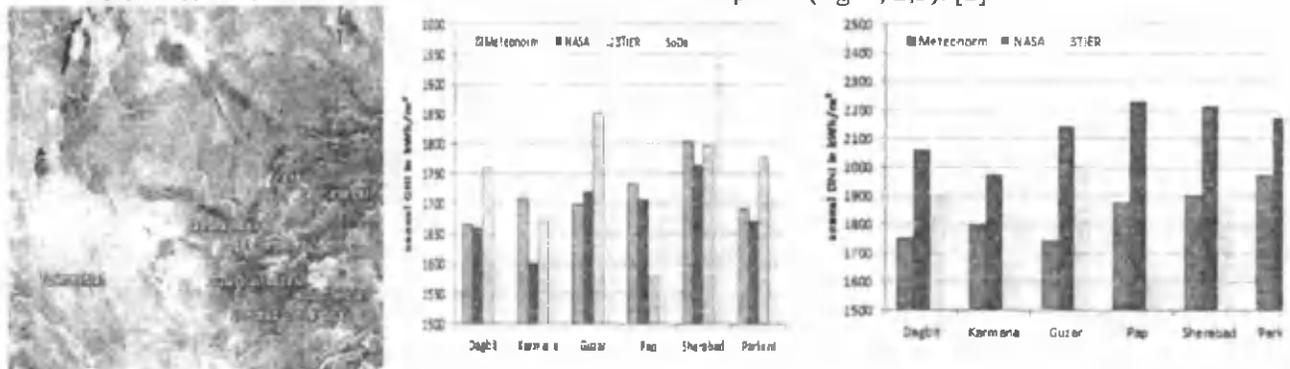


Fig. 1. Selected sites in Uzbekistan and mean annual value Global Horizontal Irradiation: $\approx (1700 \pm 65) \text{ kWh/m}^2\text{a}$, Direct Normal Irradiation: $\approx (1950 \pm 200) \text{ kWh/m}^2\text{a}$.

Please take a look at the solar map of Uzbekistan provided by ADB. The red zone is the most preferred one in terms of the usage of solar energy; it has the highest total solar radiation on a horizontal surface. Yellow Zone is permissible in terms of the usage of solar energy. Finally, the green zone represents an ineffective area. It is therefore necessary to examine more carefully the meteorological features of the regions of red and yellow zones. They include Tashkent, Navoi, Bukhara, Samarkand, Kashkadarya, Surkhandarya and northern areas of Namangan region. Until the mid-90s, Actinometry was conducted at eight meteorological stations: Karakalpakstan, Tahiatash (Karakalpakstan), Tamdy (Navoi region) Kyzilcha (Tashkent region), Observatory Tashkent, Fergana, Samarkand agro and Termez.

At present, Actinometry is conducted at the following weather stations: Karakalpakstan, Tahiatash (Karakalpakstan), Tamdy (Navoi region), Observatory Tashkent, Fergana and Tashkent.

With the support of the Asian Development Bank, Uzbekistan installed automatic weather stations in the six regions (as selected). These stations will provide reliable ground information, and this information will be used in the construction of solar power plants.

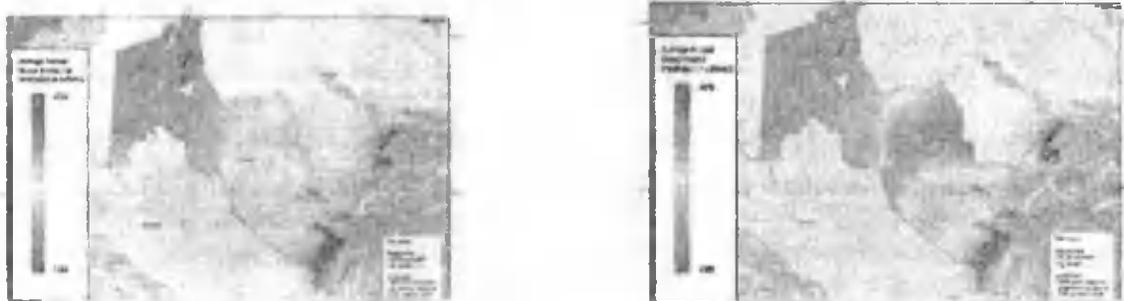


Fig.2. Theoretical resource for photovoltaic and concentrating solar power for Uzbekistan [3]

As we see (fig. 2), the selected sites for solar plants are fully suitable for the implementation of green energy.

As it is well known, Solar thermal energy shows seasonal (summer-winter), daily (day-night), and hourly (clouds) flux variations that do not enable solar systems to provide heat or thermal power according to the demand profile of specific users. Strategies to overcome this problem are to operate in hybrid (solar plus fossil) mode and/or to use TES. Integration of TES in solar thermal systems has significant benefits:

1. The solar contribution is increased and TES allows operation during times of no solar radiation;
2. Rapid flux variations can be compensated (avoid strong gradients for connected components, e.g., piping, heat exchanger, boiler, turbines etc.) which increases the lifetime of components;
3. Surplus energy can be used and does not need to be dumped;
4. The size of subsequent components, e.g., evaporator, condenser, boiler, turbines, can be reduced;

5. TES allows improved thermal management of the solar system (e.g., increased startup time, accurate preheating of solar steam cycle);

6. TES can be used to cover peak demand. [4]

As mentioned, the system thermal energy storage (TES) corrected the discrepancy between the solar and the requirement for provision of thermal energy.

Table 1 lists some thermal storage materials together with their thermophysical properties at atmospheric pressure.

Analysis of the chemical industry of Uzbekistan showed in the country can produce TES materials. [5,6,7]

Construction of solar plants in these areas contributes to the development of solar energy not only in Uzbekistan but also in Central Asia as a whole.

Literature

1. «The global CSP market - its industry, structure and decision mechanisms»; Hajo Wenzlawski, 9 October, 2003, Hamburg, Germany.
2. «Solar Energy Development Inception and Capacity Building», M. Gopal Rao, Workshop, 10-11 May, 2012, Tashkent, Uzbekistan.
3. Preliminary Results Solar Resource Assessment, Sh.A. Fayziev, Interim Meeting, 10 June, 2013, Tashkent, Uzbekistan.
4. Bauer, T., Steinmann, W.-D., Laing, D., & Tamme, R. (2012). Chapter 5: Thermal energy storage materials and systems. In G. Chen (Ed.), Annual Review of Heat Transfer, Vol. 15 (pp. 131-177): Begell House, Inc.
5. R. Tamme, T. Bauer, and E. Hahne, Heat storage media, in Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry, Wiley-VCH, Weinheim, Berlin, 2009.
6. http://www.uzbekistan.org/economy_and_trade/chemical/
7. <http://www.mse.uz/production/>

РАСЧЕТ И ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕЛИОТЕПЛИЦ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕПЛОТЫ ДЫМОВЫХ ГАЗОВ

А.А.Вардияшвили., Маг.А.Шаропов., А.Б.Вардияшвили

КаршиГУ

E-mail: vardi41@mail.ru

Одним из наиболее перспективных методов повышения экономичности систем обогрева культивационных сооружений является использование дешевых источников тепла, в частности, природного газа.

При сжигании газа выделяется углекислота, которая используется при подкормке растений.

В настоящее время накоплен значительный опыт по использованию продуктов сгорания топлива, если в них отсутствуют сернистые соединения, для обогрева теплиц и подкормки растений углекислотой.

При непосредственном сжигании газа в сооружении коэффициент полезного действия системы отопления повышается практически достигая единицы, так как продукты сгорания газа, прежде чем уйти из теплицы, охлаждаются до температуры внутреннего воздуха, и кроме того, газ сгорает полностью. Для сравнения можно напомнить, что К.П.Д. отопительных агрегатов, в которых продукты сгорания газа выбрасываются наружу, не превышает 0,8.

Таким образом, рассматриваемый способ обогрева дает возможность использовать дешевый источник тепла (газ) и наиболее рациональные системы отопления. Специфика отопления сооружений при непосредственном сжигании газа такова, что была бы ошибкой вести расчет общепринятыми методами. Это единственный из применяемых сейчас видов обогрева, в котором теплоноситель (газ) является источником выделения вредных веществ (CO_2 , паров воды и CO). Поэтому при системе отопления непосредственным сжиганием газа требуется дополнительный воздухообмен (на разбавление вредных веществ) по сравнению с другими системами отопления, несмотря на К.П.Д. около единицы, может привести к большому расходу тепла, чем у системы с меньшим К.П.Д.

Чтобы выявить пределы технической целесообразности применения таких систем и обеспечить возможность их проектирования, требуется изучить основные закономерности формирования тепловлажного и газового режимов сооружений с обогревом прямым сжиганием газа.

В работе рассматривается стационарная задача для общепринятого в настоящее время конвективного способа отопления, когда в сооружении при известных наружных условиях

необходимо поддерживать нормируемую температуру воздуха и концентрации вредных (углекислоты, окиси углерода и водяных паров). В качестве расчетной вредности можно считать углекислоту, так как регулировать влажностный режим можно различными методами, которые не имеют отношения к специфике рассматриваемого вида отопления. Принимается также предпосылка, что при воздухообмене, рассчитанном из условия поддержания в атмосфере теплицы заданного содержания углекислоты, концентрация окиси углерода не будет превышать предельно допустимую по санитарным нормам.

Это условие выполнимо, если газовые приборы имеют коэффициент химической неполноты сгорания не выше допустимой величины β_r , при которой соблюдается равенство воздухообменов по CO_2 и CO .

В условиях работы теплицы при использовании теплоты дымовых газов от малых котельных основную роль в процессе теплопередачи в рабочем пространстве (в камере теплицы) играют трехатомные газы, имеющиеся в продуктах сгорания, - CO_2 , H_2O .

Поглащающая и излучающая способность газовой среды камере теплицы зависит как от концентрации в ней H_2O и CO_2 , так и от толщины газового слоя.

Известно, что степень черноты является физической характеристикой собственного газа. Она зависит от парциального давления газа, толщины излучающего слоя, температуры и полного давления.

Влияние температуры по разному сказывается на степени черноты CO_2 и H_2O . Для углекислого газа она изменяется обратно пропорционально корню квадратному из температуры газа, для водяного пара-обратно пропорционально температуре газа.

В свою очередь, исследованиями теплового излучения чистых (несветящихся) газов - CO_2 , O_2 , H_2 , H_2O показали, что оно отклоняется от закона Стефана-Больцмана и количество переданного тепла зависит от абсолютной температуры не в четвертой степени, а в степени 3,5 для CO_2 и 3,0-для H_2O .

Однако для удобства теплотехнических расчетов излучение газов связывают с излучением абсолютно черного тела, вводя понятие степени черноты газов

$$\varepsilon_r = \frac{q_r}{E_{\text{гр}}} = \frac{q_r}{5,67 \left(\frac{T_r}{100} \right)^4}, (1)$$

где q_r - количество тепла, передаваемое излучением газа, $\text{Вт}/\text{м}^2$. зная ε_r и T_r , можно по формуле (1) определить и q_r .

При суммарном излучении CO_2 и H_2O вводят поправки, связанные с неодинаковым отклонением от закона Стефана-Больцмана и с частичным перекрытием интервалов излучения в спектре:

$$\varepsilon_{\text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O}} = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \beta \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta \varepsilon. (2)$$

Величины $\varepsilon_{\text{CO}_2}$ и $\Delta \varepsilon$ определяются по графикам, приведенным, в [1].

Таким образом, степень черноты газов определяется как функция от температуры и произведения pL , характеризующего эффективность ослабления:

$$\varepsilon_{\text{гр}} = x(T, P, L). (3)$$

Излучение водяного пара при постоянном $P_{\text{H}_2\text{O}} L$ оказывается зависящим также от $P_{\text{H}_2\text{O}}$, что свидетельствует об отклонении от гипотезы Бера. Поэтому при определении степени черноты водяного пара вводится поправка β , определяемая для заданного значения $P_{\text{H}_2\text{O}} L$ в зависимости от парциального давления $P_{\text{H}_2\text{O}}$. Суммарное излучение смеси газов в общем случае не равно сумме излучений компонентов смеси, взятых порознь. Так, степень черноты смеси углекислого газа и водяного пара меньше суммы их собственных степеней черноты. Это явление связано с частичным взаимным поглощением излучения в области длин волн, в которых полосы спектров CO_2 и H_2O перекрывают друг друга. Поправка $\Delta \varepsilon$, на которую надо уменьшить сумму степеней черноты CO_2 и H_2O в их смеси, дан в [1].

Таким образом расчет суммарной поглощательной способности (степени черноты) трехатомных газов CO_2 и H_2O можно производить с достаточной точностью по экспоненциальной зависимости

$$a_{\Gamma} = \varepsilon_{\Gamma} = 1 - \exp(k_{\Gamma} p_{\Gamma} L_{\Gamma}), (4)$$

где $P_{\Gamma} = P_{CO_2} + P_{H_2O}$ - суммарное парциальное давление углекислоты и водяных паров; k_{Γ} - коэффициент ослабления лучей дымовыми газами, определяемый эмпирическим соотношением

$$k_{\Gamma} = \frac{0,8 + 1,6 \cdot P_{H_2O}}{\sqrt{P_{\Gamma} L}} (1 - 0,38 \cdot 10^{-3} T_{\Gamma}). (5)$$

Следует отметить, что, чем больше $k_{\Gamma} p_{\Gamma} L_{\Gamma}$, тем выше степень черноты газовой среды теплицы.

Литература

1. Т.А.Садиков, А.Б.Вардияшвили. Гелиотеплицы и их тепловые режимы. Из-ство «ФАН» РУз г. Ташкент, -1977 г. -80 с.
2. Вардияшвили А.А. Исследование теплоэнергетической эффективности и тепломассообменных процессов в гелиотеплицах с использованием тепловых отходов. Автореферат дис. на соиск. ученой степени к.т.н. ФТИ «Физика-Солнце» АН РУз. Ташкент-2008 г. 27 стр.

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭФФЕКТА ПЕЛЬТЬЕ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МАЛОМОЩНЫХ ОХЛАЖДАЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Матчанов Н.А., Адамбаев К., Джураев Х.Н., Юсупов А.

ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз,

г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2Б, Тел: 235-40-90, simornur@uzsci.net

Одним из возможностей для осуществления процессов охлаждения и нагрева является применение эффекта Пельтье [1]. Такие устройства работают бесшумно, не имеют движущихся частей, экологически безвредны [2].

В данной работе изучаются особенности применения элемента Пельтье для охлаждения. Используются два типа устройств: элементы Пельтье и устройство (элементы Пельтье, объединенные в единой конструкции) рассчитанные на 25 Вт и 36 Вт. В этом случае питание системы осуществляется от фотоэлектрических преобразователей.

Для осуществления технического решения данной системы были собраны три камеры для охлаждения, объемом 2, 12 и 28 литров.

В этих устройствах использовались стандартные способы герметизации, а также разработана система, в которой использована теплоизоляция с применением дешевого и доступного вида теплоизоляции – пенопласта (теплопроводность 0,031 - 0,041 Вт/(м °С)) и полиуретана (теплопроводность 0,025-0,028 Вт/(м °С)).

В эти устройства вмонтированы ячейки с элементами Пельтье -модули Пельтье и теплообменные детали, как внутри камеры, так и с внешней стороны этих модулей, радиаторы. Применялись два вида радиаторов – с естественным и принудительным охлаждением. При естественном охлаждении рассчитаны площади теплообменника внутри камеры и радиатора. При использовании принудительного охлаждения рассчитана площадь радиатора и оценен необходимый поток воздуха с использованием маломощных высокоэффективных вентиляторов.

На первом этапе созданы камеры, рассчитанные для охлаждения малых объемов, а именно 2, 12 и 28 литров. Если для создания камер с объемами 2 и 12 литров, в основном, использованы герметизация с применением – пенопласта (полиуретана), то для камеры объемом 28 литров применена традиционная система изоляции, размещенная в тонкий металлический корпус.

Внутри экспериментальных камер до проведения экспериментов по изучению эффективности их функционирования монтировали термометр или заранее градуированную измерительную систему – чувствительный термодатчик.

Предварительные изучения режимов эксплуатации модулей Пельтье показали, что имеется необходимость проведения оценки и расчетов эффективной мощности в малом объеме, а также оценки и расчета теплообменных систем – радиатора и охлаждающей части устройства. Для этой цели были изучены конструкции ряда стандартных холодильников различных производителей.

