

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI  
OLIV VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI

MIRZO ULUG‘BEK NOMIDAGI  
O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI

FIZIKA FAKULTETI  
„YADRO VA NAZARIY FIZIKA“ KAFEDRASI

ABDIYEV BEKZOD SHAYMARDONQULOVICH

$^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129}\text{Te}$  FOTOYADRO REAKSIYASIDA IZOMER  
HOLATLAR HOSIL BO‘LISHI

# BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Ta‘lim yo‘nalishi: 5440100 – Fizika

Ilmiy rahbar: Katta  
o‘qituvchi  
Mamayusupova M.

TOSHKENT-2014

## MUNDARIJA

<b>KIRISH</b> .....	3
<b>I BOB. YADRO FOTOEFFEKTI</b> .....	6
1.1 FOTOYADRO REAKSIYALARINING TAVSIFI .....	6
1.2 FOTOYADRO REAKSIYALARI YUZ BERISH MEXANIZMLARI.....	7
1.3 GIGANT DIPOL REZONANSI .....	11
<b>II BOB. <math>^{130}\text{Te}(\gamma,n)^{129}\text{Te}</math> FOTOYADRO REAKSIYASIDA IZOMER HOLATLAR HOSIL BO‘LISHI</b> .....	15
2.1 IZOMER HOLATLAR. ....	15
2.2 СБ–50 BETATRONI .....	21
2.3 $^{130}\text{Te}(\gamma,n)^{129}\text{Te}$ REAKSIYASI.....	27
<b>XULOSA</b> .....	40
<b>ADABIYOTLAR</b> .....	41

## KIRISH

Keyingi vaqtlarda fotoyadro reaksiyalarida hosilaviy yadrolarning izomer holatlari hosil bo'lishining nisbiy ehtimolligini, ya'ni reaksiya izomer chiqishlar yoki kesimlar nisbatlarini tadqiq qilishga qiziqish yanada oshmoqda. Izomer nisbatlarni o'rganish, yadro reaksiyalar mexanizimi haqida, qisman yadro inersiya momenti, yadro sath zichligining spinga bog'lanish parametri va yuqori uyg'ongan holatlar orasidagi o'tishlar xususiyatlari haqida axborotlar olishga imkon beradi. Bundan tashqari, amaliy yadro fizikaning asosiy yo'nalishlaridan biri bo'lgan gamma-aktivatsion analizda izomer chiqishlar nisbatisiz, bu metodning analitik imkoniyatlarini o'rganish va optimal metodikalar yaratish imkoniyati yo'q. Hozirgi kunda, mazkur yadrolar sohasida izomer holatlar hosil bo'lish nisbiy ehtimolliklari asosan past energiyalar sohasida, ya'ni gigant dipol rezonansi sohasida o'rganilgan bo'lib, bundan yuqori energiyalar sohasida esa deyarli o'rganilmagan.

Mazkur ish  $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129}\text{Te}$  reaksiyasi natijasida hosil bo'ladigan izomer holatlarni o'rganishga bag'ishlangan. Tadqiqotlar uchun manba sifatida keyingi vaqtlarda chop qilinayotgan ilmiy ishlar va xalqaro yadro ma'lumotlar bazalaridan foydalanilgan.

Tadqiqot mavzusi respublikada olib borilayotgan ilmiy tadqiqotlarning usitvor yo'nalishlariga mos keladi. Tadqiqot obyeksi va predmeti massa soni  $A=130$  bo'lgan yadroning  $\frac{11^-}{2}$  izomer holati xususiyati hisoblanadi.

Kiritilgan aktivlik metodi bilan tormozli nurlar maksimal energiyasining  $E_{\gamma \max} = 30 \text{ MeV}$  qiymatida, massa soni  $116 \leq A \leq 144$  sohada joylashgan yadrolarda  $(\gamma, n)$  reaksiya naijasida  $\frac{11^-}{2}$  izomer holatlar uyg'onishi tadqiq qilindi [1]. Tormozli nurlar maksimal energiyasining ushbu qiymatini tanlashga sabab,

gamma-aktivatsion analizda, metodning analitik imkoniyatlarini o'rganish va optimallashtirish maqsadida fotoyadro reaksiyalar chiqishlari, aynan mazkur qiymatda o'rganilgan. Bundan tashqari, bu energiya gamma-aktivatsion analiz metod uchun chegaraviy energiya hisoblanadi. Bu energiya qiymatidan yuqorida interferensiya beruvchi reaksiyalar soni va turlari oshadi. Natijada metodning aniqligi kamayadi. Yuqorida sanab o'tilgan sabablardan tashqari, mazkur yadrolar sohasida joylashgan ayrim yadrolarda ( $\gamma, n$ ) reaksiya izomer chiqishlar nisbati o'rganilmagan.

Fotoyadro reaksiyalarini o'rganish ham fundamental ham amaliy ahamiyatga egadir.

Fotoyadro reaksiyalari asosan quyidagi yo'nalishlarda qo'llaniladi:

Yadro strukturasi va xususiyatlarini o'rganishda;

Radioaktiv izotoplarni olishda;

Gamma-aktivatsion analizda;

Tez neytronlar olishda.

Keyingi uchta yo'nalish fotoyadro reaksiyalarini amaliy(tadbiqiy) qo'llanilishi hisoblanadi. Gamma-aktivatsion analiz, yangi radioaktiv izotoplar olish va ularning fan va texnikada qo'llanilishlarini yadro texnologiyalari deb nomlangan fan o'rganadi.

O'zbekistonda fotoyadro reaksiyalar tekshirish СБ-50 betatronining ishga tushirilishi bilan bog'liqdir. 1982-yilda Amaliy fizika ilmiy tekshirish institutining gamma-aktivatsion analiz laboratoryasida Rossiyaning Tomski institutida tayyorlangan betatron olib kelib o'rnatildi. Bu betatron o'z xususiyatlari bo'yicha boshqa betatronlarga nisbatan ancha ustunliklarga ega edi. Rasman ushbu betatronda 1983-yilda birinchi marta tormozli nurlar dastasi olindi. Shu davrdan boshlab

hozirgacha mazkur qurilmada quyidagi dolzarb yoʻnalishlar boʻyicha ilmiy izlanishlar olib borilmoqda:

1. Fotoyadro reaksiyalarning xususiyatlarni oʻrganish;
2. Gamma-aktivatsion analiz;
3. Fotoyadro reaksiyalari yordamida yangi radioizotoplar olish;
4. Fotoyadro reaksiyalari natijasida izomer holatlar hosil boʻlishini oʻrganish;
5. Radiatsion fizika boʻyicha izlanishlar.

Hozirgi kunlarda ushbu qurilmaning parametrlarini takomillashtirish ustida Oʻzbekiston va Rossiya olimlari birgalikda izlanishlarni boshlash arafasida turibdi.

Ushbu qurilmada tadqiq qilinayotgan namunalarni toʻliq avtomatlashgan rejimda nurlantirish mumkin yaʼni qancha vaqt nurlantirish va oʻlchashlarni oldindan koʻrsatish mumkin. Boshqa elektron tezlatigichlarga nisbatan ushbu betatronning yana bir ustunligi kichik qadamlar bilan fotoyadro reaksiyalar chiqishlarini katta aniqliklar bilan oʻlchash mumkinligidir[2].

## I BOB.YADRO FOTOEFFEKTI

### 1.1 FOTOYADRO REAKSIYALARINING TAVSIFI

Fotoyadro reaksiyasi deb yuqori energiyali gamma-kvantlarning yadro bilan o‘zaro ta’sirlashuvi natijasida yadrodan proton, neytron, deytron va boshqa zarralarning chiqib ketish jarayonlariga aytiladi. Fotoyadro reaksiyasini *yadro fotoeffekti* deb ham atash mumkin. Fotoyadro reaksiyasini umumiy ko‘rinishda quyidagicha yozishga kelishilgan:



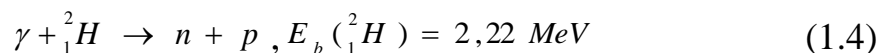
yoki qisqacha



Yadrodan chiqayotgan zarralar naviga(turiga) qarab fotoyadro reaksiyalari quyidagi turlarga bo‘linadi:  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, d)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  va boshqalar. Hozirgi kunda eng yaxshi o‘rganilgan reaksiyalar:  $(\gamma, n)$ , va  $(\gamma, p)$ . Bu reaksiyalar endotermik bo‘lgani uchun zaruriy shart  $\gamma$ -kvantlarning energiyasi, ushbu zarrani yadrodan ajratish uchun zarur bo‘lgan energiyadan katta bo‘lishi kerak ya’ni,

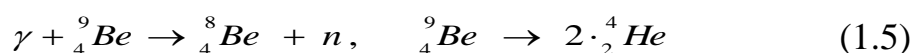
$$E_\gamma > \varepsilon_n(\varepsilon_p, \varepsilon_\alpha) \quad (1.3)$$

Yadro fotoeffekti birinchi marta 1934-yilda Chedvik va Goldxaberlar tomonidan deytronni fotoparchalanishi misolida kuzatilgan:



Tajribada  ${}_{81}^{208}Tl$  radionuklididan chiqayotgan energiyasi  $E_\gamma=2,62\text{MeV}$  ga teng bo‘lgan gamma–kvantlardan foydalanilgan. Keyinchalik tabiiy radioaktiv

elementlar gamma–kvantlari ta’sirida bo‘ladigan yana bir fotoyadro reaksiyasi kuzatildi.



Ushbu reaksiya bilan tabiiy radioaktiv elementlarning gamma–kvantlari ta’sirida yuz beradigan fotoyadro reaksiyalarning ro‘yxati cheklanadi. Boshqa hamma yadrolarda nuklonning ajralish energiyasi radioaktiv yadrolar chiqarayotgan gamma–kvantlarining energiyasidan katta bo‘lganligi sababli fotoyadro reaksiyasi yuz bermaydi.