На начальном этапе проводилась работа по изучению эффективности использования модулей Пельтье для осуществления охлаждения камеры без принудительного теплообмена радиаторов. Результаты показали, что хотя при подаче питания с применением стандартных источников постоянного напряжения происходит теплоперенос из камеры, выявлена некоторая особенность

действия модулей - их эффективность сильно зависит от наличия переменного составляющего и флуктуации выходных параметров.

Для моделирования тепловых процессов в начале рассмотрели камеру с объемом ~2 литра. Выявлено, что охлаждение объема камеры с помощью термоэлектрического агрегата с оптимальными теплоизоляционными параметрами осуществляется как, при применении модуля 25 Вт, так и 36 Вт мощности.

Проведены экспериментальные исследования с использованием камеры объемом 12 литров, которая достаточно широко применяется для малогабаритных холодильных устройств (для автомобильных холодильников, как охлаждающие устройства при путешествиях в места, где отсутствуют источники электрической энергии).

Предварительные экспериментальные исследования показали, что охлаждение радиатора при произвольном, а также перпендикулярном обдуве радиатора, находящегося в тепловом контакте с горячей стороной модуля Пельтье, не достаточно эффективно. Поэтому в дальнейшем применена система продува воздухом радиатора перпендикулярно поверхности пластин радиатора, параллельно поверхности модуля Пельтье. В предлагаемых условиях обеспечивается наибольшая эффективность работы устройства, а именно нахождение горячей поверхности модуля близко к комнатной температуре – 30-32 °С.

На рис. 1 приведена временная зависимость температуры внутри камеры при применении одного модуля Пельтье мощностью 36 Вт.

Как видно из рис.1 теплоперенос осуществляется с экспоненциальной зависимостью. Постоянная времени процесса, рассчитанная из графика составляет $\tau \approx 34000$ с.

Для оптимизации условий эксперимента улучшили теплоизоляцию камеры и проводили повторный процесс. В этом случае получены результаты, которые заметно отличаются от предыдущего опыта. Типичные экспериментальные кривые приведены на рис.2.

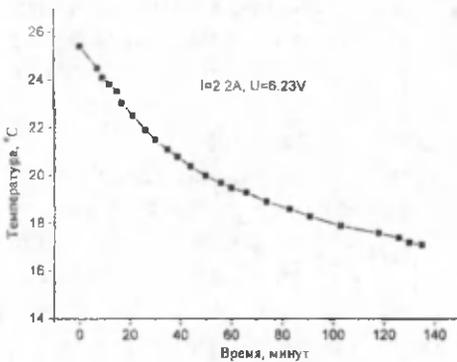


Рис.1. Временная зависимость температурного хода внутри камеры (теплоизоляция – пенопласт).

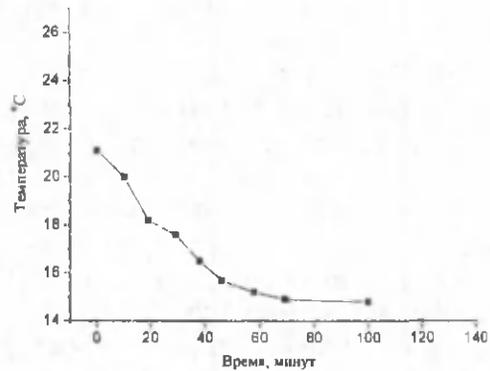


Рис.2. Временная зависимость температурного хода внутри камеры (теплоизоляция – полиуретан).

Постоянная времени определенная из графика процесса, составляет $\tau \approx 13140$ с.

Из результатов следует, что процесс теплопереноса определяется мощностью устройства охлаждения, следовательно, для произвольного объема камеры экспериментально можно подобрать охлаждающую систему из модулей Пельтье.

Однако, как и ожидалось, на данный процесс заметно влияют и теплоизоляционные свойства рабочей камеры и параметры источника питания. При применении источника тока без переменной составляющей можно ожидать улучшения эффективности по сравнению с использованием выпрямителей переменного тока.

Таким образом, для конструирования эффективной охлаждающей системы необходим подбор комплектующих материалов с оптимальными параметрами, которая в свою очередь даёт возможность разработать и создать маломощное охлаждающее устройство с элементами Пельтье.

Литература

1. Lasance, C.J.M., and Simmons, R.E. (2005) Advances In High-Performance Cooling For Electronics. Electronics Cooling. Retrieved May 2006. http://www.electronics-cooling.com/html/2005_nov_article2.html
<http://nuclphys.sinp.msu.ru/ecology/ecol/ecol05.htm> "Экологические проблемы энергетического обеспечения человечества".

ЭЛЕКТРОСНАБЖЕНИЕ УСТАНОВКИ ОБЕЗЗАРАЖИВАНИЯ ВОДЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ МОДУЛЯМИ

Бердышев А.С., Раджабов А., Ибрагимов М.

Ташкентский институт ирригации и мелиорации.

100000, ул. Кары Ниязи-39, 237-19-81. berdvshev66@bk.uz

Сельское хозяйство тесно связано с различными жидкими средами, используемыми при выращивании животных и растений (например, питьевая вода; питательные растворы гидропонных теплиц), а также средами, являющимися побочными продуктами функционирования отраслей сельскохозяйственного производства (например, сточные воды; жидкие фракции навоза). Кроме того сельское население в большинстве случаев вынуждено использовать в качестве питьевой загрязненную воду артезианских колодцев [1].

Для удаленных районов, где отсутствует электроснабжение, подходит устройство УФ-очистки воды, состоящее из множества фильтров для фильтрации воды и УФ-камеры для облучения воды. Устройство включает автономный источник питания, который использует солнечную энергию для зарядки электрической батареи, обеспечивающей энергией электрический двигатель для привода в действие насоса, использующегося в процессе очистки.

Ключевое преимущество ультрафиолетовой системы состоит в том, что избыточная мощность при генерации фотоэлектричества может быть сохранена в батареях и использована в течение тех дней, когда облачность ограничивает работу фотоэлектрических панелей. Ультрафиолетовая обработка требует, чтобы уровень предфильтрации гарантировал присутствие в воде частиц не более 5 микрон, что обеспечивает воздействие ультрафиолетового света на всю поверхность частицы. Главные неудобства к этой системе то, что это требует регулярного обслуживания фильтра и впоследствии более высоких ежегодных эксплуатационных затрат.

Для достижения необходимого результата в процессе обработки жидкой среды УФ-поток, каждой частице облучаемого объема необходимо передать количество энергии не менее минимально допустимого значения (дозы облучения), задаваемого технологическими условиями работы УФ-установки. В применяемых технологиях требуемого результата достигают с потерями бактерицидного потока, доходящими до 80%. Данные потери обусловлены тем, что УФ-поток, проходя через обрабатываемый слой среды, поглощается подложкой, на которой располагается облучаемая среда. Потери электроэнергии в источниках УФ-излучения составляют 90% (для ртутных ламп высокого давления) и 60 % (для ртутных ламп низкого давления), поэтому в процессе облучения среды УФ-поток используется только 2...8 % от потребленной электроэнергии.

В мировой практике доля отраслевого потребления электроэнергии в технологических процессах с использованием оптического излучения, к которым относится процесс обработки жидких сред УФ-поток, составляет 10÷15%. Потери же энергии в них превышают суммарные потери в электроприводах и при электронагреве. При том эти установки потребляют гораздо больше электроэнергии (примерно 40%). В настоящее время доля электроэнергии в себестоимости продукции сельскохозяйственного производства не просто выросла, а превратилась в значительный, а в ряде случаев, в определяющий показатель экономической эффективности деятельности сельхозпредприятий. Поэтому, поиск энергосберегающей технологической схемы облучения жидких сред УФ-поток является весьма актуальной задачей для всех отраслей сельского хозяйства.

В данной работе предлагается использовать ультрафиолетовые светодиодные лампы, в частности, для установок обеззараживания воды. В сравнении с существующими основными видами ламп (накаливания и люминесцентных), светодиоды (LED) обладают следующими особенностями:

- Экономично используют энергию по сравнению с предшествующими поколениями электрических источников света. Так, световая отдача светодиодных систем освещения с резонансным источником питания достигает 132 люменов на ватт мощности лампы. Для сравнения люминесцентные лампы имеют световую отдачу 60÷100 люмен на ватт, а лампы накаливания — 10÷30 люмен на ватт.

- При оптимальной схемотехнике источников питания и применении качественных компонентов средний срок службы светодиодных систем освещения может быть доведен до 50 тысяч часов, что в 30÷60 раз больше по сравнению с лампами накаливания и в 4÷6 раз больше, чем у люминесцентных ламп.

- Возможность получать различные спектральные характеристики без применения светофильтров (как у ламп накаливания).

- Безопасность использования, т.е. отсутствие ртутных паров (в отличие от газоразрядных люминесцентных ламп), что исключает отравление ртутью при переработке и при эксплуатации.

- Малые размеры и высокая прочность.

- В отличие от люминесцентных ламп, у которых с прогревом потребляемая мощность увеличивается, у светодиодных ламп с прогревом потребляемая мощность падает до 30 % при сохранении яркости, что обусловлено уменьшением падения напряжения светодиодов с прогревом.

- Низкая предельная температура: мощные осветительные светодиоды требуют внешнего радиатора для охлаждения, потому что имеют неблагоприятное соотношение своих размеров к выделяемой тепловой мощности (они слишком мелкие) и не могут рассеять столько тепла, сколько выделяют (несмотря даже на более высокий КПД, чем у ламп накаливания), что требует пассивный радиатор.

- Для питания светодиода от питающей сети требуется низковольтный источник питания постоянного тока, при разработке ограничиваются выпрямителем, а светодиоды включают последовательно.

Это значительным образом позволяет повысить надежность энергоснабжения ультрафиолетовых ламп, благодаря использованию прямой схемы подключения к источникам постоянного тока. При этом также увеличивается общий КПД установки за счет исключения потерь в промежуточных звеньях: повышающих трансформаторах.

Применение низковольтных систем энергоснабжения позволяет существенно упростить эксплуатацию и обеспечить полную безопасность для персонала, обслуживающего установки.

На рис.1 показана электрическая схема подключения установки. Важным моментом предлагаемой технологической схемы является питание ультрафиолетовых светодиодных ламп при обеззараживании воды от фотоэлектрических батарей, что позволяет эффективно использовать вырабатываемый ими электрический ток от солнечной энергии.

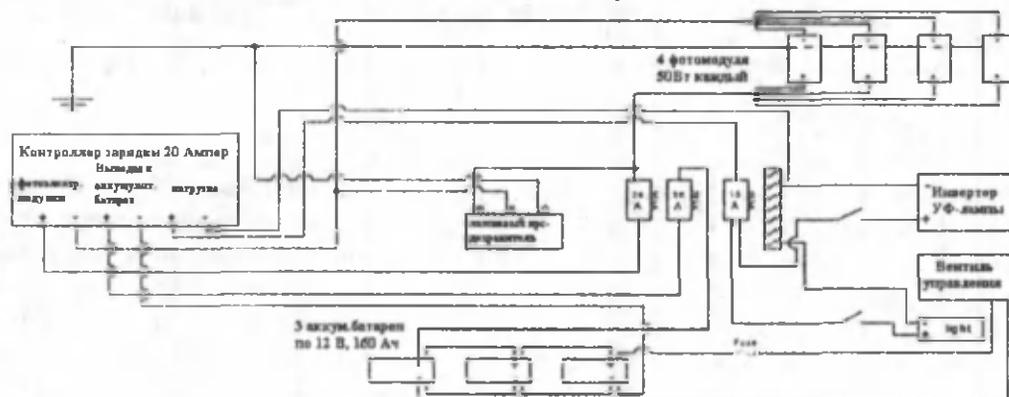


Рис.1.

Приведенная установка обеспечивает производительность получения питьевой воды в объеме 11,6 л/час.

Ультрафиолетовый стерилизатор и системы управления потребляют приблизительно 20 Ватт, для непрерывного действия система требует минимальной энергоемкости 480 Втч в день. Кроме того, батареи определяются на 80%-ную глубину разгрузки.

Система использует фотоэлектрические модули мощностью 200 пиковых Ватт. Допустимое максимальное снижение напряжения для системы выбирается, чтобы быть 2%. Дополнительные компоненты включают контроллер нагрузки для защиты аккумуляторных батарей от перегрузки, молниеотвод, чтобы защитить систему, и выключатели. Данная разработка обеспечит без больших затрат на электроснабжение эффективное обеззараживание воды, в первую очередь в сельской местности.

Литература.

1. А. Раджабов, М. Ибрагимов, А.С. Бердышев. Обеззараживание подземных питьевых вод импульсными электромагнитными полями. Т. 2008. с.101.
2. NSF/ANSI Standard 55-2002 Ultraviolet Microbiological Water Treatment Systems.

КАПИЛЛЯРНО СМАЧИВАЕМЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ ВОДООПРЕСНИТЕЛЬ

Ботиров К., Саидов К.С.,

БухГУ,

г.Бухара 2236553, E-mail: saidqurbon@mail.ru

Изготовлен капиллярно смачиваемый солнечный водоопреснитель, который функционирует по принципу, основанному на явлении капиллярности воды и конденсации пара [1].

Капиллярность позволяет экономит на смачивании поверхности образования пара. А также введение дополнительного слива воды позволяет, не нарушая герметичности, проводить удаления слоя накопленных солей. Так как в паровоздушной камере слой воды незначителен инерционность установки очень мала. На рис. 1 приведена капиллярно смачиваемый солнечный водоопреснитель и направления конденсации пара.

Тепловой баланс низкотемпературной солнечной установки можно написать в следующем виде.

$$\tau \varepsilon I_{\text{сол}} - q_{\text{полз}} = q_{\text{потер}}^{\text{конв}} + q_{\text{потер}}^{\text{излуч}} + q_{\text{потер}}^{\text{бока}} \quad (1)$$

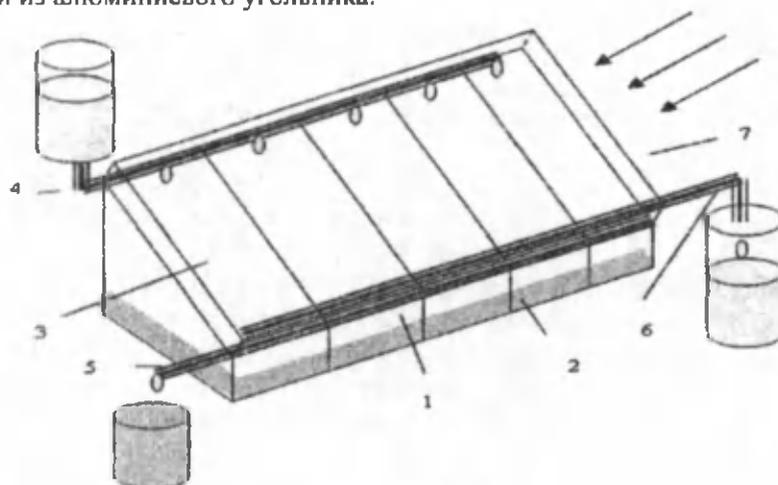
где, τ – коэффициент пропускания прозрачной изоляции; ε – коэффициент поглощения поверхности теплоприёмника; $I_{\text{сол}}$ – интенсивность солнечной радиации, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$.

Правая часть формулы (1) представляет потерь теплового потока от прозрачной поверхности в виде конвективного теплообмена и в виде излучения, а также потери от боков установки.

$$\tau \cdot \varepsilon I_{\text{сол}} - q_{\text{полз}} = \alpha (T_{\text{мп}} - T_{\text{проз}}) + \varepsilon_0 C_0 \left(\frac{T_{\text{мп}}}{100} \right)^4 + q_{\text{потер}}^{\text{бока}} \quad (2)$$

где, α – коэффициент теплоотдачи от внутреннего воздуха установки к прозрачной поверхности; $T_{\text{мп}}$ – температура теплоприёмника (температура капиллярной воды); $T_{\text{проз}}$ – температура прозрачной изоляции; ε_0 – коэффициент черноты серого материала ($\varepsilon_0 = 0,8$); C_0 – коэффициент Стефана – Больцмана ($C_0 = 6,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^2}$).

Деревянное основание установки опускается в соленую воду на 40мм глубину. Соленая вода поднимается по капиллярам досок в паровоздушную камеру. Через прозрачное стекло, солнечные лучи нагревают слой воды, имеющийся на поверхности деревянного основания. На поверхности образуется насыщенный пар и вследствие конвекции пар конденсируется на внутренней поверхности стекла образуя капли. Наклонность установки позволяет водяным каплям собираться в сливной канаве, изготовленной из алюминиевого угольника.



Фиг. 1. Капиллярно смачиваемый солнечный водоопреснитель, вид под углом.

1 - Капиллярное основание установки, собранной из деревянных досок (на поверхности воды). 2 - часть деревянного основания, погруженного в воду; 3 - прозрачная поверхность; 4 - трубка для дополнительного смачивания; 5 - слив для соленой воды; 6 - слив для дистиллированной воды; 7 - паровоздушная камера (прослойка)

Устройство изготавливается, в основном, из дерева (сосна) и не создают трудности при транспортировке. Толщина паровоздушной прослойки выбрана оптимальна [2], что обеспечивает эффективную производительность. Угол наклона паровоздушной камеры обеспечивает прямое попадание солнечных лучей на прозрачную поверхность.

Испытания проводились в лабораторных условиях и в открытой местности. Установлена зависимость производительности по дистилляту от разности температур между внутренним и наружным слоями, а также от интенсивности солнечной радиации. Исследовали капиллярный подъем воды на разных образцах.

В качестве материала для основы установки выбрали сосну. Дерево сосна хорошо обрабатывается, влагоустойчивое, широко распространенное в народном хозяйстве, теплопроводность на ряду теплоизоляторов и намного дешевле. Теплопроводность сосны поперек волокна $0,14 - 0,16 \frac{Вт}{м \cdot К}$, вдоль волокна $0,35 - 0,37 \frac{Вт}{м \cdot К}$ (для асбестового картона $0,145 \frac{Вт}{м \cdot К}$, что для сухого песка $0,326 \frac{Вт}{м \cdot К}$).

Основу установки собирали из досок толщиной 50мм (секции). Для установки прозрачного слоя на расстоянии 10-12 мм от рабочей поверхности использовались алюминиевые пластинки, теплоизолированные деревянными слоями. На паровоздушной камере установили термометр и отводы для дистиллята и соленой воды.

В процессе измерения изменения комнатной температуры не превышало 1-2 °С. Освещенность рабочей поверхности составила 1850 люкс. Суточная производительность установки составила

$$g = 3,5 \frac{\text{литр}}{\text{м}^3}$$

При измерении в открытой местности суточная производительность установки составила

$$g = 4,3 \frac{\text{литр}}{\text{м}^3} \text{ и зависит от солнечной радиации.}$$

Литература

3. К.С.Сандов, К.Ботиров, К.Р.Вахидова. Қия сиртли капилляр намланадиган қуёш суы чучитғичи. Научный вестник Бухарского государственного университета. 2012г. №2(46), стр.13-16.
4. Ботиров К., Вахидов А.Т. Экспериментальное исследование влияния толщины паровоздушной прослойки на производительность солнечных водоопреснителей лоткового типа. Гелиотехника. 2003. № 5. С. 81-84.

О СВЯЗИ ПАРАМЕТРА ТОЧНОСТИ И УГЛОВОЙ ОШИБКИ ПАРАБОЛОИДНЫХ КОНЦЕНТРАТОРОВ

Акбаров Р.Ю., Кучкаров А.А.

Институт Материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз

E-mail: r.akbarov@inbox.uz. tel.: +998935820984

В настоящее время широко используются высокотемпературные солнечные зеркально-концентрирующие системы (ЗКС) в различных областях науки и техники, особенно в гелиоматериаловедении и гелиоэнергетике. Многие ведущие научные центры (во Франции, Испании, США, Германии, Туркменистане, Узбекистане, Индии, Египете и др.) имеют гелиополигоны с такими установками. В последние годы были разработаны и построены несколько таких установок в различных странах. Сейчас в мире в год проектируются и сдаются в эксплуатацию несколько десятков солнечных высокотемпературных установок различного назначения. В большинстве из них геометрической основой концентратора является параболоид вращения или его фрагмент. Это связано с тем, что такая геометрическая форма обеспечивает наибольшую концентрацию. Концентратор может быть цельным или составным (фацетная система).

Область применения параболоидных концентраторов довольно широкая - начиная от различных видов солнечных кухонных печей (большинство из них изготавливаются на базе

параболоидных или эллипсоидных форм) и выработки электрической энергии с применением двигателей Стирлинга до высокотемпературных печей для синтеза и плавки тугоплавких материалов. В случае разработки солнечных печей большой мощности (несколько десятков киловатт и больше), часто применяется двухзеркальная оптическая схема с гелиостатом (или полем идентичных гелиостатов) и системой слежения за Солнцем для обеспечения стационарного положения концентратора. Правда, в этом случае стоимость системы заметно возрастает.

В гелиотехнике теория расчета солнечных зеркальных концентрирующих систем достаточно полно разработана (работы Захидова Р.А, Грилехеса А и др.[1,2]) и она хорошо известно специалистам-гелиотехникам. Однако, на практике имеется потребность в использовании более простых методов расчета энергетических характеристик таких систем, которые под силу рядовому инженеру. Примером может служить известная формула Апариси [3].

В данной работе рассматривается вопрос модификации этой формулы с использованием среднеквадратичную угловую ошибку концентратора φ_z взамен параметра точности системы h .

Формула Апариси имеет вид:

$$E(r) = E_0 R_s \sin^2(u_m) h^2 \left(\frac{180}{\pi} \right)^2 e^{-\left(h \frac{180}{\pi} \frac{r}{p} \right)^2 (1 + \cos(u_m))^2}$$

где E_0 – прямая солнечная радиация, U_m – угол раскрытия концентратора, h – параметр точности. Параметр точности обычно определяется на основе экспериментальных данных и включает в себя все факторы, которые влияют на энергетические характеристики концентратора (точности юстировки, формообразования, системы слежения, изготовления каркаса и т.д.).

Однако, на практике, за исключением среднеквадратичной угловой ошибки зеркал φ_z , влияния многих факторов можно свести к минимуму. Поэтому во многих случаях имеется однозначная зависимость между h и φ_z . Нами этот параметр определен с помощью численных экспериментов. Сначала проводились серии численных расчетов по методике, изложенной в [1] для различных значений φ_z . Затем проводились серии расчетов по формуле Апариси для различных значений h в идентичных характеристиках (апертура, радиация, коэффициент отражения). Критерием численного эксперимента являлось наилучшее совпадение двух этих распределений. Для серии таких кривых определена зависимость между h и φ_z в виде последовательности $(h_1, \varphi_{z1}), (h_2, \varphi_{z2}), (h_3, \varphi_{z3}), \dots$ (Рис.3. линия 1). Затем для этой кривой построена эмпирическая формула. На рис.1 представлены результаты численного эксперимента.

Эмпирическая формула имеет достаточно простой вид:

$$h = A + B \ln(\varphi_z),$$

где $A=5.82083$; $B=-1.21131$;

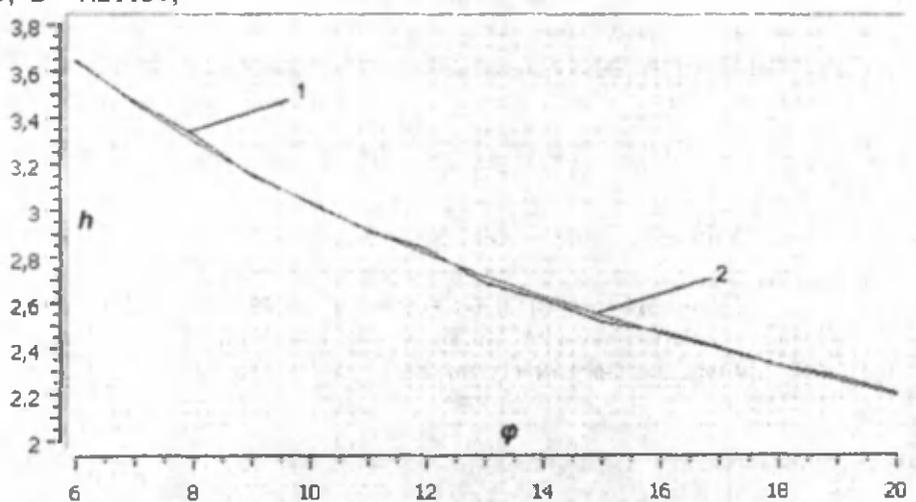


Рис. 1. Зависимость между параметром точности (вертикальная ось) и средне-квадратичной угловой ошибки зеркал (угловой минут, горизонтальная ось)

Видно, что эмпирическая формула хорошо описывает численные результаты. Теперь формула Апариси примет следующий вид:

$$E(r) = E_0 R_s \sin^2(u_m) (A + B \ln(\varphi))^2 \times \left(\frac{180}{\pi}\right)^2 e^{-\left((A + B \ln(\varphi)) \frac{180}{\pi} \frac{r}{p}\right)^2} (1 + \cos(u_m))^2$$

где $A=5.82083$; $B=-1.21131$.

Полученную формулу можно использовать для расчета энергетических характеристик параболических концентраторов прожекторного класса.

Литература

1. Захидов Р.А., Вайнер А.А., Умаров Я.Г. Теория и расчет гелиотехнических концентрирующих систем. Ташкент "ФАН", 1977. 144 с.
2. Грилихес В.А., Матвеев В.М., Полуэктов В.П. Солнечные высокотемпературные источники тепла для космических аппаратов. М: "Машиностроение", 1975, 175с.
3. Апариси Р.Р. Автореферат. к.т.н. Москва: 1955. -23с.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ АНТИОТРАЖАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

М.У. Джанклич, С.Х. Сулейманов, В.Г. Дыскин, О.А. Дудко, Н.А. Кулагина

Институт Материаловедения НПО «Физика – Солнце» АН РУз
г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2 Б Тел.: 235 40 61, E-mail: sultan@uzsci.net

Актуальной задачей солнечной энергетики является снижение стоимости электрической энергии, вырабатываемой солнечными элементами (СЭ). Для решения этой задачи необходимо увеличить эффективность СЭ и снизить их себестоимость. В связи с этим Международным Агентством по энергетике (IEA) поставлена задача к 2020 г. увеличить эффективность СЭ из монокристаллического кремния до 23 %, а поликристаллического до 19 % [1].

Технологичным и эффективным методом повышения эффективности СЭ является нанесение на их поверхность антиотражающих покрытий, в качестве материала которых используют оксиды и нитриды кремния, оксиды и фториды металлов, смеси. Покрытия на основе двухкомпонентной смеси наносят из двух испарителей или из спрессованных таблеток. Так как компоненты смеси имеют разную температуру испарения, то для получения воспроизводимых результатов выполняют пробные напыления, количество которых можно значительно уменьшить, если изменить технологию напыления: вместо двух испарителей и таблеток использовать сплавленные на солнечной печи композиционные материалы [2 – 6].

Цель данной работы сравнение эффективности кремниевого СЭ с антиотражающими покрытиями из разных материалов.

Для сравнения были выбраны традиционно используемые для антиотражающих покрытий вещества и поликристаллические композиционные материалы. Технология получения поликристаллических композиционных материалов, их структурные и оптические характеристики приведены в [2, 6].

Так как напряжение холостого хода СЭ не зависит от характеристик антиотражающего покрытия, то в качестве критерия сравнения было выбрано относительное изменение плотности тока:

$$\gamma = 100 \cdot \left(\frac{J}{J_0} - 1\right) \quad (1)$$

J_0 – плотность тока кремниевого СЭ без покрытия, J – плотность тока СЭ с покрытием. Значение J вычисляли по формуле:

$$J = \frac{q}{hc} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda E(\lambda) Q(\lambda) (1 - R(\lambda)) d\lambda \quad (2)$$

где: q – заряд электрона, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, $E(\lambda)$ – стандартный спектр прямого потока солнечного излучения AM1.5, $R(\lambda)$ – коэффициент отражения, $\lambda_2 = 1,11 \text{ мкм}$ - верхняя граница чувствительности СЭ, соответствует ширине запрещенной зоны кремния при комнатной температуре. Основой солнечной батареи СЭ является стекло, пропускание которого при $\lambda < 0,4 \text{ мкм}$ резко уменьшается, потому $\lambda_1 = 0,4 \text{ мкм}$. При численном интегрировании (2) использовали измеренные на ФО-1 значения $R(\lambda)$ и данные [7, 8]. Для неизмеренной области спектра

значение $R(\lambda)$ определяли экстраполяцией полином шестой степени. Результаты вычисления по формулам (1) и (2) представлены в таблице. Значение плотности тока СЭ без покрытия $J_0 \sim 28,1 \text{ mA/sm}^2$.

Покрытие	$J, \text{ mA/sm}^2$	$\gamma, \%$
ZnS	36,6	30,0
SiO ₂	35,5	26,3
Si ₃ N ₄	37,6	33,8
Ta ₂ O ₅	36,8	30,0
Gd ₂ O ₃	39,2	39,5
Dy ₂ O ₃	39,3	38,9
форстерит	39,8	41,6
муллит	35,0	24,6
TiO ₂ :SiO ₂ (10:90)	39,7	41,3

Из таблицы следует, что применение антиотражающих покрытий увеличивает плотность тока на 30 – 40 %. Форстерит и сплав оксидов (масс. %) TiO₂ : SiO₂ = 10 : 90 имеют наибольшее значение параметра γ , т.е. антиотражающие покрытия на основе этих материалов являются наиболее эффективными. По сравнению с антиотражающими покрытиями ZnS, SiO₂, Si₃N₄ эти покрытия увеличивают плотность тока на 5 – 8 %.

Следует отметить, что антиотражающие покрытия на основе форстерита и сплава оксидов (масс. %) TiO₂ : SiO₂ = 10 : 90, нанесенные на поверхность стеклянных и кремниевых пластинок, обладают высокой механической прочностью (не царапаются стальной иглой) и хорошей адгезией (не отрываются от поверхности клейкой лентой).

Литература

1. Technology Roadmap. Solar photovoltaic energy. International Energy Agency. P. 24.
2. Сулейманов С.Х., Джанклыч М.У., Дыскин В.Г., Сеттарова З.С., Кулагина Н.А. // Гелиотехника. 2009. № 4. С. 115 – 118.
3. Сулейманов С.Х., Джанклыч М.У., Дыскин В.Г., Сеттарова З.С., Кулагина Н.А. Турсунов М.Н. // Гелиотехника. 2010. № 4. С.64 – 66.
4. Suleimanov S., Dyskin V., Djanklich M., Dudko O., Kulagina N. "Development of Coatings for Solar Energy Systems" // Green Ventures. International Partnership Forum. Potsdam. Germany. 2012. June 13 – 15. P. 188
5. Сулейманов С.Х., Дыскин В.Г., Джанклыч М.У., Кулагина Н.А. // Письма в ЖТФ. 2013. т. 39. в.6. С. 74 – 78.
6. Bouhafs D., Moussi A., Chikouche A., Ruiz J.M. // Solar Energy Materials and Solar Cells. 1998. V 52. P. 31 – 38.
7. Аношин Ю.А., Петров А.И., Рожков В.А., Шалимова М.Б.// ЖТФ. 1992. т. 65. в. 10. С. 118 – 123.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СВЕТОВОГО И ГАЗО- ВОЗДУШНОГО РЕЖИМА ТЕПЛИЦ

А.Б.Вардияшвили, Л.Х.Ёзнев, Аф.А.Вардияшвили

КаршиГУ

E-mail: vard41@mail.ru

Многолетними исследованиями [1, 2] установлено, что свет необходим растениям как источник энергии для фотосинтеза. Известно что, при ассимиляция углекислого газа наиболее активны лучи красно-оранжевой (длина волны 600-700 нм) и сине-фиолетовой (400-500 нм) частей спектра. Формы и размера листьев происходят под действием сине - фиолетовых лучей. Поэтому часть солнечной радиации с длиной волн от 308 до 710 нм называют фотосинтетические активной радиацией (ФАР).