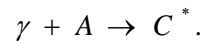
Yuqori energiyali gamma–kvantlarni olish imkoniyati faqat yuqori energiyali elektron tezlatgichlarni yaratgandan keyingina paydo bo‘ldi. Elektron tezlatgichlarda (betatron, mikrotron va chiziqli elektron tezlatgich) yuqori energiyali gamma–kvantlarni rentgen trubkasida tormozli rentgen nurlar hosil qilishiga o‘xshash vaziyatda hosil qilinadi ya’ni, yuqori energiyagacha tezlatilgan monoxromatik elektronlar  $Z$  katta bo‘lgan elementdan (W,Pb) tayyorlangan nishonga kelib tushadilar va unda tormozlanadi. Natijada tormozli gamma-nurlar hosil bo‘lib, ularning spektri uzluksizdir. Tormozli gamma–nurlanishlar maksimal energiyasi tormozlanayotgan elektronlarning kinetik energiyasiga teng bo‘lib, intensivligi esa energiyaga teskari proportsional ravishda kamayadi[2]. Shunday qilib, elektronlarning tormozlanishi natijasida berilgan maksimal energiyali uzluksiz gamma–kvantlar spektrini olish mumkin ekan.

## **1.2 FOTUYADRO REAKSIYALARINING YUZ BERISH MEXANIZMI**

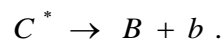
Fotoyadro reaksiyalarining yuz berish jarayoni asosan ikki xil mexanizm orqali tushuntiriladi ya’ni, oraliq (kompaund) yadro mexanizmi va bevosita o‘zaro ta’sir mexanizmlari.

**Oraliq yadro mexanizmi.** Bizga oldindan ma'lum bo'lgan va 1936-yilda Nils Bor tomonidan taklif etilgan oraliq yadro mexanizmiga binoan fotoyadro reaksiyalari ikki bosqichda yuz beradi:

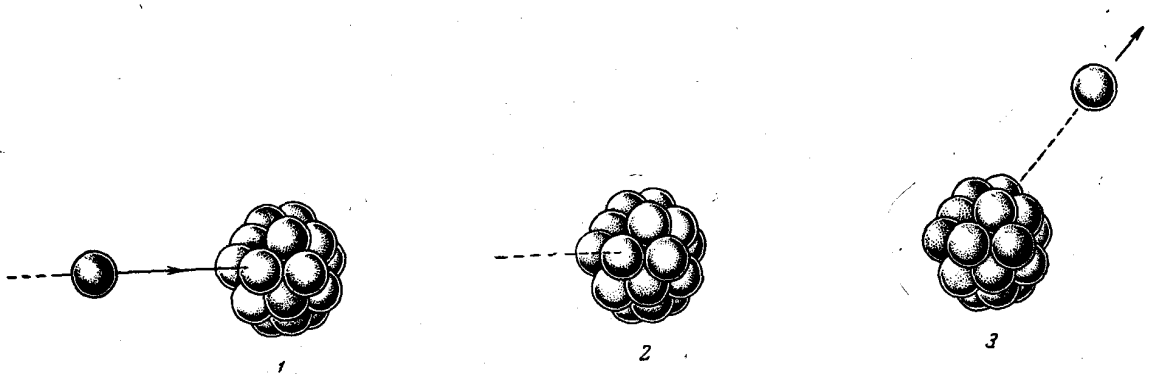
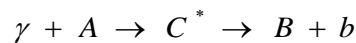
Birinchi bosqichda yuqori energiyali gamma-kvantlar yadroga yutiladi va uyg'ongan holatdagi oraliq  $C^*$  yadro hosil bo'ladi;



Ikkinchi bosqichda oraliq yadro quyidagi sxema bo'yicha parachalanadi;



$b$ -zarracha neytron, proton, deytron va boshqa zarralar bo'lishi mumkin. Fotoyadro reaksiyasining to'liq jarayoni quyidagi ko'rinishda yoziladi:



1.1-rasm

Yadroga yutilgan  $\gamma$ -kvant energiyasi nuklonlar orasida juda tez taqsimlanadi. Natijada  $\gamma$ -kvant olib kirgan energiyaning qiymati yadrodagı nuklonlarning bog'lanish energiyasidan katta bo'lishiga qaramasdan, nuklonlardan bittasi ham yadrodan chiqib ketishi uchun zarur bo'lgan energiyaga ega bo'lmaydi. Shu sababli uyg'ongan  $C^*$  oraliq yadro kvazistatsionar sistema kabi yadro vaqtiga

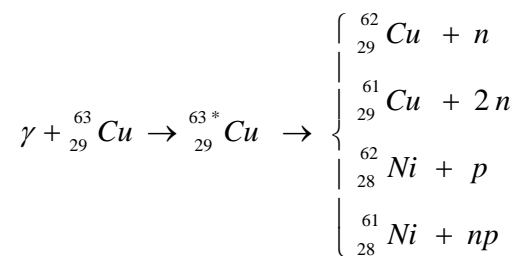


( $\sim 10^{-22}$ s) nisbatan uzoq vaqt ( $\sim 10^{-14}$ s) yashaydi. Yadro vaqti deb tez neytronning ( $\sim 10$  MeV) yadro radiusiga teng bo'lgan masofani bosib o'tishi uchun kerak bo'lgan vaqtga aytiladi ya'ni,

$$\Delta t = \frac{R_{yd}}{v_n} \approx \frac{1,4 \cdot 10^{-12} \text{ sm}}{4 \cdot 10^9 \frac{\text{sm}}{\text{s}}} \approx 10^{-22} \text{ s.}$$

Oraliq yadro yashash vaqti davomida ( $\sim 10^{-14}$ s) yadro juda ko'p marta energiya taqsimoti yuz beradi. Binobarin, oraliq yadro hosil bo'lishi va uning parchalanishi bir biriga bog'liq bo'lmagan yadro reaksiyasining ikkita bosqichidan iborat. Bunda yadro qanday hosil bo'lganini „esdan“ chiqaradi va uning parchalanishi hosil bo'lish usuliga bog'liq emas.

Oraliq yadroning u yoki bu parchalanish turi uyg'onish energiyasiga, harakat miqdori momentiga va boshqa oraliq yadroni tavsiflovchi parametrlarga bog'liq bo'lib, oraliq yadro qanday yo'llar bilan vujudga kelganiga bog'liq emas. Shuning uchun yadro reaksiyasining ikkinchi bosqichi oraliq yadro har xil ko'rinishda parchalanishi mumkin. Masalan:



Zamonaviy dunyoqarashga asosan, jarayon boshida yadrodagi nuklonlar orasida taqsimlangan oraliq yadroning uyg'onish energiyasi, ko'p sonli qayta taqsimlanishlardan keyin statistik qonunga asosan birorta zarraga yig'ilib qolishi mumkin. Ortiqcha energiya olgan ushbu zarracha oraliq yadrodan chiqib ketishi

mumkin. Reaksiyaning ikkinchi bosqichi(etapi)  $C^* \rightarrow B + b$ ,  $\alpha$ -parchalanishni eslatadi. Farqi, ushbu holda kuchli uygʻongan  $C^*$  yadro parchalanadi.

**Bevosita reaksiya mexanizmi.** Fotoprotonlar yaʼni  $(\gamma, p)$  fotoyadro reaksiyasi natijasida hosil boʻladigan protonlarning energetik va burchak taqsimotlarini oʻrganish, ushbu reaksiyalar ikkita mexanizm boʻyicha yuz berishi yaʼni oraliq yadro mexanizmi va bevosita yadro reaksiyasi mexanizmlari mavjudligini koʻrsatdi. Ayrim hollarda birinchisini bugʻlanish mexanizmi, ikkinchisi esa fotoeffekt mexanizmi ham deyiladi. Bevosita reaksiya(fotoeffekt) mexanizmida  $\gamma$ -kvantlar energiyasining asosiy qismini „sirtida“ joylashgan protonga beradi va ushbu proton,  $\gamma$ -kvantlar olib kelgan energiya nuklonlar orasida taqsimlanmasdan oldin yadrodan uchib chiqib ketadi. Mazkur protonning maksimal energiyasi quyidagiga teng:

$$(T_p)_{\max} = E_\gamma - \varepsilon_p,$$

Bu yerda  $\varepsilon_p$  -protonning bogʻlanish energiyasi.

Shunday bevosita ajralib chiqqan protonlar yordamida  $(\gamma, p)$  fotoyadro reaksiyasi chiqishining oraliq yadro mexanizmida kutilayotgan chiqishiga nisbatan oshishini va uchib chiqayotgan protonlarning burchak taqsimotidagi anizotropiyani ham tushuntirish mumkin.

Protonlarni bevosita „uzib“ olish  $\gamma$ -kvantlar yutilish kesimining faqat maʼlum bir qismiga javob beradi. Ammo  $(\gamma, p)$  reaksiya uchun u muhim ahamiyatga ega boʻlishi mumkin. Bunda sirtida joylashgan protonlar uchun kulon barerining roli bugʻlanish protonlari uchun kulon bareri rolidan ancha kichikligi bilan bogʻliq.

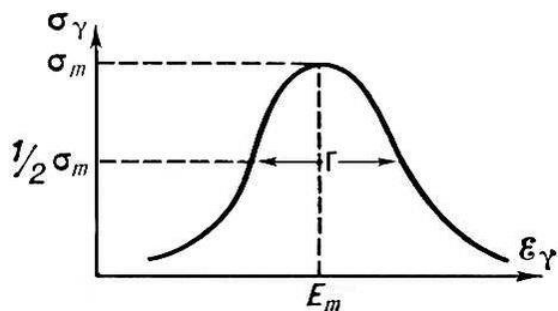
Bevosita o‘zaro ta‘sir mexanizmi og‘ir yadrolardagi reaksiyalarda o‘ta muhim ahamiyatga ega bo‘ladi. Bunga sabab ushbu yadrolarda kichik energiyali bog‘lanish protonlarga qarshilik qiluvchi Kulon to‘sig‘ining kattaligidir.