Интенсивность ФАР, особенно зимой в защищенном грунте, во многом определяет урожай овощей. Например, при интенсивности ФАР меньше $0,055 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$ огурец в теплицах не растет, так

как расход органического вещества на дыхание превышает поступление его от фотосинтеза при $0,055-0,166 \text{ Дж/см}^2 \cdot \text{мин}$, вегетативной рост идёт нормально, но для плодоношения необходима

интенсивность ФАР не меньше $0,276 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$, т.е. 46 Вт/м^2 .

В процессе фотосинтеза образуется органическое вещество из неорганического - вещество из неорганического - углекислого газа и воды. Наряду с фотосинтезом в тканях растений протекают процессы, в ходе которых органическое вещество распадается с поглощением тканями кислорода и выделением углекислого газа. Этот процесс, противоположный фотосинтезу, обуславливает дыхание растений. При дыхании растение расходует органическое вещество кислород, а выделяет CO_2 . Благодаря этим процессам содержание CO_2 и O_2 в атмосфере сохраняется примерно стабильным.

Между всеми факторами существования растений существует тесная взаимосвязь, которая приобретает особое значение в условиях закрытого грунта, где эти факторы создаются искусственно. Содержание CO_2 в воздухе колеблется от 0,02 до 0,03% что при нормальном давлении и температуре 0° составляет 0,589 мг в 1 литр воздуха. При среднем урожае некоторые растения ассимилирует в сутки 300-400 кг CO_2 а, за весь период вегетации – не менее 60 т. Огурец же, например, ежедневно поглощает из воздуха до 700 кг CO_2 на площади 1 га.

Почвы с высоким содержанием органических веществ выделяют за час с площади 1 га до 20-25 кг CO_2 в атмосферу, а за сутки - 380-580 кг. Но в виду небольшого слоя почвогрунта в теплицах (30-35 см), невозможно полностью компенсировать потребность растений в CO_2 . Поэтому в теплицах, где воздуха обмен (с помощью вентиляции) затруднен, содержание CO_2 резко падает в связи с поглощением ее растениями.

В условиях закрытого грунта уже вошло в практику повышать содержание углекислоты в воздухе до 1-2% в зависимости от культуры, освещенности и других факторов. Однако наблюдаются большие расхождения в рекомендуемых дозах CO_2 , способах его применения, а также источниках его получения.

Результаты экспериментальных и натуральных испытаний гелиотеплиц с утилизацией теплоты дымовых газов содержанием CO_2 в 0,3-0,5 % от малой котельной повышающей продуктивность и энергетическую эффективность защищенного грунта [2].

По другим данным [1, 2], повышение концентрации CO_2 до 0,2-0,35 усиливало фотосинтез томата, ускоряло созревание плодов и положительно влияло на урожай.

При недостатке света и пониженной температуре CO_2 в первую очередь действует на рост стеблей и листьев растений, а при хорошем освещении и благоприятной температуре - главным образом на рост плодов.

По данным Н.Н.Балашева и Г.О.Земана [1, 3], все овощные растения резко повышают урожай при повышении концентрации CO_2 . Так, при концентрации 0,2-0,4% продуктивность огурца и томата возрастает на 50%. Однако они считают, что экономически наиболее целесообразно концентрация CO_2 в воздухе теплиц для томата в пределах 0,10-0,15 огурца - 0,2-0,3. Для человека безвредна концентрация CO_2 до 0,6%. В условиях Узбекистана, газ от котельных, работающих на природном газе, подается двумя вентиляторами в обе стороны теплицы. полиэтиленовые раздаточные рукава диаметром 50 мм укладываются под растения в каждом ряду. Система может работать как в ручном, так и в автоматическом режимах. В случае появления угарного газа специальное устройство отключает систему.

Влияние подкормок растений CO_2 отходящих газов котельных изучали в сравнении с подкормкой CO_2 газогенератором 15-εРА-N. Урожайность огурца в осенней культуре повышалась при подкормке CO_2 (отходящими газами котельной) на 33,8 томата – 21,8%. Прогрессивными методами получения CO_2 считаются сжигание природного газа в специальных горелках и использования отработанных газов котельных, работающих на природном газе. Расход газа для содержания CO_2 на уровне 0,12-0,15 за счет сжигания составляет 15-20 м³ на 1 га в час.

Следует отметить что для периода с конца ноября до середины февраля концентрация CO_2 должна быть 0,1, а в октябре - ноябре и с середины февраля по март-0,2, так как с увеличением освещенности повышается усвоение CO_2 . В теплицу площадью 1000 м², где выращивает огурец, в день нужно подать 25 кг CO_2 , в гидропонную теплицу такой же площади – 30 кг. Для того, чтобы повысить концентрацию CO_2 в воздухе теплицы до 0,12-0,15, требуется сжечь 15-20 м³ природного газа на в час. Подкормку углекислым газом проводят 2 раза в день в течении 2-4 ч в утреннее и послеполуденное время при закрытых форточках.

Для обогащения теплиц углекислотой используют разные источники. У нас и за рубежом для этой цели сжигают в специальных горелках керосин, метан и пропан, а также используют жидкий углекислый газ из баллонов, сухой лед (твердая углекислота), отходящие очищенные газы собственных котельных, работающих на природном газе. В крупных тепличных комбинатах газ сжигают в теплицах в специальных установках для обогащения CO_2 - УГ - 0,0. При этом в газовой

смеси не должно содержаться окиси углерода (СО), а окислов азота - 2-3 мг/м³. Для этого при сжигании газа увеличивает подачу воздуха на 15-20%. При использовании отходящих газов от собственных котельных применяются высоконапорные вентиляторы, которые подают газ в пластиковой трубопровода, а из него через перфорированные трубы между рядами растений равномерно распределяют по всей площади теплицы. Содержание СО₂ в составе отходящих газов контролирует специальное фотометрическое реле.

Жидкий углекислый газ из баллонов или сухой лед (твердую углекислоту) используют в более мелких тепличных хозяйствах в дозировке 8-10 кг/ч на 100 м². Содержание СО₂ и других примесей в отходящих газах контролируется газоанализаторами УГ-2 или ГХЛ-3М.

Таким образом использование отходящих газов для обогащения воздуха теплиц углекислотой и периодических подкормок получило широкое распространение в тепличных комбинатах Узбекистана с маломощными котельными.

Литература

1. Уваров В.В., Жабо В.В., Роганков М.П. Сельскохозяйственная теплоэнергетика и окружающая среда. – М.: 1984 г. 125 стр.
2. Вардияшвили Аф.А., Вардияшвили А.Б. и др. К вопросу энергетического режима гелиотеплиц, обогреваемых непосредственным сжиганием в них природного газа. Сб. матер. Рес.н.техн. конфер. ТГТУ., Ташкент; 2010 г. с. 153-156.
3. Промышленная теплоэнергетика и теплотехника. Справочник под. ред. А.В.Клименко и В.М. Зарина. М.: Изд. МЭИ, -2004 г. -630 стр.

ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ РАЗВИТИЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЕТРО-СОЛНЕЧНЫХ КОМПЛЕКСОВ МАЛОЙ МОЩНОСТИ В АРИДНЫХ ЗОНАХ

У.А.Таджиев^{*}, Р.А.Захидов^{*}, Е.И.Киселева^{*}, М.У.Таджиев^{*}, Г.С.Салиев^{**}, С.И.Горобцов^{**}, Р.Эседуллаев^{***}, А.Х.Оразов^{***}, С.О.Мамедниязов^{***}, В.Н.Мочалов^{***}

^{*}Институт энергетики и автоматики АН РУз, ^{**}ООО «Интеллект-Диалог», ^{***}Институт «Гюн» Академии Наук Туркменистана Республика Туркменистан,

г.Ташкент, 100125, Академгородок, ул.Дурмон йули,29, тел.(+99871)2668220, E-mail: ipea2010@mail.ru.

г.Ташкент, ул.Афросиаб-2, тел.(+99871)2564511. E-mail: s.ganijon@mail.ru, г.Ашгабат, 744032, п.Бикрова, Биковское шоссе, 60 тел.(+99312)943049 E-mail: Gun.99@mail.ru

Значительная часть территории Узбекистана, Туркменистана приходится на пустыни, полупустыни, степи, характеризующиеся наличием значительного числа рассредоточенных маломощных потребителей энергии: сельские населенные пункты со школами и врачебными пунктами; вахтовые поселки геолога - разведочных партий и объектов добычи углеводородного сырья; объекты сотовой связи; объекты водоснабжения питьевого, промышленного, мелиоративного назначений; фермерские хозяйства; чабанские бригады и т.д. Для энергообеспечения таких объектов, строительство новых, модернизация существующих централизованных водоводов, газопроводов и электросетей для территорий с малыми плотностями нагрузок не везде возможно и экономически оправдано. Энергообеспечение таких удаленных от основных энергомагистралей потребителей в основном базировалось на стационарных или передвижных дизельных или бензиновых энергоагрегатах, требующих существенных затрат как на само привозное топливо, так и его доставку, запасные части и обслуживание. При этом решался вопрос только электроснабжения, а теплоснабжение обеспечивается за счёт привозного твердого или жидкого топлива с существенными затратами на его доставку на значительные расстояния, также не учитывается наносимый вред экосистеме, особенно чувствительной в аридной зоне при сжигании топлив. Прогресс, достигнутый в разработке, создании, серийном изготовлении ветроэлектрических, солнечных фотоэлектрических установок, ветро-солнечных комплексов на их основе показывает возможности улучшения энергообеспеченности вышеупомянутого класса объектов с использованием энергии ветра, солнца.

Численным моделированием энергетических характеристик работы ветроэлектрических установок малой мощности 0,5 кВт÷20 кВт для условий аридных зон Узбекистана с использованием данных многолетних наблюдений за ветром приповерхностного (10÷15м) слоя атмосферы была показана возможность использования энергии ветра для выработки электроэнергии.

ООО «Интеллект-Диалог» (Узбекистан) освоено изготовление ВЭУ мощностью 1,0 кВт, ветро-солнечных комплексов малой мощностью (1кВт+2 кВт).

Реализованные: ветро-солнечный источник электропитания объекта телекоммуникации с использованием ветроэлектростанции (ВЭУ) с горизонтальной осью вращения мощностью 3 кВт,

солнечного фотоэлектродгенерирующего субблока мощностью 5кВт зарубежного производства; ветро-солнечные энергокомплексы с ВЭУ мощностью 1,0 кВт и солнечных фотоэлектрических установок с различными мощностями от 0,5 кВт до 3 кВт и использование их в системе электроснабжения различных объектов малой мощности в различных регионах Узбекистана подтвердили перспективность комбинированного использования ветровой и солнечной энергии. Вместе с тем, мониторинг функционирования ряда ветро-солнечных энергокомплексов с мощностью 1кВт÷3кВт позволил выявить ограниченность их функциональных и энергетических возможностей, а анализ энерговооруженности и энергопотребления ряда ранее упомянутых объектов показал необходимость решения следующих проблем в целях обеспечения необходимого уровня энергообеспеченности маломощных потребителей различного назначения, функционирующих в аридной зоне при использовании энергии ветра, солнца с созданием энергокомплексов с мощностью 10кВт÷20кВт.

1. Необходимо изучение характеристик ветра приземного слоя (до 60÷80м) атмосферы и их режимных особенностей, обусловленных, во-первых, особенностями формирования ветровых потоков в аридных регионах вследствие северо-западных, северо-восточных, юго-западных вторжений на территории Узбекистана, Туркменистана с изменчивостью в различные времена года и в течение суток; во-вторых, более повышенным их энергопотенциалом по сравнению с ветровыми потоками приповерхностного слоя атмосферы и в особенности в осенне-зимние периоды, что благоприятствуют развитию электротеплоснабжения на их основе; в третьих – наличием на рынке ВЭУ малой мощности серийного изготовления, обеспечивающих эффективное преобразование ветровой энергии в электрическую с установкой ВЭУ на уровне 20÷40м от уровня грунта, обеспечивающих эффективное преобразование ветровых потоков приземных слоёв атмосферы.

2. Необходимо более детальное изучение режимов как электропотребления, так и теплотребления с разделением по горячему водоснабжению санитарно-бытового назначения в течение года и отоплению в осенне- зимний -весенний периоды для объектов различных сфер экономики в целях разработки рациональных по структурно-функциональным и соответственно стоимостным показателям ветро-солнечных энергокомплексов целевого назначения мощностью 10кВт÷20кВт.

3. Необходимо изучение внешних воздействующих факторов, потенциально опасных для различных узлов и компонент ВЭУ, СФЭУ (песочно - солончаковых частиц в атмосферном воздухе, в особенности в районах приближенных к зоне кризиса Аральского моря, с их выносом в значительных объёмах с обнажившегося дна моря; снегово-гололедных нагрузок; «кислотных» дождей и т.д.), в целях обеспечения надёжности электрооборудования и устойчивого энергообеспечения.

4. Необходима разработка ВЭУ, на первом этапе, мощностью 3кВт÷10кВт с горизонтальной и вертикальной осями вращения и проведение анализа возможностей их изготовления, в том числе сборно-разборных несущих опор высотой до 40м÷50м на машиностроительных предприятиях Узбекистана, Туркменистана; СФЭУ и т.д. с обеспечением наибольшей локализации производства в целях снижения себестоимости, обеспечения конкурентоспособности ветро-солнечных энергокомплексов; минимизации валютных и транспортных издержек по сравнению с аналогичными изделиями зарубежного производства.

5. Вследствие внутригодовых, внутримесячных, внутрисуточных изменчивостей режимов электро-, теплотребления, различающихся для различных видов рассматриваемого класса энергопотребляющих объектов в сочетании с изменчивостью выработки ВЭУ, СФЭУ необходима разработка технических решений по обеспечению устойчивого круглогодичного, посуточного энергоснабжения объектов при использовании ветро-солнечных энергокомплексов мощностью 5кВт÷20кВт, в том числе с применением кинетических, электрохимических установок и систем аккумулирования нового поколения.

6. Для широкомасштабного применения ветро-солнечных комплексов на объектах бюджетной сферы необходима разработка и утверждение планов бюджетного финансирования расходов в объёмах достаточных для покрытия потребностей объектов в электрической и тепловой энергиях. Для объектов внебюджетной сферы необходим поиск источников финансирования и предоставления различных льгот, в том числе освобождение от налога на землю, выделяемого для размещения ветро-солнечных комплексов и иных льгот.

ОСОБЕННОСТИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА СОВРЕМЕННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ СТИРЛИНГА

Носиров М.И.

Физико-технический институт,
posirov83@rambler.ru

Двигатель Стирлинга это машина, которая работает по замкнутому термодинамическому циклу. Циклические процессы сжатия и расширения происходят при отличных температурах, а управление потоком рабочего тела осуществляется путем изменения его объема.

Двигатель характеризуется:

1. Отсутствием клапанного механизма;
2. Свободным от масла рабочим пространством;
3. Высокими значениями среднего давления газа;
4. Передачей тепла через стенки цилиндра или теплообменник.

Машины Стирлинга могут работать как двигатели, тепловые насосы, холодильные установки и генераторы давления. Вместе с тем, существуют машины, работающие по открытому циклу, в которых управление потоком рабочего тела осуществляется с помощью клапанов.

Такие машины более точно могут быть названы двигателями Эриксона по фамилии его изобретателя. Между двумя типами этих машин не делается никакого различия, поэтому название "двигатель Стирлинга" употребляется для всех без исключения регенеративных машин.

Основные термодинамические процессы, протекающие в обычных тепловых двигателях: сжатие газа, поглощение тепла, расширение газа и отвод тепла, легко различимы и в цикле двигателя Стирлинга, однако имеется радикальное различие в процессе поглощения тепла в двигателе внутреннего сгорания (ДВС)[3].

Двигатель Стирлинга представляет собой преобразователь энергии, относящийся к типу тепловых двигателей, совершающих механическую работу на выходном валу при подводе к ним тепловой энергии.

А в двигатель Стирлинга энергия поступает и отводится от него через стенки цилиндра или теплообменник. Самым значительным отличием между двигателем внутреннего сгорания и двигателем Стирлинга является отсутствие в последнем клапанов или отверстий для впуска и выпуска, поскольку рабочее тело (газ) постоянно находится в полостях двигателя.

При этом клапанный механизм имеет другое назначение и другие характеристики по сравнению с клапанным механизмом двигателя внутреннего сгорания У двигателя Стирлинга, работающего по замкнутому циклу имеются как свои преимущества, так и существенные недостатки.

В связи с тем, что рабочее газообразное тело постоянно находится в полости двигателя, отвод неиспользованного тепла в атмосферу полностью осуществляется через теплообменник. А в двигателях с незамкнутым циклом производится выпуск горячих газов из цилиндров. Это значит, что двигателю Стирлинга, по сравнению с двигателем внутреннего сгорания, требуется более развитая система охлаждения, что и видно из структуры энергетического баланса.

В конструкции двигателя отсутствуют клапаны в основном корпусе. Работа без периодических взрывов означают, что устранены основные источники шума, как газодинамического, так и механического.

Двигатель Стирлинга нельзя с достаточной строгостью назвать двигателем внешнего сгорания, поскольку любой источник тепла с подходящей температурой (энергия солнца, аккумулированная, тепловая энергия, энергия, выделяющаяся при горении, ядерная энергия и т.п.) может быть использована для этой цели.

Из-за простоты использования и из-за требований, обусловленных конкретным назначением установки в настоящее время в большинстве установок с двигателями Стирлинга применяется жидкое топливо. В двигателях Стирлинга применяются регенеративные теплообменники (регенераторы), размещенные в каналах, по которым газ перемещается между горячей и холодной зонами двигательной установки.

Функцией регенератора является попеременное накопление и возвращение части тепловой энергии, полученной в рабочем цикле двигателя. Передача энергии пульсирующему газовому потоку должна происходить таким образом, чтобы свести к минимуму подвод тепла к установке и в то же время поддерживать на заданном уровне мощность, снимаемую с вала.

Результатом действия регенератора является возрастание КПД цикла, поэтому теплообменник такого типа - существенный элемент любого двигателя Стирлинга, рассчитанного на практическое применение. Наиболее верным будет определение двигателя Стирлинга как теплового двигателя, работающего по замкнутому регенеративному циклу.

Конструктивной особенностью двигателя Стирлинга является принцип разделения горячей и холодной рабочих полостей и способ, с помощью которого рабочее тело направляется из одной полости в другую.

Управлять эти потоком, искусственно поддерживая разность давлений в полостях, нежелательно, поскольку энергия, вырабатываемая двигателем Стирлинга, почти прямо пропорциональна давлению цикла, и, следовательно, падение давления уменьшает величину полезной механической работы, совершаемой двигателем.

Поэтому для создания необходимых газовых потоков используют изменение физических объемов горячей и холодной рабочих полостей. Естественно предположить, что для этой цели требуется система поршень - цилиндр, а не система турбина - сопло.

Особенно подходит такая система для создания возвратно-поступательного движения, хотя можно предположить, что роторный двигатель типа двигателя Ванкеля также пригоден для реализации принципа Стирлинга.

Все двигатели Стирлинга, как уже сконструированные, так и разрабатываемые, основаны на принципе возвратно-поступательного движения. Имеются различные способы осуществления такой формы движения, и именно это помогает классифицировать различные типы двигателей Стирлинга[1].

Двигатель Стирлинга, как и любой другой современный тепловой двигатель, работает по принципу сжатия холодного рабочего тела и расширения горячего. Однако в отличие от двигателей внутреннего сгорания подвод теплоты в цикле осуществляется через промежуточный теплообменник - нагреватель, а рабочее тело остается всегда в замкнутом контуре.

В течение 160 лет, прошедших со времени изобретения двигателя Стирлинга, созданы многочисленные его модификации, которые по конструктивным признакам были разделены условно на три группы: α , β , γ .

Характерной особенностью двигателей α -типа является отсутствие специального поршня-вытеснителя. Каждый поршень выполняет функции и рабочего и вытеснителя и в каждом цилиндре размещается по одному поршню. К этому же типу относится многоцилиндровый двигатель двойного действия, где объем цилиндра используется рациональнее и значительно улучшаются удельно-массовые характеристики.

Конструкция двигателей β -типа оказалась очень жизнеспособной. В современных двигателях этого типа сохранились основные элементы первого двигателя Стирлинга. Поршень-вытеснитель и рабочий поршень находятся в одном цилиндре, причем первый циклически перекачивает рабочий газ из горячего объема в холодный и обратно, а второй сжимает и расширяет рабочий газ. Изобретенный специально для двигателей β -типа ромбический привод позволяет полностью уравновесить движущиеся массы, что является незаменимым свойством при использовании двигателя в космической энергетике.

В двигателях Стирлинга γ -типа поршень-вытеснитель и рабочий поршень расположены в разных цилиндрах. Такое размещение увеличивает мертвый объем двигателя и несколько ухудшает параметры цикла по сравнению с β -двигателем. Двигатель четвертой группы типа «поршень в поршне» был предложен в ходе работы над динамическими преобразователями для солнечных энергетических установок. Отличительной особенностью этого типа двигателей является размещение рабочего поршня в расточке поршня-вытеснителя, что позволяет варьировать соотношением максимальных объемов горячей и холодной полостей цилиндра путем изменения размеров вытеснителя и рабочего поршня с целью выбора оптимального соотношения.

Для различных модификаций двигателей Стирлинга применяются различные механизмы привода поршней. Для двигателей одностороннего действия применяются в основном шатунно-кривошипные механизмы. Для одноцилиндровых двигателей β -типа применяется также ромбический приводной механизм. Для многоцилиндровых двигателей двойного действия применяются как шатунно-кривошипный механизм, так и аксиальная компоновка привода с косой или качающейся шайбой[2].

Термодинамические преобразователи, работающие по прямому и обратному циклам Стирлинга находят все более широкое применение для получения электроэнергии, тепла и холода, используя солнечную энергию и традиционные топлива.

Характер движения рабочего тела зависит от динамики движения поршней, которая, соответственно, зависит от конструкции приводного механизма. От этого также зависит уровень вибраций двигателя, вызванный неуравновешенностью приводного механизма. Вибрации увеличивают механические потери, тепловые потери в теплоприемнике концентрированного солнечного лучистого потока, а также уменьшают ресурс и надежность преобразователя энергии.

Тема исследования направлена на исследование динамических процессов в термодинамических преобразователях, работающих по циклу Стирлинга.

Конкретная фундаментальная проблема, решаемая в направлении – это исследование закономерностей влияния динамических процессов на выходные характеристики машин Стирлинга.

Ранее эта проблема в полном объеме не решалась. Применительно к термодинамическим преобразователям динамические процессы и их влияние на выходные параметры ранее не исследовались.

На этом направлении является разработка методов исследования и проведение исследований динамических процессов в приводном механизме двигателя Стирлинга двойного и простого действия и их влияние на характеристики двигателя, а также разработка способов уменьшения вибраций приводного механизма и повышение уравновешенности. Эта задача будет решаться методом компьютерного моделирования и экспериментальной проверкой правильности теоретических результатов.

Другой задачей это направление является поиск новых конструктивных решений привода и компоновки двигателя с целью повышения его динамических характеристик и эффективности.

Результаты выполнения работы и решение поставленных задач послужат основой для научно-обоснованных методов конструирования машин Стирлинга, оптимизации их параметров и, в конечном итоге, разработки и создания нового поколения машин Стирлинга, не уступающих по показателям мировому уровню.

Литература

1. Уокер Г., Двигатели Стирлинга. – М.: Машиностроение, 1985.
2. Г.Ридер, Ч.Хупер, Двигатели Стирлинга. – М.: Мир, 1986.
3. Колчин А.И., Демидов В.П., Расчёт автомобильных и тракторных двигателей. – М.: Высшая школа, 2008.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ГЕОТЕРМАЛЬНЫХ ВОД В РЕСПУБЛИКЕ УЗБЕКИСТАН

Аббосов Ё.С., Тожибоева М.Д.

*Ферганский политехнический институт,
г. Фергана, ул Ферганская 86, E-mail: info@ferpi.uz*

Перспективы будущего существования человечества требуют решения трёх основных проблем: обеспечения населения пищей, энергией и сохранение природных условий, пригодных для жизни.

Решение этих задач в значительной степени связано с использованием возобновляемых источников энергии - солнечной, ветровой и геотермальной энергии и энергии биомассы.

В условиях дефицита топлива и непрерывного роста цен на него освоение колоссальных ресурсов солнечной, ветровой, геотермальной энергии и энергии биомассы являются одной из важнейших научно технических проблем.

На сегодняшний день во всем мире, а также в Узбекистане активно развивается возобновляемая энергетика. В мировой практике возобновляемые источники энергии (солнце, ветер, волны) используются в объёме около 18 % от всех источников энергии. В Центральной Азии этот показатель не превышает 0,25%. На территории Узбекистана прогнозные геотермальные ресурсы (ГР) на доступных глубинах (до 3-5 км) в 4-6 раз превышают ресурсы углеводородов. Главными потребителями ГР на ближайшую и отдаленную перспективу, несомненно, будут теплоснабжение и, в значительно меньшей мере, выработка электроэнергии.

При сопоставлении с традиционными источниками энергии очевидны следующие преимущества ГР: неисчерпаемость, повсеместность распространения, близость к потребителю, локальность обеспечения потребителя теплотой и электроэнергией, принадлежность к местным

ресурсам, полная автоматизация, безопасность и практическая безлюдность добычи геотермальной энергии, экономическая конкурентоспособность, возможность строительства маломощных установок, экологическая чистота.

Главными потребителями ГР на ближайшую и отдаленную перспективу несомненно будут теплоснабжение и, в значительно меньшей мере, выработка электроэнергии. Приоритетность теплоснабжения в балансе использования ГЭ убедительно обоснована авторами, что позволяет наметить направления привлечения инвестиций, создания специализированного оборудования, выбор перспективных районов и первоочередных объектов. В настоящее время разведка и эксплуатация геотермальных месторождений ведется более чем в 70 странах мира, в 60 странах освоено промышленное использование ГР

Геотермальная технология добычи тепловой энергии недр включает как процесс извлечения, так и обработки и доставки к потребителю теплоносителя с заданным качеством и рыночным уровнем экономической эффективности его использования. Под качеством геотермального теплоносителя понимается: температура, степень минерализации, коррозионная активность, газоносность, загрязнение вредными примесями и др. По способу добычи теплоносителя предлагается следующая классификация геотермальных систем (рис. 1).



Рис. 1. Классификация геотермальных систем.

Приповерхностные (малоглубинные) технологии использования низкотемпературной ГЭ малых глубин можно рассматривать как некоторый технико-экономический феномен или реальную революцию в системе теплообеспечения. Приповерхностные (малоглубинные) геотермальные системы используются для обогрева и охлаждения различных типов жилых домов (от очень дешевых до роскошных индивидуальных или многоквартирных), бензозаправочных станций, супермаркетов, церквей, образовательных учреждений и т. п.

Суть рассматриваемых технологий заключается в создании подземного теплообменника, расположенного на малой глубине с замкнутым или открытым контуром, присоединенного к тепловому насосу, расположенному внутри отапливаемого помещения (рис. 6). При этом используются температуры пород в интервале 5-14 °С.

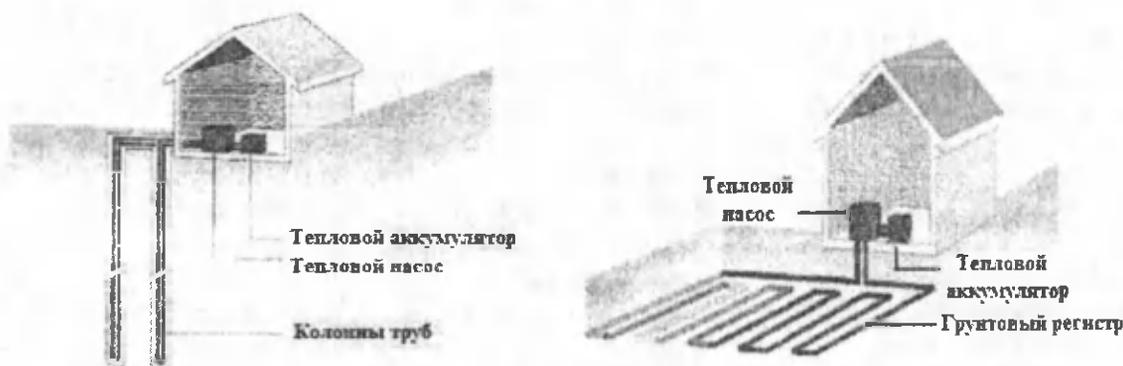


Рис. 2. Приповерхностная (малоглубинная) геотермальная система с теплообменом а - в горизонтальных каналах; б - в скважинах.

Эти системы используют не только ГЭ, накопленную в горных породах или в воде, но и солнечную. Конкретная доля той или иной энергии, используемая системой, зависит от глубины расположения теплообменника, климатических и гидрогеологических условий района. Предполагается, что для мелкозалегающих горизонтальных теплообменников основной вклад составляет доля солнечной энергии.

В Алтыарыкском районе Ферганской области расположен Республиканский санаторий ветеранов войны и труда «Алтыарык», обладающий большим потенциалом геотермальной энергии,

Уникальное территориальное месторасположение геотермального водного объекта, выход под давлением теплой (42°C) геотермальной воды из под земли дают возможности использования энергии геотермальной воды для отопления и электроснабжения производственных зданий.

Республиканский санаторий ветеранов войны и труда «Алтыарык», обладающий малоглубинной технологией использования низкотемпературной ГЭ, можно рассматривать как возможность использования энергии геотермальной воды для отопления и электроснабжения производственных зданий санатория «Алтыарык» и близ расположенных санаторий и фермерских хозяйств.

Сегодня в Республиканском санатории ветеранов войны и труда «Алтыарык» геотермальная вода используется только в лечебных целях. Производственные здания санатория отапливаются за счёт сжигания природного газа и угля. Из-за нехватки природного газа, зимой часто возникают проблемы отопления.

Поэтому разработка возобновляемых источников энергии, использующих геотермальные воды на территории Республиканского санатория ветеранов войны и труда «Алтыарык», является одной из актуальных задач.

На основании выше указанных можно сделать следующие выводы:

Освоение низкотемпературных термоводоносных горизонтов на территориях Узбекистана технически возможно и экономически целесообразно; масштабы добычи и использования экологически чистой геотермальной энергии в XXI веке должны обеспечить ее значимую роль в топливно-энергетическом балансе мира; широкий диапазон целесообразной теплопроизводительности модуля, конкурентоспособные параметры и показатели СГТ позволяют использовать низкотемпературную геотермальную энергию для потребителей, обеспеченных геотермальными ресурсами.

Литература

1. Безруких П.П., Арбузов Ю.Д., Борисов Г.А. и др. Ресурсы и эффективность использования возобновляемых источников энергии /СПб.: Наука, 2002. -314 с. 2. Горшенев В.Г. и др. Гелиоопреснительная установка индивидуального пользования// Теплоэнергетика. –М.: №2. 2001. –С. 14-16.

ПРИМЕНЕНИЕ ГЕОТЕРМАЛЬНЫХ ВОД В ЖИЛОМ ДОМЕ

Саматова Ш.Ю. Хамраев Т.Я.

Кашинский Инженерно-экономической институт

Согласно постановлению президента И.А. Каримова ПП-45-12 опубликованному 1 марта 2013 года в газете «Народное слово», приоритетным является использование возобновляемых энергоресурсов за счет экономии невозобновляемых энергоресурсов. Многие развитые страны – Америка, Европа, Япония давно уже перешли на альтернативные источники энергоснабжения. Наша страна, богатая энергоресурсами, щедро тратит свои энергоресурсы. Из-за сравнительной дешевизны, в прямом и переносном смысле пускает богатства земли в трубу и на ветер. Мы отапливаем наши дома обычными методами и не задумываемся о том, что использованные источники не восстанавливаем. А ведь наша планета накапливает огромное количество тепловой энергии за теплые месяцы года, и мы должны научиться грамотно распоряжаться этими запасами и тем самым существенно сэкономить свои денежные средства и энергетические ресурсы. Строительные технологии становятся доступнее, а значит, есть возможность подумать об улучшении своих жилищных условий. Задумайтесь об энергопотреблении нашего дома и посчитайте, сколько средств улетает в трубу в прямом и переносном смысле в холодное время года.