1.2-rasm

### 1.3 GIGANT DIPOL REZONANS

Gamma nurlanishlar energiyasini o‘zgartirish imkoniyati paydo bo‘lgandan keyin  $(\gamma, n)$  va  $(\gamma, p)$  reaksiyalar kesimlarining  $\gamma$ -kvantlar energiyasiga bog‘lanishini o‘rganish imkoniyatlari ham paydo bo‘ldi. Ko‘pchilik hollarda reaksiya kesimining zarralar energiyasiga bog‘lanish grafigini  $\sigma = f(E)$  uyg‘o-nish funksiyasi ham deyiladi. Ushbu bog‘lanishlarni o‘rganishlar natijasida juda qiziq hodisa aniqlandi ya‘ni  $\sigma(\gamma, n)$  va  $\sigma(\gamma, p)$  kattaliklar ostona energiyasidan boshlab sekin osha boshlaydi va  $E_\gamma = 10 \text{ MeV}$  energiyalarda bor yo‘g‘i  $1 \text{ mb}$  qiy-matga erishadi, ammo  $E_\gamma \approx 15 \div 25 \text{ MeV}$  energiyalarda ko‘pchilik o‘rganilayotgan yadrolar uchun umumiy, o‘ziga xos bo‘lgan rezonans manzara kuzatiladi(1.3-rasm).



1.3-rasm. Gigant rezonansi

Ushbu rezonans manzara quyidagi kattaliklar bilan xarakterlanadi:

$\Gamma$  –rezonans yarim kengligi;

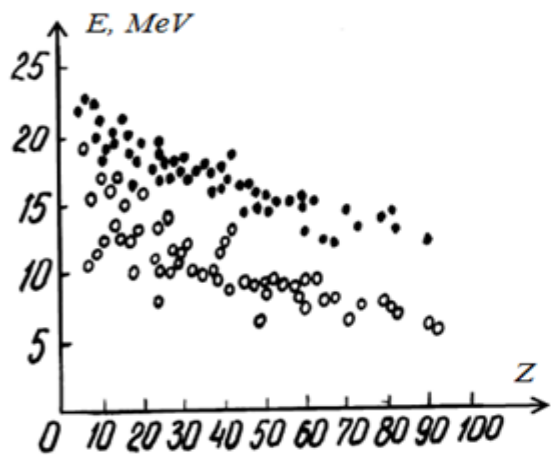
$\sigma_m$  –kesimning maksimal qiymati;

$E_m$  –rezonans cho‘qqisining holati;

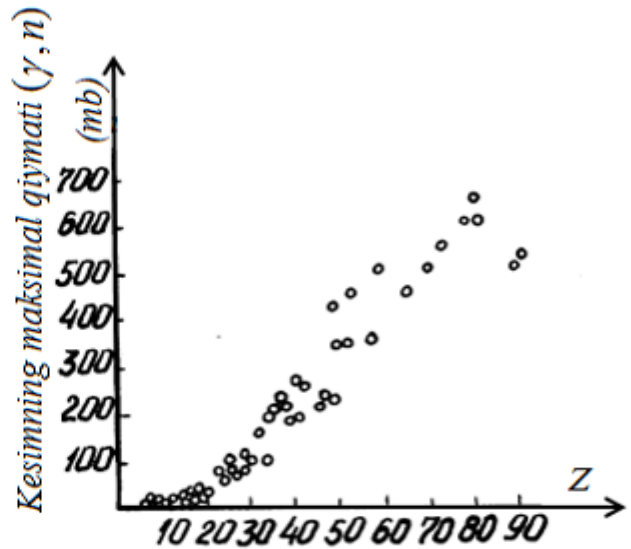
Ushbu rezonansning o‘ziga xos tomonlaridan biri uning yarim kengligining kattaligi va uning holatining(rezonans energiyasining) massa soniga  $A$  ga quyidagicha bog‘liqligidir:

$$E_m = kA^{-1/3} \text{ MeV}$$

Ko‘pchilik yadrolar uchun rezonans kengligi  $4\div 10 \text{ MeV}$  ni tashkil qiladi. Katta qiymat qabul qilgani uchun “gigant” rezonansi deyiladi. Ushbu rezonansning to‘liq nomi–*gigant dipol rezonansi* deyiladi. 1.4 va 1.5-rasmlarda rezonans energiyasi va kesimining  $Z$  ga bog‘lanish grafiklari keltirilgan.

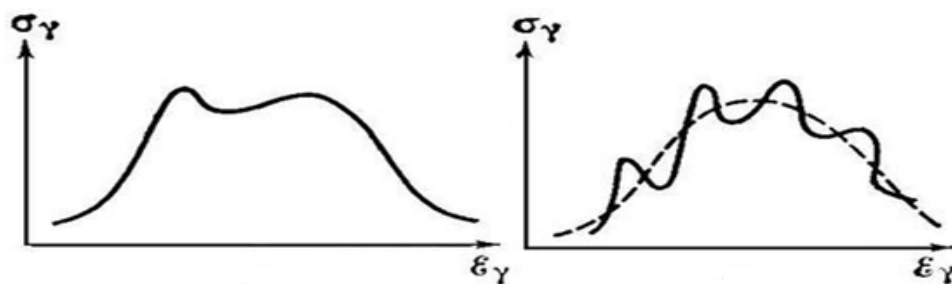


1.4-rasm



1.5-rasm

Gigant dipol rezonans o'ri energiyasi  $20 \div 25 \text{ MeV}$  bo'lgan yadrolarda massa soni ortishi bilan kamayib boradi. Og'ir yadrolarda energiyasi  $13 \text{ MeV}$  bo'lganda bunday holat kuzatiladi. Energiya bilan  $A$  orasidagi bog'lanish quyidagicha yoziladi,  $E_m = 34 A^{-1/6}$ . Rezonans kengligi  $\Gamma \sim 4 \div 8 \text{ MeV}$ ; sehirli yadrolarda  $3,9 \text{ MeV}$ , deformatsiyalangan yadrolarda  $7 \text{ MeV}$ . Gigant dipol rezonans sohasida yutilish monoton kuzatilmaydi va aniq tuzilishga ega. Deformatsiyalangan yadro (1.6-rasmda (a) ko'rsatilgan) yengil va o'rta yadrolarda hamda bir qancha og'ir yadrolarda rezonans kenglik  $\text{keV}$  larni tashkil etadi (1.6-rasm b). Rezonans sohasida energiya taqsimoti Maksvell taqsimotiga yaqin [2,5].



a)

b)

**1.6-rasm.** Gigant dipol rezonansining nozik strukturasi: a—deformatsiyalangan yadrolar uchun; b—sferik yadrolar uchun.

Yadrolarda dipol tebranishlar chastotasi uchun mexanik sistemaning o'xshashligidan foydalanib,  $\omega = \sqrt{\frac{f}{m}}$  deb yozish mumkin. Bu yerda  $f$ —yadro moddasining elastik koeffitsienti,  $m$ —yadro massasi. Elastiklik koeffitsientini yadro yuzasiga, massasi esa hajmiga proporsional bo'lib, yuza bilan massa o'z navbatida mos holda yadro radiusining kvadratiga va kubiga proporsionaldir. Yuqoridagi chastotaga mos energiya uchun  $E = h\omega \approx const A^{-0.17}$  ko'rinishdagi bog'lanishni ko'ramiz.

Bevosita fotoeffekt ro'y berganda burchak taqsimoti quyidagi ko'rinishda bo'ladi,  $N(\theta) = A + B \sin^2 \theta$ . Bu yerda  $\theta$  -fotoproton bilan  $\gamma$  -kvant yo'nalishlari orasidagi burchak, A va B proporsionallik koeffitsiyentlari bo'lib, ular protonning yadrodagi holatiga bog'liq. Agar proton s-holatda bo'lgan bo'lsa,  $l = 0$  va  $A = 0$ ,  $N(\theta) \sim \sin^2 \theta$ ,  $l = 1$  bo'lsa, unda

$$N(\theta) = 1 + \sin^2 \theta, \quad N(\theta) = A + B \sin^2 \theta$$

formuladan ko'rinib turibdiki, bevosita fotoeffekt fotoprotonlari asosan  $\gamma$  -kvantlarning boshlang'ich yo'nalishiga nisbatan  $\theta = 90^\circ$  burchak ostida uchib chiqadi.

## II BOB. $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129}\text{Te}$ FOTOYADRO REAKSIYASIDA IZOMER HOLATLAR HOSIL BO‘LISHI

### 2.1 IZOMER HOLATLAR

Yadroning qo‘zg‘alish energiyasi o‘zidan neytron, proton yoki alfa–zarra chiqarish uchun yetarli bo‘lmasa, yadro asosiy yoki kichikroq energiyali qo‘zg‘algan (uyg‘ongan) holatga gamma–kvantlar chiqarish yo‘li bilan o‘tishi mumkin. Gamma–kvant yadroning o‘tish yuz beradigan ikki holatining energiyalari va spinlari farqiga to‘g‘ri keladigan energiyani va erkin fotonlar to‘la momenti  $L$  ni olib ketadi. Spin va moment vektor xarakterga ega bo‘lganligidan  $I_1$  va  $I_2$  spinli holatlar o‘rtasidagi o‘tishlarda momentlari noldan farqli bo‘lgan gamma–kvantlar chiqishi mumkin: (Radioaktiv parchalanishning ikkinchi mahsuli gamma–nurlar hisoblanadi. Yadrolardan chiqayotgan gamma–kvantlarning energiyalari  $keV$  dan  $MeV$  gacha bo‘ladi).

$$L = |I_1 - I_2|, |I_1 - I_2 + 1|, \dots, I_1 + I_2 \quad (2.1)$$

Gamma–kvantlarning nurlanishi yadroni ortiqcha energiyadan „ozod“ etishdagi asosiy jarayoni hisoblanadi. Agar bu energiya yadrodagi nuklonning bog‘lanish energiyasidan katta bo‘lmasa, fotonning hosil bo‘lishi faqat elektromagnit kuch ta’sirida o‘tadi. Natijada yadroda elektr o‘tish, magnit o‘tish yoki orbital momentlarning qayta taqsimlanishi yuz beradi. Bu holda yadro spini yoki uni tashkil etuvchisi, albatta, o‘zgaradi [3].