В Кашкадарьинском вилояте определены места геотермальных подземных вод, например, в Касанском районе в селе «Андабазор», в Мубарекском районе селе «Карлик» температура геотермальных подземных вод около 70-80°C. В данное время ведутся геологоразведочные поисковые работы и в Нишанском районе. В некоторых местах определены источники геотермальных подземных вод с температурой около 60-65°C. Геотермальные подземные воды можно использовать для отопления жилых домов и помещений.



На рисунке приведена схема применения геотермальных вод в жилых коттеджах.

Уровень капиталовложений достаточно высокий, но взамен мы получаем безопасную работу, с минимальными требованиями к сервисному обслуживанию альтернативную обогревательную систему с максимально длительным сроком эксплуатации. Коэффициент преобразования тепла высок, достигает 3. Установка не требует много места и может быть внедрена на участке земли малой площади. Объем восстановительных работ после бурения незначителен, влияние пробуренной скважины на окружающую среду минимально. На уровень грунтовых вод воздействие не оказывается, так как грунтовые воды не потребляются. Тепловая энергия переносится к конвекционной системе водяного отопления и применяется для горячего водоснабжения.

Тепло из почвы поставляется посредством пластикового шланга. Экологически чистая, морозостойкая жидкость циркулирует в шланговой системе и переносит тепло к тепловому насосу, где оно преобразуется в высокотемпературное тепло для обогрева и горячего водоснабжения.

Шланг для передачи тепла укладывается на дне или в грунте дна, где температура еще немного выше, чем температура воды. Важно, чтобы шланг снабжался отягощающим грузом для предотвращения всплытия шланга на поверхность. Чем ниже он залегает, тем меньше риск повреждения. Водный источник как источник тепла очень эффективен для зданий с относительно высокими потребностями в тепловой энергии.

Кроме вышеперечисленных источников теплонасосная установка может использовать тепловые сбросы самого жилья для отопления и горячего водоснабжения: сбросную воду, а также вентиляционные выбросы и дымовые газы. В последнем случае вытяжная система должна быть оборудована действующим вентиляционным агрегатом. Данная комбинация улучшает вентилирование дома и уменьшает проблемы с плесенью, сыростью, радоновой загазованностью. При подборе теплового насоса к обогревательной системе невыгодно ориентировать мощностные показатели теплового насоса на максимальные требования к мощности (на покрытие энергетических расходов в отопительном контуре в самый холодный день года).

Зарубежные опыты показывают, что тепловой насос должен генерировать около 50-70% от этого максимума, тепловой насос должен покрывать 70-90% (в зависимости от тепла источника) от общей годовой потребности в энергии для отопления и горячего водоснабжения. При низких внешних температурах тепловой насос применяется с имеющимся в наличии, котельным оборудованием или пиковым доводчиком, которым укомплектован тепловой насос.

Тепловые насосы предлагают полноценное отопление зимой и кондиционирование воздуха летом. И все это без дополнительных систем или устройств, без шума кондиционера и с самыми незначительными энергозатратами. С одной стороны источники тепла (воздух, вода и грунтовые воды) приносят тепло, а с другой стороны служат источником охлаждения.

В зимнее время тепловой насос «трансформирует» тепло из окружающей среды для использования в стандартной системе отопления. Летом, наоборот, «холод» из скважины (7-9°C) используется, чтобы создать необходимый климат в помещениях дома. Фанкойлы подключается к внешнему коллектору, а принцип работы системы холодоснабжения такой же, как и системы отопления, за исключением того, что вместо радиаторов используются фанкойлы.

При пассивном охлаждении компрессор теплового насоса не работает, и теплоноситель просто циркулирует между скважиной и фанкойлами. Таким образом, холод из скважины напрямую поступает в систему кондиционирования. Если пассивного охлаждения не достаточно, в системе кондиционирования используется холод, производимый тепловым насосом. При этом автоматически включается компрессор теплового насоса, и теплоноситель из скважины дополнительно охлаждается тепловым насосом.

Выводы

1. Высокая эффективность теплового насоса, достигаемая за счет высокого КПД теплового насоса (от 400% до 500%), что обеспечивает получение на 1 кВт затраченной электроэнергии, 4-5 кВт тепловой энергии или 3-4 кВт мощности охлаждающего контура.
2. Максимально стабильные характеристики (тепловая мощность, КПД теплового насоса), вне зависимости от погоды и времени года (температура грунта в скважинах постоянна).
3. Отсутствие температурного влияния зондов на поверхностные грунты, отсутствие ограничений на озеленение и ландшафтный дизайн после установки зондов (в отличии от тепловых насосов на земляных или траншейных коллекторах).

Использованные литературы

1. №42 Газета «Народное слова»
2. М. К. Курбанов Геотермальные и гидроминеральные ресурсы Восточного Кавказа и Предкавказья,
3. Дворов И.М. Глубинное тепло Земли. Отв. ред. доктор геолого-минералогических наук
4. А. В. Щербаков. — М.: Наука, 1972. — 208 с.

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРАКТИЧЕСКОЙ ФОТОЭНЕРГЕТИКИ В УЗБЕКИСТАНЕ

А.М.Мирзабаев¹, Т.А.Махкамов²

1,2 - ООО «Mir Solar»

mirsolar@mail.ru

В Узбекистане всего несколько фирм занимаются распространением фотоэлектрических станций (ФЭС). Большинство из них либо поставляют импортные ФЭС, либо импортируемые солнечные панели дополняют контроллерами и инверторами местного изготовления [1].

Стратегия производства ФЭС, реализуемая ООО «Mir Solar», в наибольшей мере соответствует интересам государства. Это минимальное использование импортной составляющей в спецификации элементов и разработка собственной технологии всех стадий изготовления ФЭС. Импортируются только солнечные элементы и некоторые комплектующие для фотоэлектрических панелей. А изготовление самих панелей и электронных устройств, в составе которых основными являются контроллер и инвертор, ведется по собственным технологиям на своём оборудовании. Образцы начальной продукции определились из результатов совместных лабораторных исследований с ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН Узбекистана [2]. Одновременно велись работы по модернизации оборудования, усовершенствованию технологических процессов, повышению характеристик электронной аппаратуры, расширению ассортимента и улучшению дизайна выпускаемой продукции.

Руководство ООО «Mir Solar» убеждено, что эффективнейшим средством повышения конкурентоспособности выпускаемой продукции являются действия на опережение во всех стадиях жизненного цикла продукции. Даже, если текущее состояние дел вполне благопристойно и даже, если при этом потребуются принимать неординарные или чрезвычайные меры. Такой подход относится и к техническим, организационным, коммерческим решениям, и к вопросам снабжения, и к усовершенствованию технологий, модернизации оборудования, и к распространению продукции, взаимодействия с потребителями.

1. Например, предприятие ещё в 2010 г. установило импортную установку герметичной ламинации и на её базе создало первую в республике производственную линию по изготовлению солнечных панелей с проектной мощностью до 1,5 МВт в год. Этим было положено начало серийного производства ФЭС в Республике Узбекистан.

2. Также, предприятие первым в области возобновляемых источников энергии в Республике внедрило систему менеджмента качества в соответствии O'Z DSt ISO 9001:2009 (Сертификат № UZ.SMT.04.022.001). Это означает, что на предприятии организация процессов снабжения, технологических процессов и процессов сбыта продукции соответствует требованиям международного стандарта на качество ISO.

3. Далее, предприятие первым среди производителей ФЭС, создало в районах местные монтажные бригады. В Ферганской долине и Кашкадарьинском вилояте уже действуют предприятия, которые устанавливают ФЭС и выполняют их сервисное обслуживание. Этим положено начало широкомасштабного внедрения в Узбекистане автономных ФЭС посредством развития сети региональных представительств, производственных филиалов и пунктов сервисного обслуживания.

Ожидаемым результатом активной предпринимательской политики ООО «Mir Solar» явилось постоянное увеличение ежегодно количества внедренной мощности. На диаграмме (рис.1) представлена динамика годового роста суммарной мощности ФЭС, установленных на различных объектах республики. К слову, самая крупная на сегодняшний день автономная ФЭС на 10 кВт из 108 солнечных панелей установлена в 2011 г. на Самаркандской сигаретной фабрике ОАО СП «УзБАТ А.О.»(рис.2)

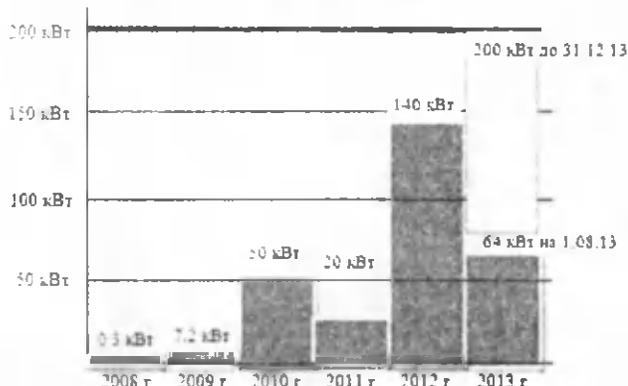


Рис.1 Динамика развития установленных мощностей фотоэлектрических станций

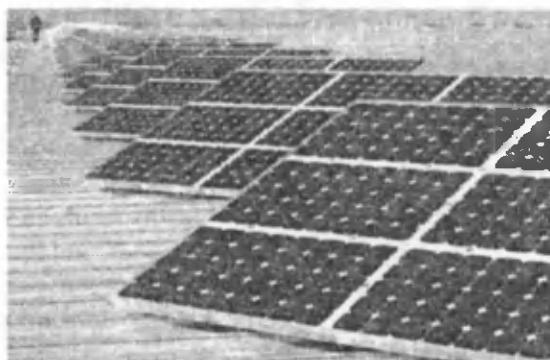


Рис.2 Первая 10 кВт ФЭС Узбекистана

Если в начальном отчетном 2008 г. было реализовано всего 0,3 кВт, то в 2012г. внедрено 77,9 кВт. В текущем 2013 г. уже к 1-ому августа установлены ФЭС на 50 кВт. К концу года предприятие планирует освоить ещё 150 кВт, из которых на часть уже заключены контракты на установку ФЭС, на остальные идут технические согласования. Коллектив ООО «Mir Solar» приложит все усилия, чтобы первым в республике среди производителей ФЭС выйти на годовой уровень освоенной мощности 200 кВт.

В 2013 году сложились новые благоприятствующие события для дальнейшего развития деятельности ООО «Mir Solar». Во-первых был опубликован Указ Президента Республики Узбекистан УП-4512 от 1.03.13 «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии».

Прогнозируя близкое интенсивное развитие и внедрение солнечной электроэнергетики, в том числе и автономных децентрализованных ФЭС, и следуя своей стратегии действовать на опережение, предприятие срочно приобрело и установило на своей территории новую импортную установку по герметичной ламинации солнечных панелей. Ее отличает от действующей первой установки полная автоматизация технологического процесса ламинации и увеличение в несколько раз числа одновременно ламинируемых панелей за один рабочий цикл. Ввод производственной линии на базе новой установки позволит довести выпуск солнечных панелей с суммарной мощностью не менее 10 МВт в год. При этом характеристики и дизайн панелей будут соответствовать мировому стандарту качества и не хуже европейский образцов.

Во-вторых, установлено сотрудничество с АК «OZBEKTELECOM», что является символическим проявлением доверия к качеству продукции ООО «Mir Solar». Заключены контракты на установку модернизированных, усиленных по надежности ФЭС для круглогодичного бесперебойного электропитания различной аппаратуры систем телекоммуникаций по всей территории Узбекистана. Часть ФЭС уже установлены.

К положительным событиям следует отнести так же то, что Ассоциация «Узпахтасаноат», оценив на практике в 2012 году достоинства продукции ООО «Mir Solar», решил продолжить сотрудничество. Были заключены новые контракты на установку ФЭС. Из них уже на 4-ти хлопкоочистных пунктах в Ферганской долине установлены ФЭС по 1,5 кВт.

Так же отрадно то, что после того, как отдельные пчеловоды, закупившие в 2012 году несколько ФЭС по 200Вт, разгласили вести среди сообщества пчеловодов о своей удачной и полезной покупке, компания их коллег приобрела у предприятия партию ФЭС.

Осваивается новая область использования ФЭС - освещение уличных рекламных щитов. Сейчас проходит успешная эксплуатация освещения пилотного рекламного щита размером 3х6м², установленного вблизи городского Хокимията. Так что, можно ожидать появления новых заказов на ФЭС.

Можно утверждать, что сегодня ООО «Mir Solar» проходит стадию трансформации в стремительно расширяющееся предприятие с высоким производственным и научным потенциалом, с обоснованной поэтапной стратегией технического и коммерческого развития.

Литература

1. Зайнутдинова Х.К.- Маркетинг солнечной энергетики в Узбекистане. Издательство «Фан» АН Узбекистана. Ташкент. 2011.
2. Мирзабаев А.М., Махкамов Т.А.- Разработка и применение гелиосистем в Узбекистане.- Проблемы энерго- и ресурсосбережения. Ташкент. Спец. выпуск 2011 с. 99-102.

Содержание

I. ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ Ошибка!

Закладка не определена.

Абдуллаева Г.А., Коблик Ю.Н., Османов Б.С., Хугаев А.В., Юлдашев Б.С. К разработке ADS - системы на основе нейтронного генератора	5
Абдуллаева Г.А., Джураева Г.Т., Ким А.А., Коблик Ю.Н., Кулабдуллаев Г.А., Саитжанов Ш.Н., Мавлянов И.Р., Агзамов О.А., Алимов Д.М., Ходжаева Н., Турсунов Х.З. К использованию препарата «МАГНЕВИСТ» В GdHЗТ	7
Васидов А. Измерение скорости эксхалляции радона из почвы в полевых условиях.....	9
Кадырова М., Яхшиликов А., Юлдашев Х. Система поиска библиографической базы данных коллекции ИНИС с сопутствующими полнотекстовыми документами в интернет.....	10
Колесник В.Г., Урусова Е.В., Басова Е.С. Усиление тока в плазме при резонансном взаимодействии электромагнитных волн и заряженных частиц.....	12
Абдурахманов У.У., Гуламов К. Г., Луговой В. В., Навотный В. Ш., Чудаков В. М. Соударения протона с трубкой ядра эмульсии при энергии протона 800 ГэВ в рамках релятивистской гидродинамики идеальной жидкости.....	14
Лутпуллаев С. Л., Олимов А. К. Вклады возбужденных ядер ${}^9\text{В}^*$ и ${}^{10}\text{В}^*$ в образование систем ${}^2\text{He}+{}^1\text{H}$ и ${}^6\text{Li}+{}^4\text{He}$ в ${}^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.....	17
Лутпуллаев С. Л., Олимов А. К. Вклады возбужденных ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ в образование систем ${}^4\text{He}+{}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ в ${}^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.....	19
Олимов К., Курбанов А. Р., Лутпуллаев С. Л., Олимов А. К., Петров В. И. Образование шестинуклонных систем и ядер в ${}^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.....	20
Курбанов А.Р., Петров В.И., Юлдашев А. А. Образование зеркальных семинуклонных систем и ядер в ${}^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.....	22
Петров В.И., Шарипова С.А., Юлдашев А.А., Аширов Ш.А. Образование пионных кластеров в АС- и СС-соударениях при 4.2 А ГэВ/с.....	23
Юлдашев Б.С., Юлдашев А.А., Лутпуллаев С.Л., Базаров Э.Х., Каршиев Д.А. Характеристики каналов с образованием зеркальных ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$ в ${}^{16}\text{Oр}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГЭВ/С.....	24
Олимов К., Артеменков Д. А., Браднова В., Зарубин П. И., Зарубина И. Г., Каттабеков Р. Р., Корнегруца Н. К., Маматкулов К. З., Русакова В. В. Диссоциация ядер ${}^{12}\text{N}$ с импульсом 2 А ГэВ/с в ядерной фотографической эмульсии.....	26
Каттабеков Р. Р., Артеменков Д. А., Браднова В., Зарубин П. И., Зарубина И. Г., Корнегруца Н. К., Маматкулов К. З., Олимов К., Русакова В. В. Расщепление ядер ${}^{12}\text{C}$ под действием нейтронов с энергией 14 МэВ.....	27
Нуритдинов Х., Абсалямова И., Кулахмедов Н. Н., Шаякубов Д. Б. Определение доли семейств, образованных первичными гамма – излучениями сверхвысоких энергий.....	28
Нуритдинов Х., Абсалямова И., Кулахмедов Н. Н., Шаякубов Д. Б. Выделение избытка ливней от первичных гамма – излучений методом рентген-эмульсионных камер.....	30
Максудов А. У., Алимов Т., Махмудов Б., Петров В.И., Саидханов Н.Ш. О возможности использования мониторинга вариаций потока заряженных частиц и нейтронов малых энергий для краткосрочного прогнозирования землетрясений.....	31
Лутпуллаев С.Л., Максудов А.У., Нуритдинов Х. Установка для регистрации потоков нейтронов и заряженных частиц низких энергий, являющихся предвестниками землетрясений. 33	
Махмудов Б. М., Алимов Т.А., Миртошев З.Д. Исследование флуктуации интенсивности космических лучей и зависимости резонансной частоты от жесткости геомагнитного обрезания.....	34

Eshkuvatov H. E. Anomalous variation in GPS TEC prior to the 26 May 2013 Bulung'ur earthquake.....	36
Eshkuvatov H.E., Tillayev Y.A. Ionospheric earthquake precursors observed using Tashkent and Kitab GPS stations data	37
Надырбеков М.С., Коржовов М.Ж. Приведенные вероятности E2-переходов в неаксиальных четно-четных ядрах.....	38
Палванов С.Р., Палванова Г.С., Шамурадов О.Э., Жураев О. Возбуждение изомерных состояний в реакции типа (n,2n) на ядрах ^{198,200} Hg.....	39
Палванов С.Р., Рахмонов Ж., Каюмов М., Мамаюсупова М.И., Жураев О. Возбуждение изомерных состояний в реакции (n,2n) на ядрах теллура-120,122,124,128,130.....	41
Мухаммедов С., Хайдаров А., Пардаев О. Применские инструментального нейтронного активационного анализа для сравнительного анализа элементного состава зерен пшеницы.....	43
Мухаммедов С., Данилова Е.А., Осинская Н.С., Хайдаров А., Пардаев О Изучение микроэлементного состава некоторых сортов детского питания с применением инструментального нейтронного активационного анализа.....	45
R. Yarmukhamedov and O. R. Tojiboev Asymptotic normalization coefficients and their nuclear-astrophysical application.....	47
Hakimov A., Shaymatov S. Particle motion around Horava-Lifshitz Black Hole	48
Atamurotov F.Sh. and Toshmatov B.A Image of rotating Kerr-Like Black Hole.....	50
Rayimbayev J. Toshmatov B.A. Spin down of rotating compact magnetized stars.....	52
Ташпулатов С. М. Структура существенного спектра и дискретный спектр оператора энергии двухэлектронных систем в примесной модели Хаббарда в синглетном состоянии.....	54
Адам И., Врзалова И., Заворка Л., Кадыков М.Г., Мухаммедов С., Пронских В.С., Солнышкин А.А., Стегайлов В.И., Тютюнников С.И., Фурман В.И., Хушвактов Ж., Цупко-Ситников В.М., Чилап В.В. Скорости реакций деления ²³² Th на вторичных нейтронах, генерируемых на установке «КВИНТА» при облучении ее пучком дейтронов с энергией 4 ГэВ56	
II. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ТВЕРДОГО ТЕЛА, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ.. 58	
Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рзаев Р.М., Амирова С.И. К вопросу об аномальном поведении электрофизических параметров слоистых кристаллов A ^{III} B ^{VI} в области низких температур.....	58
Абдукадыров М.А., Ахмедова Н.А., Ганиев А.С., Джуманиязов И.О Воздействие концентрированного света на гетерофото-преобразователи «прозрачной» конструкции с GaAs p-n переходом	59
Abdullaev F.Kh., Galimzyanov R.M., Ismatullaev Kh.N. Stationary flow of a quasi 1D superfluid Fermi gas through a linear repulsive barrier	61
Абдулхаев О.А., Якубов Э.Н., Каманова Г.О. Трехбарьерные фотодиодные структуры со смыканием смежных барьеров	62
Абдурахманов Г., Вахидова Г. С. Электрон-фононное взаимодействие и проводимость легированного силикатного стекла	64
Amir Abidov, Bunyod Allabergenov, Oybek Tursunkulov, Christian Gomez Solis , Isaiás Juárez Ramírez, Jung-Ho Ahn and Sungjin Kim Fabrication of AgCl Modified TiO ₂ paste for Dye-Sensitized solar cells.	67
Алекберов Р.И., Исаев А.И., Мехтиева С.И., Исаева Г.А. Структурные особенности аморфных пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников, вызванные изменением химического состава.....	69
Алекберов Р.И., Исаев А.И., Мехтиева С.И., Исаева Г.А., Гасанов Н.Т. Комбинационное рассеяние света в халькогенидных стеклообразных полупроводниках As-Se-Te, легированных самарием.....	71
Алиев Р. Разработка и характеристики кремниевых фотоэлектрических модулей с вертикальными p-n-структурами.....	73

Алиева Н.А., Алыев Ю.И., Гусейнов Г.Г., Магеррамов А.Б. Структурные фазовые превращения и электрофизические свойства кристаллов твердого раствора $Cu_2Te_{0,75}Se_{0,25}$	75
Bunyod Allabergenov, Oybek Tursunkulov, Amir I. Abidov, Jeong Soon Wook and Sungjin Kim Study of optical properties in Cu-doped ZnO thin films fabricated by DC magnetron sputtering	77
Алларов И.М., Цой Э.Н. Динамика модулированных оптических пучков в нелинейных средах	80
Амонов К.А. Курмантаев А.Н. Влияние гамма-облучения на спектральную фоточувствительность pSi-n(Si_2) _{1-x} (Ge_2) _x (ZnSe) _y структур.	82
Амонов К.А., Каланов М., Ниязов Ш. Структурное исследование твердого раствора (Si_2) _{1-x} (Ge_2) _x (ZnSe) _y , выращенного на Si подложке	83
Аскарлов Б., Оксенгендлер Б.Л., Тураева Н.Н., Рашидова С.Ш. Вибронно-стимулированные реакции в твердой фазе.....	85
Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А. Закирова С.Б. ИК спектры поглощения пленок ИТО в области колебаний решетки	87
Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А. Закирова С.Б. Влияние температуры роста на удельное сопротивление ИТО пленок выращенных CVD методом	89
Атакулов Ш.Б., Собиров А.А., Эсонов К.К., Юлдашев А.А. О поведении кислорода в объеме теллурида свинца	91
Атакулов Ш.Б., Набиев М.Б., Ахмаджонов М.Ф., Эсонов К.К., Юлчиев И.И. Влияние γ -облучения на свойства твердых растворов на основе теллурида висмута и механизмы дефектообразования в них	92
Ахмадалиев Б.Ж., Маматов О.М., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. Спектры низкотемпературной люминесценция тонких поликристаллических пленок $CdTe : In$	95
Ачилов А.С., Мирсагатов Ш.А., Заверюхин Б.Н. Причины возникновения длинных сублинейных участков обратных ВАХ пленочных CdTe-структур с барьером Шоттки.....	98
Ашуров Х.Б., Абдурахманов Б.М., Максимов С.Е., Оксенгендлер Б.Л. Термодинамические флуктуации и нанотермоэлектричество	100
Аюханов Р.А. О процессах транспорта носителей в квантовом клине	102
Байматов П.Ж. Об одномерном поляроне.....	105
М.К. Бахадырханов, Б.А. Абдурахманов, Э.Б. Саитов Исследование вольт-амперной характеристики микроструктуры кластер атомов никеля - кремний.....	107
Бахадырханов М.К., Исамов С.Б., Аюпов К.С., Хасанов А., Миркамилова М. Подвижности носителей заряда в кремнии с многозарядными нанокластерами.....	108
Bakhramov S.A., Kokhkharov A.M., Zakhidov E.A., Makhmanov U.K., Gofurov Sh.P. C_{70} -clusters formation in solutions	109
Бахрамов С.А., Пайзиев Ш.Д., Шайимов Ф.Ф. Использование Nd:Cr:GSGG в качестве активного элемента в дисковых лазерах с солнечной накачкой	111
Власов С.И., Далиев Ш.Х., Бекмуратов М.Б. Влияние атомов циркония на свойства границы раздела Si-SiO ₂	113
Vlasov S.I., Ovsyannikov A.V., Kuchkarov V.H. Influence of All-round Hydrostatics Compression on Properties of the Mobile Charge in Lead-borosilicate Glass Structure.....	116
Гаилов А.Г. Влияние ультразвуковых волн на адгезионную прочность золотых покрытий к кремнию.....	118
Гасанов Х.А., Гусейнов Дж.И., Дадашова В.В. Диффузионная термоэдс в квантовой проволоке.....	120
Гуламова Д.Д.1, Шевченко В.П.2., Токунов С.Г.2, Кулиев Б.1, Бобокулов С.1 Использование солнечной энергии для получения керамических материалов.....	123
Гулузаде Б.А., Фатиева Э.Ф., Тагиров М. И., Керимова С. И., Алиева С. Г фотозлектреческие свойства $Pt_2Si / PtSi - Si$ фотодиодов	124

Гулямов Г., Эркабоев У.И., Шарипбаев Н.Ю. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны в InAs	126
Давлатов А.Б., Пулатов А.А., Байматов П.Ж. Энергетические уровни электрона в наночастице Si-SiO ₂	129
Дадамирзаев М.Г., Гулямов Г., Шамирзаев С.Х. Влияние разогрева электронов и дырок на ВАХ несимметричного <i>p-n</i> -перехода	130
Далиев Х.С., Елгондиев К.К., Турданов К.Т., Бекмуратов М.Б. Неравновесные процессы в в кремниевых МДП-структурах и МОП-транзисторах	132
Джаббарганов Р. Шаропов У.Б. Атабаев Б.Г. Курбанов М.К. Вторично-ионный масс спектрометр отрицательных ионов	135
Джалалов Т.А., Имамов Э.З., Муминов Р.А. Теория фотоэлемента с многими наноразмерными <i>p-n</i> переходами	136
Джураев Д.Р., Ниязов Л.Н., Тураев А.А. Исследование доменной структуры гольмиевого феррита-граната вблизи температуры магнитной компенсации	138
Дилшодов А.Д. Особенности легирования пленок PbTe висмутом	140
Дустназаров Э.М., Ашуров Н.Ш., Югай С.М., Ашуров Н.Р., Рашидова С.Ш. Исследование структурных и оптических свойств полимерных пленок для солнечных элементов третьего поколения	143
Жумаев М.Р., Кенжаев З.М., Файзиев В.Ш. Влияние примесей на критическую температуру фазового перехода в квазиодномерных антиферромагнетиках	144
Атабаев И.Г., Жураев Х.Н., Пак В.А., Адамбаев К. Исследования вольт-фарадных характеристик <i>p-n</i> - переходов на основе 4H-SiC и 6H-SiC	146
Зайнобиддинов С.З., Хамраева Р.Н., Нишанова Д.А., Бобоев А.Ю., Усмонов Ж.Н., Рустамова В.М. Вольтамперная характеристика $p(\text{GaAs})-n(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ гетероструктур	149
Зайнобиддинов С.З., Хамраева Р.Н., Нишанова Д.А., Бобоев А.Ю., Усмонов Ж.Н., Рустамова В.М. Спектральная фоточувствительность гетероструктур $p(\text{GaAs})-n(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$	150
С.М. Зайнолобидинова К теории керамических термисторов с положительным температурным коэффициентом сопротивления	152
Зиёваддинов Ж.К., Шамирзаев А.Л. Датчики угла поворота и скорости вращения вала. .	154
Зикриллаев Н., Содиков У., Рахмонов Б., Мавлонов Г., Дустмухамедов Х., Камалов Х. Безэрозионный способ диффузии теллура и селена в кремнии	155
Илиев Х.М., Саттаров О.Э., Рахмонов Б.Р., Тачилин С.А., Сапарниязова З.М., Асанов Д. Формирование бинарных нанокластеров примесных атомов в решетке кремния	156
Онаркулов К., Рахматов Ф., Фойназарова К. Шифер ишлаб чикаришда инфрақизил нурдан фойдаланиш	157
Кабулов Р.Р. Температурная зависимость вольт-амперной характеристики CdO - pCdTe/Мо – структуры	158
Каримов Ш.Б., Каримов Б.Х. Проблемы эффективности фотоэлектрического преобразования в тонкопленочных солнечных элементах ПЭС/CdS/CdTe/ CdCl ₂ /Sb ₂ Te ₃	160
Кувандиков О. К., Леонюк Н. И., Шакаров Х. О., Шодиев З. М., Амонов Б. У., Нуримов У.Э., Сулайманов О. Магнитные свойства редкоземельных ферроборатов RM ₃ (BO ₃) ₄ (M=Fe), (R=Y,Nd) при высоких температурах.	162
Кувандиков О.К., Хамраев Н.С., Ражабов Р.М. Особенности поведения электросопротивления сплавов на основе Ti и Cu в аморфном и кристаллическом состояниях	164
Кувандиков О.К., Хамраев Н.С. Эффект Холла аморфных сплавов на основе Ti и Cu с добавлением металла Ni и металлоидов Si и P	166
Курбанов М.К. Атабаев Б.Г. Джаббарганов Р. Шаропов У.Б. Вторично-ионный масс спектрометр положительных ионов	168

Лейдерман А.Ю., Аюханов Р.А., Каршиев А.Б., Стельмах В.Г. Влияние неоднородности распределения концентрации рекомбинационных центров на инжекционные процессы в полупроводниковых структурах и элементах	169
Лутпуллаев С.Л., Каримов А.А., Каримов А.В. Особенности времени восстановления <i>p-i-n</i> -структур	171
Лутпуллаев С.Л., Рахматов А.З. О некоторых особенностях воздействия гамма- и электронного облучения на мощные кремниевые диффузионные диоды	173
Matyakubov N., Atamuratova Z. A., Abdikarimov A., Halillaev M., Atamuratov A.E. The method of estimation of single trapped charge position in nanometer MnOSFET oxide layer and Si-SiO ₂ interface.....	176
Махкамов Ш., Муминов Р.А., Каримов М., Турсунов Н.А., Саттиев А.Р., Эрдонов М.Н., Холмедов Х.М. Влияние облучения на фотоэлектрические свойства кремниевых фоторезисторов, легированных серой и родием	178
Mirzaev S.Z., Telyaev S.K., Avdievich V. Ultrasonic relaxation spectroscopy of SiO ₂ + water nanofluids.....	181
Мирсагатов Ш.А., Сапаев И.Б. Распределение плотности поверхностных состояний по ширине запрещенной зоны кремния	181
Мирсагатов Ш.А., Исмаилов К.А., Атабоев О.К. Вольтамперные характеристики <i>In-pCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Mo</i> -структуры при разных уровнях освещенности	183
Муллагалиева Ф.Г., Салуи Е.А., Раджапов Б.С., Максудов А.У. Разработка и изготовление Si(Li) <i>p-i-n</i> -фотодетекторов	185
Муминов Р.А., Раджапов С.А. Тошмурадов Ё.К., Рисалиева Ш., Бекбаев С., Курмантаев А. Разработка и оптимизация технологии изготовления позиционно-чувствительных детекторов больших размеров	186
Муминов Р.А., Раджапов С.А., Пиндюрин Ю.С., Раджапов Б.С., Тошмуродов Ё.К. Радиоспектрометр радона	188
Muratov A.S., Ismaylov K.A. Theory of the effect of charge-over of electromotive force in heterostructures	189
Мусаев М.И., Тагиров М.И., Зейналова С.М., Алиева В.Б., Казымов Н.Ф. Газовый детектор с использованием Pt ₂ Si / PtSi	192
Mustafayev N.B. Electronic Structure of Elliptical Bismuth Nanotubes	193
Набиев М.Б., Маматова М.А, Усманов Я.У., Хусанова Г.Ж., Юлдашев А.А. Разработка <i>p</i> -ветвей термоэлектропреобразователей на основе поликристаллов твердых растворов теллурида висмута.....	195
Nabiev M.B., Usmonov Ya.U., Gaynazarova K.I. Thermoelectric properties of the Bi ₂ Te ₃ -Bi ₂ Se ₃ alloy with the remnants of chalcogenes	197
М.А.Низаметдинова, Д.А. Гусейнова Длинноволновые колебания решетки нанокристаллов SnS.....	198
Нуритдинов И., Умаров С.Х., Ашуров Ж.Ж., Халлоков Ф. К., Ходжаев У.О. Рентгенпроводимость и рентгендозиметрические характеристики монокристаллов Tl(InS ₂) _{1-x} (FeSe ₂) _x	200
Оксенгендлер Б.Л., Исмаилова О.Б., Марасулов М.Б., Тураева Н.Н. Квантовый механизм усиления тунелирования сквозь границу раздела «квантовая точка-полимер» с помощью органических прослоек	201
Пайзуллаханов М.С., Нурматов Ш.Р., Шерматов Ж.З., Аманов М., Кучкаров А. Синтез титанатов бария и стронция в поле концентрированной световой энергии.....	202
Парчинский П.Б., Бобылев А.Ю., Мухитдинова Ш.К., Хасанов Х.М., Dojin Kim Фотомагнитный эффект в арсениде галлия легированном марганцем.....	204
Парчинский П.Б., Насиров А.А, Тен В.А., Марипов И.И., Юсупов Ю.Т., Алламбергенов М.М., Исмаилов К.А. Исследование профиля распределения глубоких центров локализованных у границы раздела кремний – свинцово-боросиликатное стекло.....	206