Agar yadro qo‘zg‘algan holatining spini asosiy holatining spinidan ancha farq qilsa ( $|I_1 - I_2| \geq 3$ ), unda bu qo‘zg‘algan holatning o‘rtacha yashash vaqti ancha katta bo‘ladi. Agarda yadroning qo‘zg‘algan va asosiy holatlari nolga teng spinlarga ega bo‘lsa, bitta gamma–kvant chiqishi mumkin emas, ikkitasining chiqishi–juda kam ehtimolga ega. Bunday paytda yadro qo‘zg‘algan holatdan

asosiysiga konversion elektronlar chiqarish yo‘li bilan o‘tadi. Ba’zi bir hollarda, qo‘zg‘alish energiyasi kichik bo‘lganda, bu davr sekundlar, kunlar va hattoki yillar bilan o‘lchanadi. Katta yashash vaqtiga ega bo‘lgan qo‘zg‘algan holatlar *metastabil holatlar* deyiladi. Tarkibi bir xil bo‘lgan, lekin har xil o‘rtacha yashash vaqtiga ega bo‘lgan qo‘zg‘algan holatlarda tura oladigan yadrolar *izomer yadrolar* deyiladi.

Yadro sathlari orasidagi gamma–o‘tishlar ehtimolliklarini hisoblash uchun ularning to‘lqin funksiyalarini bilish zarur. Bularni bilmagan holda ham ehtimolliklar tartibini baholash mumkin. Bu baholashlar ham har xil *EL* va *ML*–o‘tishlar ehtimolliklari bir necha tartibga farq qilishini ko‘rsatadi. Bunday baholar-ni Vayskopf va Mashkovskiy birgalikda berishdi. Ular yadrolardagi elektromagnit o‘tishlar bir zarrali xarakterga ega, ya’ni bu o‘tishlar bir dona proton yoki neytron-ning holati o‘zgarishidan kelib chiqadi deb taxmin qilishdi.

Yuqorida takidlaganimizdek, atom yadrolarining uyg‘ongan holatining gamma–kvantlarga nisbatan yashash vaqti yadroning dastlabki (nurlanguncha) va so‘ngi holatlar energiyalari farqi va spin ayirmasiga bo‘g‘liq. (2.1) ga asosan

$$W(EL) \approx E^{2L+1} \cdot A^{2L/3}, \quad W(ML) \approx E^{2L+1} \cdot A^{(2L-2)/3} \quad (2.2)$$

va

$$W(EL) \approx \frac{1}{[(2L+1)!!]^2} \frac{e^2 \omega}{\hbar c} (KR)^{2L} \approx \frac{10^{-8}}{[(2L+1)!!]^2} (\hbar \omega) (KR)^{2L} \cdot c^{-1} \quad (2.3)$$

formulalarni *E* o‘tish energiyalari orqali ifodalasak, sathlarning yashash vaqtlari *EL* xil o‘tishlar uchun

$$T(EL) \sim E^{-(2L+1)} \cdot A^{-\frac{2L}{3}}, \quad (2.4)$$

*ML* xil o‘tishlar uchun

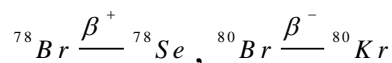


$$T(ML) \sim E^{-(2L+1)} \cdot A^{\frac{-2L-2}{3}} \quad (2.5)$$

formula orqali ifodalanadi. Bunda  $A$  yadroning massasi soni ( $R = r_0 A^{-1/3}$ ). Shuning uchun atom yadrosining izomeriyasi asosiy va pastki qo'zg'algan holatlarning spinlari juda katta farq qiluvchi atom yadrolarida keng tarqalgan.

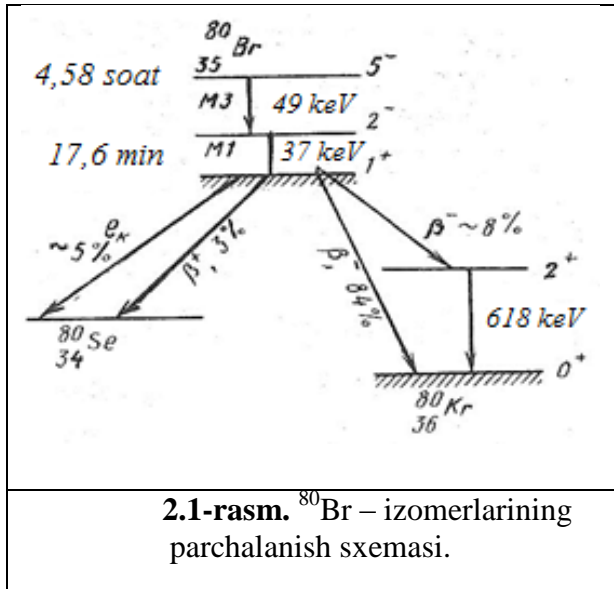
Tabiiy radioaktiv oilalarning betta–parchalanishi vaqtida  $^{234}\text{Th}$  dan  $^{234}\text{Pa}$  hosil bo'ldi. Bunday parchalanish vaqtida  $^{234}\text{Pa}$  bilan birgalikda ba'zida qo'zg'alish energiyasi  $0,4\text{MeV}$  ga yaqin bo'lgan  $^{234}\text{Pa}$  izotopining  $\beta^-$ -yemirilishiga nisbatan yarim parchalanish davri  $6,7$  soat bo'lib, qo'zg'algan beta–radioaktiv yadro holatining yarim parchalanish davri esa boshqacha– $1,22$  min ga teng. Shuning uchun  $1921$ -yilda O.Gan tomonidan aniqlangan  $^{234}\text{Pa}$  ning qo'zg'algan holati *mustaqil izomer* nomini oldi. Yadro izomeriyasiga misol qilib zaryad va massa sonlari bir xil bo'lgan, radioaktiv parchalanish mexanizmi va tezligi turlicha bo'lgan yadrolar mavjudlik hodisasini aytishimiz mumkin.

Shunisi ma'lum bo'ldiki, tabiiy radioaktiv izotoplar orasida  $^{234}\text{Pa}$  izomeri yagona misol bo'lib qolmoqda. Bu hodisaning xususiyatini o'rganish  $1935$ -yilda mashhur rus olimi I.V.Kurchatov va uning xodimlari tomonidan bromning tabiiy  $^{79}\text{Br}$  va  $^{81}\text{Br}$  izotoplari aralashmasidan  $\alpha$ -aktiv  $^{80}\text{Br}$  va  $^{82}\text{Br}$  izotoplarini tayyorlab, ularda uch xil– $17,6$  min,  $4,58$  va  $34$  soatli yarim parchalanish davriga teng bo'lgan  $\beta$ –parchalanishni aniqladilar. Bu hodisaning xususiyatini o'rganish shu yili  $^{79}\text{Br}$  yadrosining neytronni yutishdan hosil bo'lgan  $^{80}\text{Br}$  radioaktiv izomeri olingandan keyingina keng ko'lamda tus olib ketdi. Keyinchalik  $^{79}\text{Br}$  va  $^{81}\text{Br}$  ni gamma–kvantlar bilan bombardimon qilib,



$\beta$ –aktiv izotoplar olishdi. Bunda  $6,4$  min,  $17,6$  min hamda  $4,58$  soat davrli radioaktivlik topildi. Ikkala tajriba natijalarini solishtirib ko'rib,  $17,6$  min va  $4,58$  soatli

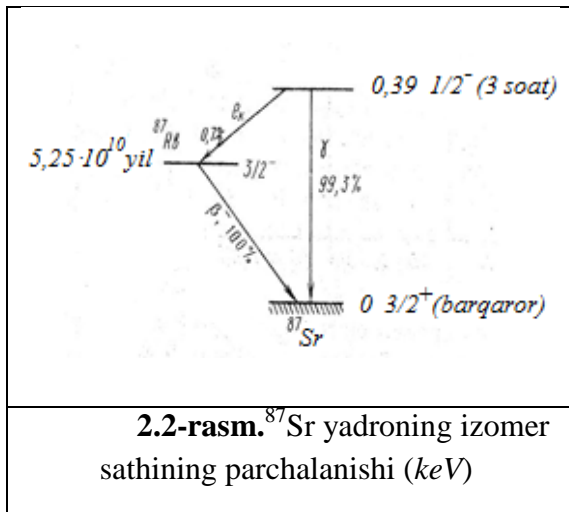
yarim parchalanish davri  $^{80}\text{Br}$  izotopiga tegishli ekanligini payqash qiyin emas. Shunday qilib,  $^{80}\text{Br}$  yadrosi ikki xil izomer–asosiy va uzoq yashovchi qo‘zg‘algan holatlarda bo‘lar ekan (2.1-rasmga q.).



$^{80m}\text{Br}$  izotopini hosil qiluvchi yadro reaksiyasi natijasida yadro 2.1-rasmda ko‘rsatilganidek asosiy holatda yoki 85keV energiyali uyg‘ongan holatda vujudga kelishi mumkin. Bu holatning momenti asosiy holat momentidan jiddiy farq qilgani sababli asosiy holatga o‘tish ehtimolligi kichik. Asosiy holatga  $^{80}\text{Br}$  yadrosi 17,6 min davr bilan parchalanadi. Ammo bu

asosiy holatning o‘zi  $5^-$  spinli qo‘zg‘algan holatning 4,5 soatga teng yarim parchalanish davri bilan ( $5^-$ ) M3 ( $2^-$ ) M1 ( $1^-$ ) kaskadli gamma-nurlanishi oqibatida sodir bo‘ladi.

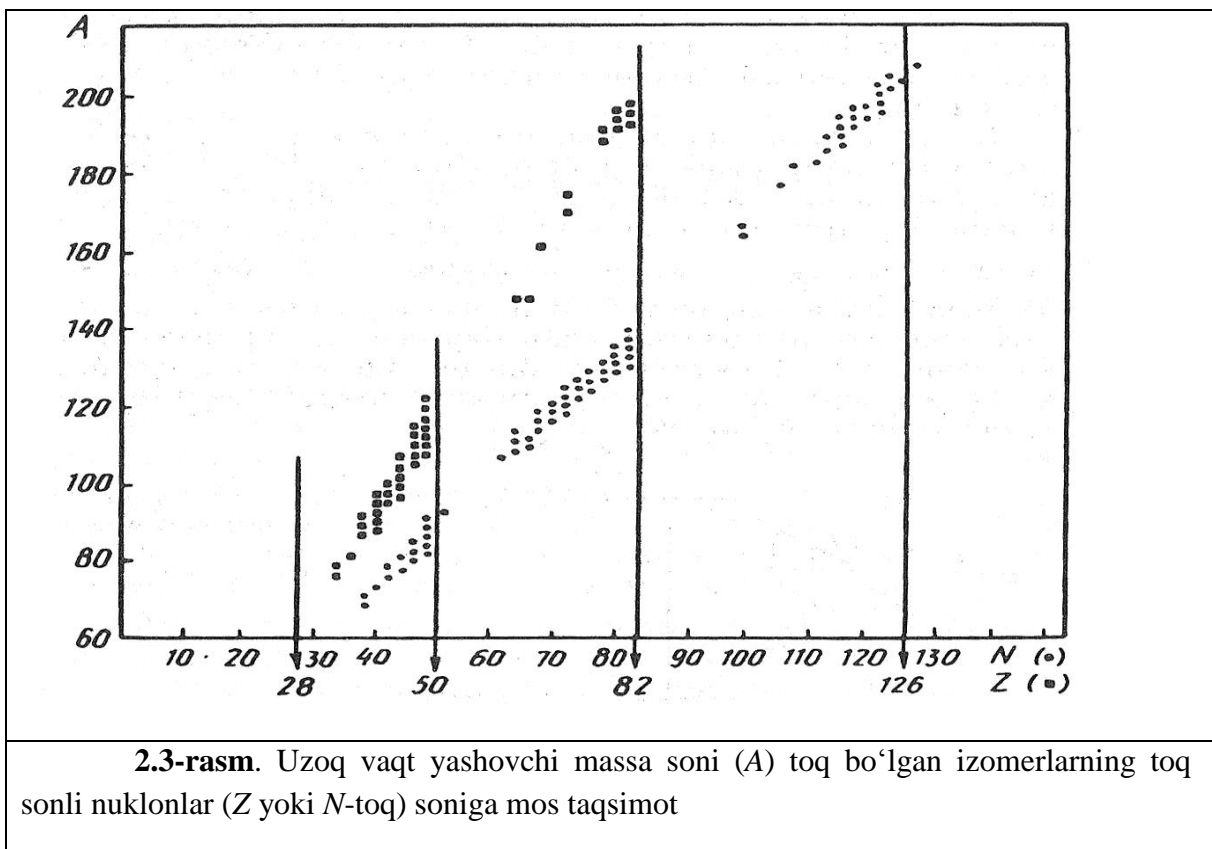
Yana bir misol. Asosiy holatda barqaror bo‘lgan yadro izomeridan biri gamma–kvant chiqarish yo‘li bilan barqarorlanishini ko‘rib o‘taylik. Bunga  $^{87}\text{Sr}$  sathining parchalanishi misol bo‘la oladi. Izomer holatda K–qamrash yo‘li bilan  $^{87}\text{Sr}$  (2.2-rasm)  $^{87}\text{Rb}$  yadrosiga aylanadi. Ammo rubidiyning asosiy holat energiyasi stronsiyning asosiy holat energiyasidan yuqori bo‘lganligi uchun  $\beta^-$ -parchalanish yo‘li bilan  $^{87}\text{Rb}$  yana  $^{87}\text{Sr}$  ga aylanadi.  $^{87}\text{Rb}$  asosiy holati bilan  $^{87}\text{Sr}$  izomer holatining spinlar farqi kichik bo‘lganligidan,  $\gamma$ -kvant chiqarish yo‘li bilan K–qamrash jarayoni raqobatda bo‘ladi. Bunday parchalanish har bir o‘tishda neytrino chiqarish bilan kuzatiladi. Shunday qilib, izomeriya hodisasi asosiy holat yaqinida harakat miqdori momenti asosiy holatnikidan bir necha  $\hbar$  birlikka farq qiluvchi sath mavjudligiga bog‘liqdir.



2.2-rasm.  $^{87}\text{Sr}$  yadroning izomer sathining parchalanishi (keV)

Umuman izomer sathlar deganda yashash vaqtlarini bevosita o'lchash mumkin bo'lgan barcha sathlar tushinaladi. Hozirgi kunga kelib  $10^{-11}$  sekundgacha bo'lgan vaqtlarni o'lchash imkoniyati yaratilgan. Hozirgi vaqtda turg'un va radioaktiv yadro-larning ikki yuz ellikdan ortiq izomeri ma'lum. Umuman olganda, yadro

izomer-lari elementlarning davriy sistemasida tekis tarqalmagan. Ko'pchilik yadro izomerlari atom nomeri  $Z$  va neytron sonlari  $N$  sehri sonlar 50, 82 va 126 dan oldinroq keladigan yadrolarda ko'p uchraydi (2.3-rasm).



2.3-rasm. Uzoq vaqt yashovchi massa soni ( $A$ ) toq bo'lgan izomerlarning toq sonli nuklonlar ( $Z$  yoki  $N$ -toq) soniga mos taqsimot

Jumladan  $^{86}_{37}\text{Rb}_{49}$  ( $N=49$ ),  $^{131}_{52}\text{Te}_{79}$  ( $N=79$  sehri 82 ga yaqin).  $^{199}_{80}\text{Hg}$  (bunda  $Z=80$  sehri 82 ga yaqin) va shu barobarida toq sonli protonlar va neytronlar soni

39 dan 49 gacha yoki 63 dan 81 gacha bo‘lgan toq massa soniga ega bo‘lgan yadrolarda izomeriya juftliklar hodisasi ko‘p kuzatiladi. Izomer yadrolarning joylashuvidagi bu xususiyat qobiq modeli asosida tushuntirib berildi. Haqiqatan ham qobiqli modelga ko‘ra yadro qobiqlari to‘ldirilishi oldindan asosiy holatga yaqin joylashgan momenti katta bo‘lgan energiya sathlari paydo bo‘lishini hisoblab chiqish mumkin:

$$39 \leq \text{toq } N \text{ yoki } Z \leq 49 \text{ (} 3p_{1/2} \text{ va } 5g_{9/2} \text{ sathlar),}$$

$$69 \leq \text{toq } N \leq 81 \text{ (} 3s_{1/2}, 4d_{1/2} \text{ va } 6h_{11/2} \text{ sathlar),}$$

$$111 \leq \text{toq } N \leq 125 \text{ (} 4p_{1/2}, 4p_{3/2}, 5f_{5/2} \text{ va } 7i_{13/2} \text{ sathlar)}$$

Yengil yadrolarda izomer holatlarning bo‘lmasligiga sabab—I va III qobiqdagi  $1s_{1/2}$ ,  $2p_{1/2}$  va  $p_{3/2}$  holatlar oralig‘idagi o‘tishlarda spinlarining birdan katta emasligidir. III qobiqqa mos keluvchi  $2s_{1/2}$ ,  $3d_{3/2}$  va  $3d_{5/2}$  holatlar orasidagi spinlar farqi ikkidan katta emas. Shu bois II va III qobiqlarning to‘ldirila boshlanishida juda kam yashovchi izomer holatlar vujudga keladi. Ayniqsa, IV va V qobiqlarda izomer holatlar  $3p_{1/2}$  va  $5g_{9/2}$  holatlari to‘latila boshlanishida vujudga keladi. Oldingi to‘rtta qobiqda 28 nuklon joylashganligi,  $3p_{3/2}$  holatning to‘ldirilishi 39 zarradan boshlanadi [3].

Neytron sonlari 63 dan 81 gacha bo‘lgan  $^{111}_{48}\text{Cd}$  va  $^{137}_{56}\text{Ba}$  oralig‘idagi ko‘p miqdordagi juft–toq izomerlarni xuddi yuqorgilardek tushuntirish mumkin. Ko‘pchilik juftlarning yuqori holati  $1h_{11/2}$  bo‘ladi va bunga mos izomer o‘tishlar deyarli hamma vaqt  $h_{11/2} \rightarrow d_{3/2}$  bo‘ladi,  $\Delta I=4$ ; ha (juftlik o‘zgarib turadi) shunday qilib, bu izomer o‘tishlar M4—bo‘lib, M1—o‘tish ( $d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$ ) ishtirokida kuzatiladi. Sezilarli miqdorda toq–toq izomerlar mavjud, biroq ikki nuklonli holatlarning konfugratsiyasini aniqlash qiyin bo‘lganligi sababli, bu izomerlarni odatdagi ma’lum usullar bilan sinflarga ajratib bo‘lmaydi. Shuningdek, bir necha juda qiziqarli juft–juft izomerlar bor.

## 2.2 CB–50 BETATRONI

Hozirgi kunda tezlatgichlar, fan va texnika, sanoat, meditsina va qishloq xo‘jaligining turli sohalarida keng qo‘llanilmoqda. Tezlatgichsiz, fanlarning butun bir bo‘limlari, sanoatning butun bir sohaları rivojlanmagan bo‘lar edi. Atom yadrosi va elementar zarralar to‘g‘risidagi eng muhim bo‘lgan deyarli hamma ma‘lumotlar tezlatgichlarda olingan. Deyarli, hamma sohada biz tezlatgichlar bilan uchrashamiz, bu rezina yoki polietilenning xususiyatlarini yaxshilash uchun qo‘llaniladigan tezlatgichlar bo‘lsin, sterilizatsiya uchun tezlatgichlar, don zararkunan-dalariga qarshi kurashadigan tezlatgichlar, xavfli o‘simtalarni davolash uchun qo‘llaniladigan tezlatgichlar va h.k. Ammo, eng yirik, eng e‘tiborni tortadigan, inson tasavvuri qoyil qoladiradigan tezlatgichlar ilmiy tadqiqotlar uchun quriladi. Yirik tezlatgichlar, butun bir shahar iste‘mol qiladigan elektroenergiyadan ko‘p elektroenergiyani iste‘mol qiladi. Hozirgi kunda yaratilgan gigant tezlatgich-larni(zamonaviy kolaydirlarni), qadimgi Misr uchun xarakterli bo‘lgan piramidalar kabi bizning davrimiz uchun xarakterlidir. Gigant tezlatgichlarni qurish uchun katta mablag‘lar bo‘lishiga qaramasdan, tezlatgichlarning yangilari va oldingilarda xususiyatlari bo‘yicha yuqori bo‘lganlari qurilmoqda. Bu tezlatgichlar elementar zarralar olamini o‘rganishga va yangi kashfiyotlar ochishga yordam beradi. Yangi tezlatgichlarni yaratish va yangi tezlatish usullarni ishlab chiqish bilan tezlatgich-lar fizikasi deb nomlangan fan shug‘ullanadi[2].