Пашаева М.М., Джамалова А.Г., Алиева А.К., Алескерова С.А., Лятифова Н.А. Методика изготовления фоточувствительных элементов на основе $Pt_2Si/PtSi - Si$	208
Разыков Т.М., Кучкаров К.М., Эргашев Б.А., Йулдошов Р. Получение пленок $CdTe$ на гибких металлических подложках методом ХМПО.....	209
Разыков Т.М., Кучкаров К.М., Эргашев Б.А., Йулдошов Р. Получение высокоэффективных тонкопленочных солнечных элементов на основе теллурида кадмия с использованием метода численного анализа.....	211
Рафиков А.К., Муминов Р.А., Раджапов С.А., Махмудов Ш.А., Каримов М. Детекторы ядерного излучения на основе нейтронно-легированного кремния.....	214
Рахматов А.З., Каримов А., Ташметов М.Ю., Сандлер Л.С., Исмаев Н.Б. Влияние нейтронного облучения на время жизни неосновных носителей заряда кремниевых ограничителей напряжения.....	215
Рахматов А.З., Сандлер Л.С., Скорняков С.П., Каримов А.В. Влияние нейтронного облучения на структуру кремниевых диффузионных р-п переходов ограничителей напряжения.....	218
Рахмонов У.Х. Выращивание твердого раствора $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ и спектральная фоточувствительность $pSi-n(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ структур при гамма облучении.....	221
Рахмонов У.Х.1, Рисбаев Т.Р.2 Фотолюминесценция эпитаксиального слоя $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ и вольт-амперная характеристика $pSi-n(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ ($0 \leq x \leq 0.03$, $0 \leq y \leq 0.09$) СТРУКТУР.....	223
Саидов А.С., Сапаров Д.В., Усманов Ш.Н. Исследование фотолюминесценции $(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$ ($0 \leq x \leq 1$) гетероструктуры.....	225
Саидов А.С., Усмонов Ш.Н., Каланов М. Рентгеноструктурное исследование твердого раствора $(Si_2)_{1-x}(CdS)_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$).....	226
Саидов А.А., Аллаярова З.К. Выращивание твердого раствора $(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$ на Si подложках и вольт-амперная характеристика гетероструктур $pSi-n(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$	228
Саидов М.С. Перспективы разработки высокоэффективных полупроводниковых солнечных элементов.....	230
Салиев Т.М., Лутпуллаев С.Л., Кутлимуратов А., Саидхонов Н.Ш. Возможность создания УФ фотопреобразователей на основе эпитаксиальных пленок карбида кремния и алмаза, полученных CVD-методом.....	232
Салиев Т.М., Лутпуллаев С.Л., Кутлимуратов А., Саидхонов Н.Ш. Электрофизические характеристики и белое свечение $n/3C-SiC - p/C_{алмаз}$ гетероструктур, полученных методом химического парогазового осаждения.....	235
Сапаев И.Б. Влияние ультразвукового воздействия на электрофизические характеристики $pSi - nCdS - n+CdS$ - структуры.....	238
Сапаров Д.В., Гаимназаров К., Курмантаев А.Н., Такей Г.А. Релаксация фотопроводимости $pSi-nSi_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.04$) структур.....	239
Стедьмах В.Г., Тураев Н.Ю., Ядгаров И.Д., Джурахалов А.А. Влияние примесных атомов водорода и углерода на устойчивость графена.....	242
Стедьмах В.Г. Влияние убывающей концентрации рекомбинирующей примеси на вольт-амперную характеристику $p-i-n$ -структуры.....	243
Сулайманов Н.Т., Ф.Т.Умарова, Махкамов Ш.М., Мухтаров А.П., Нормуродов А.Б. Моделирование структур наноразмерных кластеров арсенида галлия.....	245
Сулаймонов Х.М., Юлдашев Н.Х., Юлдашев Х.Т. Тензoeлектрические свойства поликристаллических пленок $PbTe : Pb, PbTe : Te$	248
Тураев А. А., Ниязов Л.Н. Куп функционал датчикларда кўлланиладиган майдон транзисторининг токни стабиллаш хусусияти.....	250
Тагаев М.Б., Статов В.А. Проблемы использование теории случайных процессов для моделей диодных приборных структур, работающих в режиме лавинного пробоя.....	252

Oybek Tursunkulov, Bunyod Allabergenov, Amir Abidov, Soon-Wook Jeong, and Sungjin Kim Chemical Vapor Deposition of large area few-layer graphene films for application in nanoelectronic devices.....	253
Усмонов Ш.Н. Жидкофазная эпитаксия твердого раствора $Si_{1-x}C_xSn_y$	257
Утамурадова Ш.Б., Дехканов М.Ш., Олимбеков З., Тураев З. Дефектообразование в кремнии с примесями Т-ионов и ассоциатами кислорода	259
Файзиев Ш.Ш., Файзиев В.Ш., Зинатулина Г.В. Ташки майдонлар таъсиридаги Бозе - Эйнштейн газининг мувозанат шарти.....	261
Хажиев М.У, Атабаев И.Г., Матчанов Н.А., Пак В.А. Закирова С.Б. Влияние электрической проводимости на ИК отражение ИТО пленок выращенных CVD методом	264
Хажиев М.У., Атабаев И.Г., Абдуллаев А.А. Жураев Х.Н., Давлатов У.Т. Установка для выращивания кристаллов Tri-Arc Melting Furnace with Crystal Puller	266
Khamrakulov Kh. P. Regular and chaotic dynamics of a matter-wave soliton near the atomic mirror	268
Хашаев М.М., Лейдерман А.Ю. Влияние периодического распределения концентрации рекомбинационных центров на инжекционные процессы.....	269
Shamirsaeв S.Kh. Stimulus Elements and Baker's Transformation.....	271
Шамирзаев С.Х., Зиёваддинов Ж.К., Каримов Ш.Б., Юсупова Д.А. Полупроводниковая гетерогенная среда и временная последовательность её эффективных сопротивлений, связанных с наложением усталостной деформации.....	273
Шарибаев М., Корсунская Н.Е., Утениязов Е, Жуманазаров А. Изучение оптических свойств монокристаллов $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($0 \leq x \leq 0.2$) во взаимосвязи с их детекторными характеристиками	274
Шарибаев М.Б., Корсунская Н.Е., Утениязов Е. Радиационно-стимулированное изменение оптических характеристик квантово-размерных структур соединений A_2V_6	276
Шаропов У.Б. Атабаев Б.Г. Курбанов М.К. Методика спектроскопии полного тока.....	278
Ergashev V.A., Razykov T.M., Kuchkarov K.M., Yuldoshov R Simulation n-Zn _x Cd _{1-x} S/p-Si solar cells by AMPS-1D	279
Юсупов А., Адамбаев К., Джумабоев Д.К. Получение и исследование кристаллов $Cu_2ZnSnS(Se)_4$	280
Юсупов А., Адамбаев К., Джумабоев Д.К. Получение пленок Cu_2ZnSnS_4	282
Явидов Б., Чоршамов Х., Аскарлов М., Асанова А. О фазовой диаграмме Бозе конденсата биполяронов	283
Арзикулов Э.У., Ахатов А.Т., Срожев К.Н., Тошбоев М.Д. Исследование особенностей токопрохождения в сильно компенсированных образцах кремния с квантовыми точками	286
III. ВОЗОБНОВЛЯЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ И ГЕЛИОМАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ.....	288
Академик Захидов Р.А. Стратегия развития возобновляемой энергетики в Узбекистане .	288
Турсунбаев И.А., Орунов Б., Орда Е.П., Семянников А.И. Исследования и разработки двигателей Стирлинга в Узбекистане	290
Авезова Н.Р., Авезов Р.Р., Рустамов Н.Т., Вахидов А., Исаков А.Ж., Сулейманов Ш. Техничко-экономические показатели плоских солнечных водонагревательных коллекторов в системах горячего водоснабжения	293
Орунов Б.Б., Газиев У.Х., Турсунбаев И.А., Семянников А.И., Орда Е.П., Коробков А.П., Махсумханов А. Биоэнергетическая установка для фермерских хозяйств.....	295
Орунов Б.Б., Газиев У.Х., Семянников А.И., Коробков А.П. Модульный комбинированный двигатель Стирлинга для комплексного энергообеспечения	297
Орунов Б.Б., Семянников А.И., Коробков А.П., Хамидова Х.М., Огай Д.К., Махсумханов А. Лабораторный образец биореактора для исследования жизнедеятельности бактерий при различных физических условиях.....	299

Носиров М.И., Турсунбаев И.А., Дыскин В.Г. Программа расчета рабочего процесса двигателя Стирлинга. Адиабатная модель	301
Атабаев И.Г., Гулямова Н.П., Файзиев Ш.А., Нурматов Ш.Р. О критериях формирования баз метеоданных для оценки ресурсов ВИЭ	303
Абдурахманов Г., Захидов Р.А., Мухтаров Ф. Испарительный кондиционер с питанием от солнечного фотоэлектрического преобразователя	305
Абдурахманов А.А., Кучкаров А.А., Ахадов Ж.З., Маматкосимов М.А. Особенности концентрации солнечного излучения на различных расстояниях	307
Турдиев Б.М., Тукфатуллин О.Ф., Абдуллаев Э.Т., Раджапов Б.С. Повышение эффективности работы автономных фотоэлектрических установок.....	309
Хужанов Р., Хайде Ш., Гампе У. Исследование солнечных приставок на примере Сырдарьинской ТЭС.....	311
Авезов Р.Р., Касимов Ф.Ш., Ниязов Ш.К., Садыков Ж.Д., Зияев Т. Тепловая эффективность плоских солнечных водонагревательных коллекторов с донным поглощением солнечного излучения.....	314
Матчанов Н.А., Пак В.А., Саидов Д.Ш., Джумабаев Д.К., Худайбергенов А.К. Фототермоэлектрическая установка для охлаждения мобильных маломощных объектов.....	317
Искандаров З.С., Халимов А.С. Изучение полезной мощности, полученной от регенерации отработанного сушильного агента в воздушной прослойке, с помощью Solidworks Flow Simulation.....	319
Жураев Т.Д., Жураев Э.Т. “ГҚИ-40” гелиокуритгич-иссиқхонанинг техник ва экологик жихатлари	322
Очилов С.М. Природная соляная вода – активный электролит для химических источников тока.....	324
Вардияшвили А.А., Узаков Г.Н., Умиров А.П., Вардияшвили А.Б. Куёш қурилмаси “иссиқхона-чучитгич-сабзавот омбори” нинг иссиқлик техник тавсифлари	326
Исманжанов А.И., Расаходжаев Б.С., Султанов С.К. Разработка и исследование эксплуатационных характеристик мобильной солнечной водонагревательной установки емкостного типа	328
Пайзиев Ш.Д., Симонов А.А., Камардин А.И. Получение квазипараллельных лучей концентрированного потока солнечного излучения и их возможные применения	330
Турсунов М.Н., Раджапов С.А., Сабиров Х., Ширматов А., Турдиев Б.М. Разработка круглогодичной эффективной биогазовой установки, адаптированной к климатическим условиям республики.....	333
Рашидов Ю.К., Султанова Ш.Ю., Рашидова Л.Ю. Саморегулирующиеся теплогидродинамические процессы и устройства на их основе для систем солнечного теплоснабжения	335
Мирзаев М.С., Ибрагимов С.С., Ражабов Б.Х., Мирзаев Ш.М. Тепло-и массообмен в парниковом солнечном опреснителе с двухскатным равнобедренным треугольником.....	338
Саипов З.У. Захидов Р.А. Использование биогаза в когенерационной установке.....	340
Захидов Р.А., Анарбаев А.И. Оптимизация параметров топливно-солнечной системы ...	343
Авезова Н.Р., Авезов Р.Р., Рустамов Н.Т., Ниязов Ш.К. Эффективная поглощательная способность зачерненной теплообменной панели плоских солнечных коллекторов	345
Орда Е. П., Турсунбаев И. А. Этапы разработки низкотемпературных солнечных, топливных водоподъемников на базе двигателя Стирлинга	347
Авезова Н.Р., Имомов Ш.Б., Дусяров А.С. Оптическая эффективность системы «рефлектор –светопроем» инсоляционных пассивных систем солнечного отопления.....	349
Анарбаев А.И., Захидов Р.А. Оптимизация параметров бака-аккумулятора для дренирующей солнечной установки.	351
Турсунов М.Н., Собиров Х., Ширматов А., Юлдошев И.А. Автономные фотоэлектрические установки подъема воды малой мощности	353

Akhatov J.S., Agüera A.L., Halimov A.S. Thermal Performance Modelling of Solar Dryer with PV-T Air Collector and Multistage Drying Cabin	354
Nurmatov Sh.R., Atabaev I.G., Fayziev Sh.A., Gulamova N.P., Khujanov R.A. Prospects for the Use of Solar Power Plants in Uzbekistan with Thermal Storage Technologies	360
Вардияшвили А.А., Шаропов А., Вардияшвили А.Б. Расчет и исследование гелиотеплиц с использованием теплоты дымовых газов	362
Матчанов Н.А., Адамбаев К., Джураев Х.Н., Юсупов А. Изучение возможности использования эффекта Пельтье для создания маломощных охлаждающих устройств	364
Бердышев А.С., Раджабов А., Ибрагимов М. Электроснабжение установки обеззараживания воды фотоэлектрическими модулями	366
Ботиров К., Саидов К.С. Капиллярно смачиваемый солнечный водоопреснитель.....	368
Акбаров Р.Ю., Кучкаров А.А. О связи параметра точности и угловой ошибки параболоидных концентраторов.....	369
Джанклич М.У., Сулейманов С.Х., Дыскин В.Г., Дудко О.А., Кулагина Н.А. Анализ эффективности антиотражающих покрытий для кремниевых солнечных элементов	371
Вардияшвили А.Б., Ёзиев Л.Х., Вардияшвили Аф.А. Некоторые вопросы светового и газо-воздушного режима теплиц	372
Таджиев У.А., Захидов Р.А., Киселева Е.И., Таджиев М.У., Салиев Г.С., Горобцов С.И., Эседуллаев Р., Оразов А.Х., Мамедниязов С.О., Мочалов В.Н. Основные проблемы развития использования ветро-солнечных комплексов малой мощности в аридных зонах	374
Носиров М.И. Особенности рабочего процесса современных двигателей Стирлинга.....	376
Аббосов Ё.С., Тожибоева М.Д. Перспективы использования энергии геотермальных вод в Республике Узбекистан.	378
Саматова Ш.Ю. Хамраев Т.Я. Применение геотермальных вод в жилом доме.....	380
Мирзабаев А.М., Махкамов Т.А. Современное состояние практической фотоэнергетики в Узбекистане	382

Формат 60×84 ¹/₈. Усл. печ. л. 24,8. Уч.-изд. л. 29,5. Тираж 110 экз.

Отпечатано в Минитипографии Управделами АН РУз:
100047, Ташкент, ул. акад. Я. Гулямова, 70.