**Betatron.** O‘rta va past energiyali elektron tezlatgichlardan eng ko‘p tarqalgani betatron hisoblanadi. Elektronlarning birinchi siklik tezlatgichi bo‘lib hisoblanadi. Uning birinchi nusxasi 1940–yilda amerikalik olim D.Krest tomonidan yasalgan (1.5-rasm). Betatron boshqa tezlatgichlardan shunisi bilan farq qiladiki, bu turdagi tezlatgichlarda zarralarni tezlatuvchi elektr maydon tashqaridan berilmaydi, balki zarralarni doiraviy orbitalarda ushlab turuvchi magnit may-

donning vaqt bo'yicha tez o'zgarishi natijasida hosil bo'ladi. Haqiqatan ham agar aksial simmetrik magnit maydon vaqt bo'yicha o'zgarsa, unda Maksvellning quyidagi tenglamasiga asosan

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

kuch chiziqlari konsentrik aylanalardan iborat bo'lgan  $\vec{E}$  elektr maydon hosil bo'ladi. Ushbu holda elektronlar ultrarelyativistik xususiyati tufayli magnit maydonining  $\vec{H}(R)$  radial bog'lanishi shunday tanlash mumkinki, bunda elektron orbitalar radiusi vaqt bo'yicha o'zgaras bo'ladi.

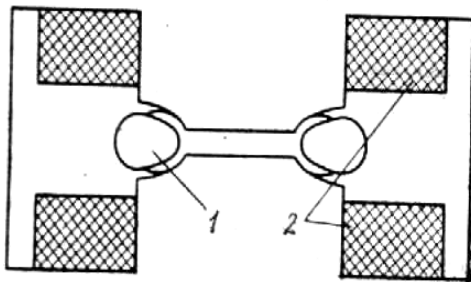
Betatronning ishlashini ma'lum darajada elektr transformatorining ishlashiga o'xshatish mumkin. Ma'lumki transformator berk po'lat o'zakdan va unga kiydirilgan sim cho'lg'amli ikkita g'altakdan iborat. Agar birlamchi cho'lg'amdan o'zgaruvchan elektr toki o'tkazilsa, o'zakda o'zgaruvchan magnit maydoni hosil bo'ladi. O'z navbatida ikkilamchi cho'lg'amda induksiya elekt yurituvchi kuch (EYuK) hosil qiladi. Agar ikkilamchi cho'lg'am tutashtirsak unda u orqali elektr toki o'tadi. Betatronda ikkinchi o'zak halqasimon vakuum kamerasiga almashtirilgan. Bu kamera „teshik“ kulchaga o'xshaydi. Betatronning ko'ndalang kesimi sxemasi 2.5 va 2.6-rasmlarda ko'rsatilgan. Shisha yoki farfordan yasalgan toroidal kamera magnit qutublari orasiga joylashtiriladi. Kamera ichida  $10^{-6} \text{ mmHg}$  tartibidagi bosim ushlab turiladi. Energiyalari bir necha o'n kiloelektronvolt bo'lgan elektronlar 0,001 s vaqt ichida kameraga „elektron to'p“ yordami bilan injeksiyalanadi(kiritiladi). Elektronlar manbai, elektronlarni chiqaruvchi volfram tolali cho'lg'am va elektronlarni dastlabki tezlatuvchi va fokuslovchi elektrodlar sistemasidan iborat.

Kameraga kiritilgan elektronlar uyurmaviy EYuK ta'siri ostida aylanadi. Ushbu EYuKni o'zgaruvchan magnit maydon hosil qiladi. Elektronlarni tezlatish

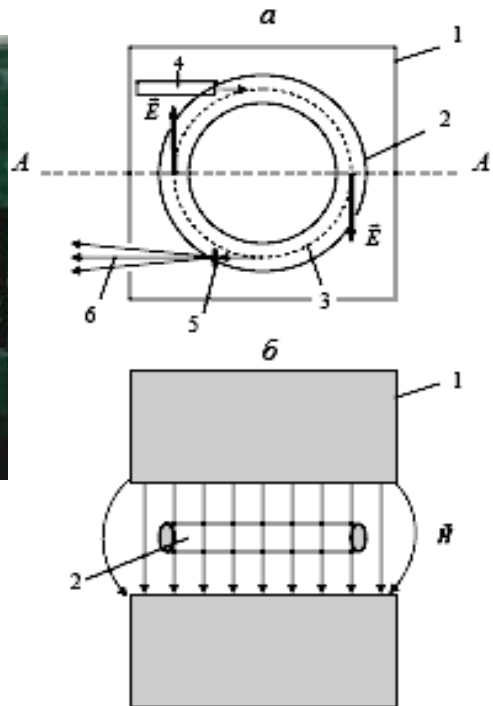
vaqtida magnet maydon shunday kattalashadiki bunda elektronlar trubka ichida turg'un orbita bo'ylab harakatlanadi. Elektronlarni tezlatish, elektromagnet g'altaklarida kuchlanishning noldan maksimal qiymatgacha oshish vaqti ichida, ya'ni ta'minot manbai chorak davri davomida yuz beradi.



2.4-rasm. D.Kerst o'zining betatronlari oldida: 2,3 MeV dagi kichik va 25 MeV energiyadagi katta betatronlar.



2.5-rasm. Betatronning vertikal kesimi. 1- elektronlarni tezlatish uchun kamera, 2- elektromagnet g'altaklari.



2.6-rasm. Betatrona sxemasi: a) yuqoridan ko'rinishi, b) AA chiziq bo'yicha kesimi. Elektr va magnet maydon kuchlanganlik  $\vec{E}$  va  $\vec{H}$  vektorlari. 1- elektromagnet, 2- vakuum kamerasi, 3- elektron orbitasi, 4- injektor, 5- tormozlovchi nishon, 6- tormozli nurlanishlar.

Radiusi  $R$  bo'lgan turg'un orbitada  $F_m$  markazga intilma tezlanish  $F_l$  Lorens kuchi bilan mos tushadi. Lorens kuchining tezlatgich kamerasi bo'yi-

cha radial o'zgarishi quyidagicha:  $r > R$  uchun  $F_l > F_m$ ,  $r < R$  uchun  $F_l < F_m$ . Binobarin, turg'un orbitadan chetlashgan elektronlar yana unga qaytadilar. Tezlatish jarayonida elektronlarning turg'un orbita atrofida uncha katta bo'lmagan tebranishlari yuz beradi. Odatga ko'ra betatron elektronlarni bir necha MeV dan

50MeV gacha tezlatish uchun ishlatiladi. Bir vaqtlar bundan ham katta energiyali hatto 240MeV gacha bo'lgan betatronlar ham ishlab chiqilgan. Ammo bunday energiyalarda magnitning katta og'irlikda(sinxrotronga nisbatan) bo'lishi, shuningdek 100MeV dan yuqori energiyalarda betatronda tezlatish rejmi, elektronlarning elektromagnit nurlanishi tufayli buzilishi sababli tezlatishning betatron usulining afzalligi yo'q.

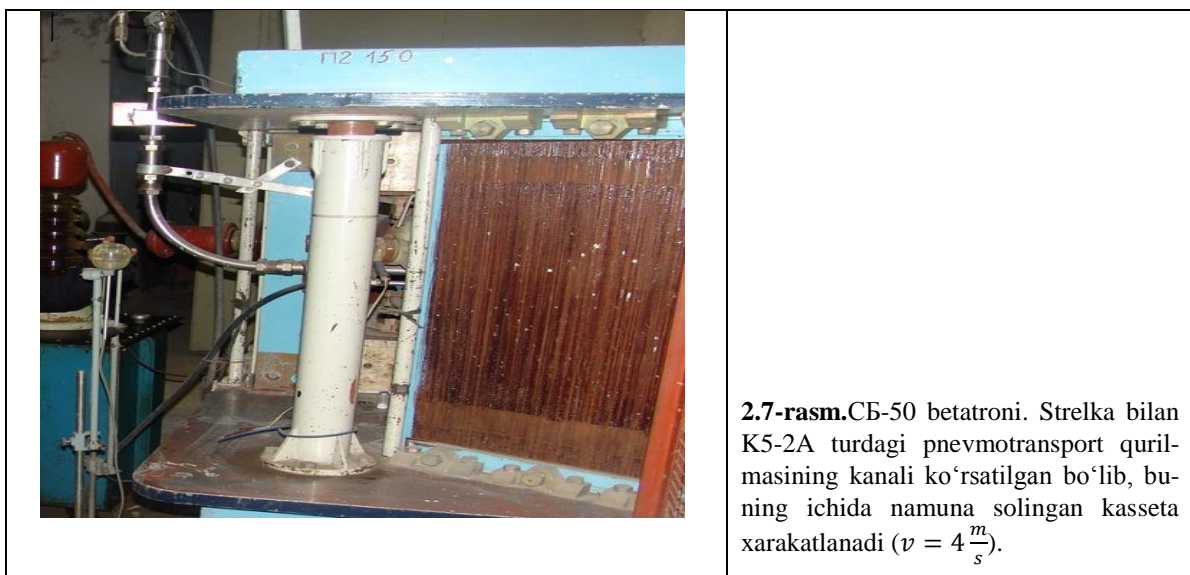
Betatronlarda intensivlik katta emas. Impulsda  $10^9$ - $10^{10}$  zarra bo'lganda o'rtacha tok  $10^{-2}$  mA dan oshmaydi. Ushbu tezlatgichlarning kamchiliklaridan yana biri unda amalda elektronlar dastasini chiqarib bo'lmastir. Shuning uchun ham betatronlar faqat tormozli gamma-nurlar manbai sifatida ishlatiladi.

Hozirgi kunda yangi avlod elektron tezlatgichlari yaratilmoqda. Bu elektron tezlatgichlar oldingilaridan o'zining ixchamligi va yuqori intensivlikka egaligi bilan farq qiladi[2].

#### **O'zMU AFIT CB-50 betatronining asosiy texnik ko'rsatkichlari:**

- 1) Tezlatilgan elektronlarning maksimal energiyasi—50MeV;
- 2) Energiyani ohista o'zgartirish diapazoni—5÷50MeV;
- 3) Energiya sathini turg'unligi—±50keV;
- 4) Energiya sathining o'rnatish aniqligi—±100keV;
- 5) Tezlatilgan elektronlarning o'rtacha toki—1÷5mA;
- 6) Nurlanish doza quvvati: 25MeV da—15000rad/min; 50MeV da—120000rad/min



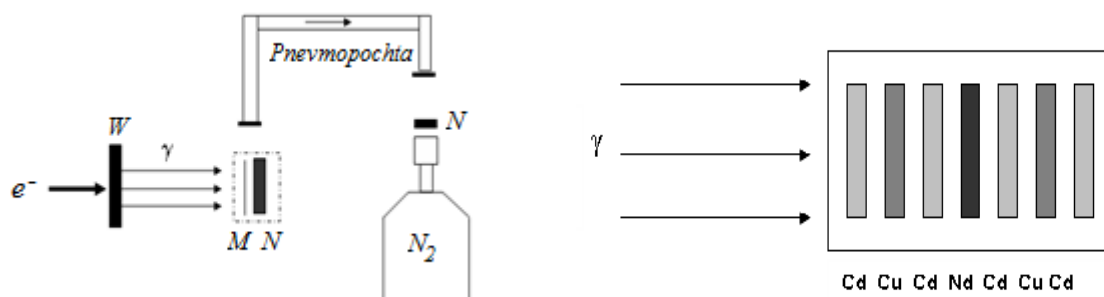


**2.7-rasm.** CB-50 betatroni. Strelka bilan K5-2A turdagi pnevmotransport qurilmasining kanali ko'rsatilgan bo'lib, buning ichida namuna solingan kasseta xarakatlanadi ( $v = 4 \frac{m}{s}$ ).

Tajribada betatronni kalibrovka qilish C, O, Al, Cu, S va J yadrolarda fotoneutron reaksiyalarning ostona energiyasi yaqinida chiqishlarini tahlil qilish orqali aniqlandi.

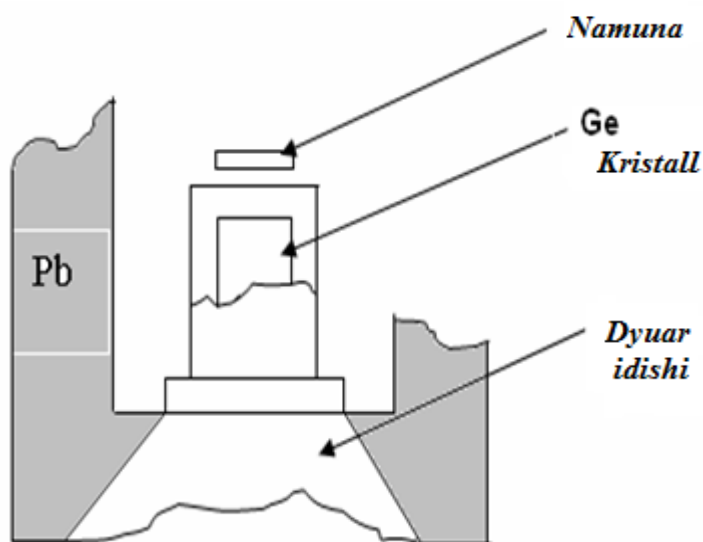
2.1-jadval. Fotoyadro reaksiyalarda hosil bo'lgan mahsulot-yadrolarning spektroskopik xususiyatlari

Reaksiya	$E_{par} [MeV]$	Hosil bo'lgan yadro	$T_{1/2}$	$E_{\gamma} [keV]$	$I_{\gamma} \%$
$^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$	$10,840 \pm 0,005$	$^{62}\text{Cu}$	9,73 min	511	196
$^{27}\text{Al}(\gamma, n)$	$13,057 \pm 0,0026$	$^{26m}\text{Al}$	6,37 s	511	200
$^{16}\text{O}(\gamma, n)$	$15,6679 \pm 0,0012$	$^{15}\text{O}$	2,05 min	511	199,79
$^{12}\text{C}(\gamma, n)$	$18,7197 \pm 0,0011$	$^{11}\text{C}$	20,38 min	511	199,52
$^{32}\text{S}(\gamma, np)$	$21,178 \pm 0,001$	$^{30}\text{P}$	2,5 min	511	200
$^{127}\text{J}(\gamma, 3n)$	$25,834 \pm 0,002$	$^{124}\text{J}$	4,17 kun	602,71 722,78	62 10,2
$^{12}\text{C}(\gamma, 2n)$	$31,82 \pm 0,03$	$^{10}\text{C}$	19,48 s	511 718,32	200 100
$^{127}\text{J}(\gamma, 4n)$	$33,270 \pm 0,003$	$^{123}\text{J}$	13,3 soat	159,10	83



**6-rasm.**Nishonni nurlantirish sxemasi.

## Gamma-spektrometr

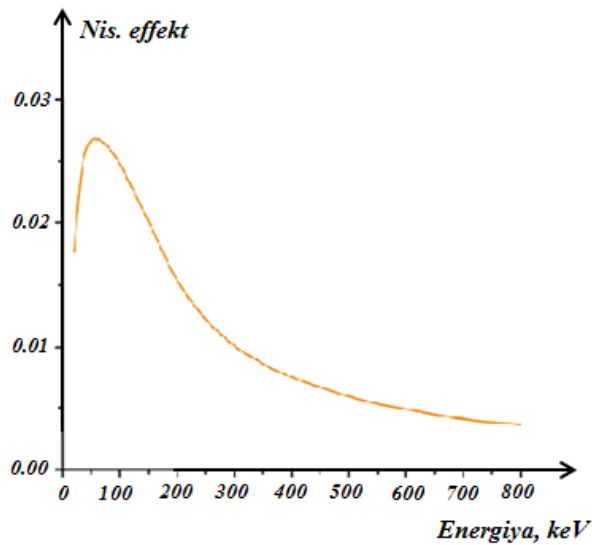


**2.8-rasm.**Nishonning (yoki namunaning) aktivligini o‘lchash sxemasi.

Namunalarning kiritilgan aktivligi quyidagi  $\gamma$ -spektrometrlar yordamida o‘lchanildi:

Energetik ajratish qobiliyati  $1332,5 \text{ keV}$  ( $^{60}\text{Co}$ ) gamma-chiziq uchun  $1,8 \text{ keV}$  va nisbiy effektivligi  $15 \%$  bo‘lgan HPGe detektordan tashkil topgan gamma-spektrometr. Gamma-spektrometr DSA-1000 turdagi ko‘p kanalli raqamli analizator va  $\gamma$ -spektrlarni qayta ishlovchi Genie-2000 programmalar paketlari bilan butlangan.  $E_{\gamma}=1332\text{keV}$  ( $^{60}\text{Co}$ ) gamma-chiziq uchun energetik ajratish qobiliyati

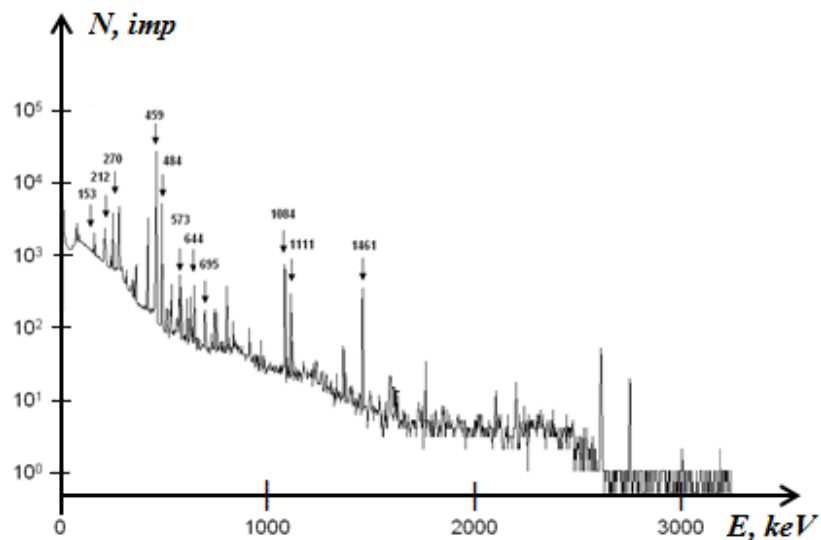
~3,5 keV bo'lgan 63 sm<sup>3</sup> hajmli yarim o'tkazgichli Ge(Li) detektordan iborat bo'lgan  $\gamma$ -spektrometr.



**2.9-rasm.** Gamma-spektrometr nisbiy effektivligining  $\gamma$ -kvantlar energiyasiga bog'lanishi.

Gamma-spektrlarni qayd qilish uchun 4096 kanalli LP-4900 (NOKIA) analizatoridan foydalanildi. Gamma-spektrometrlarni energiya va effektivlik bo'yicha namunaviy gamma-kvantlar manbaidan (ОСГН) foydalanildi.

### 2.3 $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129}\text{Te}$ REAKSIYASI



**2.10-rasm.** Tellur izotoplaridagi  $(\gamma, n)$ -reaksiya  $\gamma$ -spektri

Izomer chiqishlar nisbati  $d=Y_m/Y_g$  quyidagi formula yordamida aniqlanildi:

$$d = \frac{Y_m}{Y_g} = \left[ \frac{\lambda_g F_m(t)}{\lambda_m F_g(t)} \left( C \frac{N_g I_m \varepsilon_m}{N_m I_g \varepsilon_g} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right]^{-1}$$

bu yerda

$$F_{m,g}(t) = [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_o)] \exp(-\lambda_{m,g} t_n) [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_c)]$$

$Y_m$ –izomer holatning chiqishi,  $Y_g$ –asosiy holatning chiqishi,  $N_m$ ,  $N_g$ –izomer va asosiy holatlarga mos keladigan fotocho‘qqilar (yoki izomer va asosiy holatlardagi yadrolarning parchalanishlar soni);  $C$ –tajriba sharoitini belgilovchi koeffitsienti;  $\varepsilon$ –spektrometr effektivligi;  $I$ – $\gamma$ -chiziq intensivligi;  $t_o$ ,  $t_n$  va  $t_c$ –mos holda nurlanish, pauza va o‘lchash vaqtlari;  $\lambda_m$ ,  $\lambda_g$ –izomer va asosiy holatlarning parchalanish doimiylari;  $p$ – $\gamma$ -o‘tishlarning tarmoqlanish koeffitsienti.

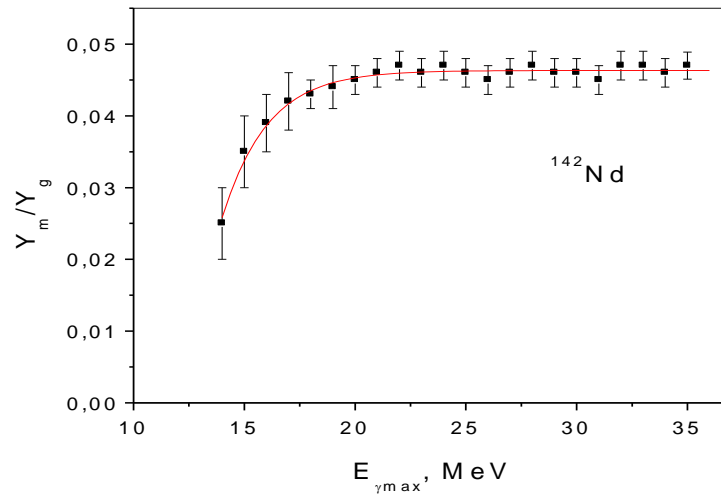
Ushbu ishda kiritilgan aktivlik metodi bilan fotoyadro reaksiyalarida izomer chiqishlar nisbati 14-35MeV energiyalar sohasida 1MeV qadam bilan o‘lchangan tajribani tahlil qilib ko‘ramiz.

Tajribada olingan natijalar quyidagi 2.11-rasm va jadvallarda keltirilgan. 2.11-rasmda  $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m,g}\text{Nd}$  fotoyadro reaksiya izomer chiqishlar nisbatining energetik bog‘lanishi keltirilgan[6 – 11].

Bu grafikda keltirilgan eksperimental xatoliklar, o‘lchanayotgan gamma-chiqishlar fotocho‘qqilarining statistik xatoligi va gamma-nurlanishlarni qayd qilish effektivligining xatoliklaridan kelib chiqadi. O‘lchash natijalari shuni ko‘rstdiki, izomer chiqishlar nisbati, reaksiya ostona energiyasidan 16 MeV energiyagacha oshib boradi.

Izomer chiqishlar nisbatining bu oshishiga sabab, quyidagilar sabab bo‘lishi mumkin: gamma-kvantlar energiyasi oshishi bilan yadro uyg‘ongan holatlaridan ozod qiluvchi kaskad gamma-o‘tishlar sonining oshishi, shuningdek

kvazito‘g‘ri neytronlar tomondan olib ketuvchi momentlarning oshishilari bo‘lishi mumkin. 16 MeV energiyadan katta qiymatlarda  $d(E_{\gamma_{max}})=Y_m/Y_g$  funksiya to‘yinish egri chizig‘i ko‘rinishiga ega bo‘ladi [11].



**2.11-rasm.**  $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m, g}\text{Nd}$  fotoyadro reaksiya izomer chiqishlar nisbatining energetik bog‘lanishi.

2.2-jadval.

Yadro reaksiyasi	$Y_m/Y_g$	$E_{\gamma_{max}}, \text{MeV}$	Manba
$^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m, g}\text{Nd}$	$0,045 \pm 0,004$	16,5	[6]
	$0,049 \pm 0,004$	18	[6]
	$0,046 \pm 0,003$	18	[7]
	$0,043 \pm 0,002$	18	Mazkur ish
	$0,045 \pm 0,002$	20	Mazkur ish
	$0,043 \pm 0,002$	25	[8]
	$0,045 \pm 0,001$	30	[8]
	$0,055 \pm 0,0006$	55	[12]
	$0,19 \pm 0,01$	70	[9]

Uygʻonish energiyasi gigant dipol rezonansidan yuqori boʻlgan sohada, yaʼni 21-35 MeV energiyalar sohasida,  $^{142}\text{Nd}(\gamma,n) ^{141m,g}\text{Nd}$  reaksiya izomer chiqishlar nisbati birinchi marta aniqlangan. 14-20 MeV energiyalar sohasida mazkur ishda olingan natijalar [6-8] ish (2.4-jadvalga qaralsin) natijalari bilan eksperimental xatolikda mos tushadi. [9] ish natijalari boshqa ish natijalaridan bir oz (salgina) katta. Balki, [9] ishdagi natija ancha yuqori energiyada ( $E_\gamma=55 \text{ MeV}$ ) olinganligi sababli shunday boʻlishi mumkin. Ehtimol, yuqori energiyalarda izomer chiqishlar nisbati oshishi mumkin. Ammo, buni bitta nuqtada olingan natija orqali baholash qiyin. [10] ish natijasi boshqa ish natijalaridan keskin farq qiladi. Mazkur jadvalda keltirilgan ([9] ishdan tashqari) boshqa ishlarning oʻrtacha qiymatida, [10] ish natijasi 4 marta farq qiladi. Bu ham balki, ushbu reaksiya izomer chiqishlar nisbati energetik bogʻlanishining oʻziga xos xususiyatlari bilan bogʻlangan boʻlishi mumkin. Fotoyadro reaksiyasida  $^{141m,g}\text{Nd}$  izomer holatlar hosil boʻlish nisbiy ehtimolligi,  $(n,2n)$ -reaksiya natijasida hosil boʻlishga nisbatan qiymat jihatidan kichik ekan. Balki, bu yadroga berilayotgan moment bilan bogʻliq boʻlishi mumkin, chunki  $(n,2n)$  reaksiyada yadroga beriladigan moment,  $(\gamma,n)$ -reaksiya natijasida beriladigan momentdan katta boʻladi.  $(\gamma,n)$ -reaksiyada asosan dipol yutilishi yuz berib, bunda yadro moment  $\Delta J=1$  ga oʻzgaradi.

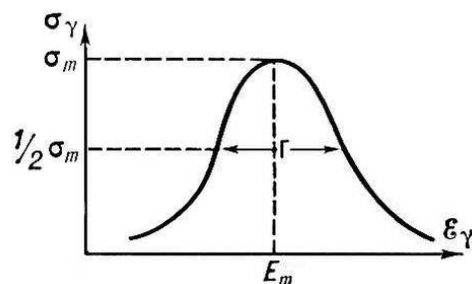
Reaksiya kesimining absolyut qiymatini olish uchun, tekshirilayotgan va monitor reaksiyalarining chiqish va kesimlarini solishtirish metodi (yoki monitorlar metodi) qoʻllanildi. Monitor sifatida  $^{65}\text{Su}(\gamma,n)^{64}\text{Su}$  reaksiya qoʻllanilgan. Ushbu reaksiya kesimlar qiymati sifatida kvazimonoxromatik fotonlar dastasida oʻlchan-gan eng zamonaviy maʼlumotlar olingan (eng oxirgi olingan tajriba natijalari). Olingan chiqishlar nisbati, Shiff spektri boʻyicha hisoblangan  $\gamma$ -kvantlar nisbiy miqdori va monitor reaksiya kesim qiymatlari boʻyicha quyidagi ifoda yordamida reaksiya kesimi aniqlanildi:

$$\sigma_{k+n}^x = \frac{\alpha_{k+n} \sum_{i=1}^{k+n} \sigma_i^{cu} N_{i,k+n} - \sum_{j=k+1}^{k+n-1} \sigma_j^x N_{k+n-1,k+n}}{N_{k+n,k+n}}$$

Tajribada olingan chiqishlar nisbati orqali reaksiya kesimini aniqlash metodi ayrim hollarda *fotonlar farqi* metodi ham deyiladi.

Reaksiya kesimining energetik bog‘lanishini Lorens egri chizig‘i yordamida approksimatsiya qilinib, uning parametrlari ekpermental olingan qiymatlar bo‘yicha kichik kvadratlar metodi orqali aniqlanildi. Lorens egri chizig‘i quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$\sigma(E) = \sigma_m \frac{E^2 \Gamma^2}{(E^2 - E_m^2)^2 + E^2 \Gamma^2}$$



2.12-rasm.

$\Gamma$ —rezonans yarim kengligi;

$\sigma_m$ —kesimning maksimal qiymati;

$E_m$ —rezonans cho‘qqisining o‘rni.

Neodim izotoplaridagi  $(\gamma, n)$ -reaksiya kesimlarining qiymatlari, ya’ni Lorens egri chizig‘i parametrlari ( $\Gamma$ ,  $\sigma_m$ ,  $E_m$ ) 2.3-jadvalda keltirilgan. Jadvaldan ko‘rinadi ki, Lorens parametrlari va to‘liq kesim bo‘yicha bizning natijalar [13] ish natijalari bilan tajriba xatoligida mos tushadi.

**2.3- jadval.** Monitor reaksiya xususiyatlari

$T_{1/2}$	$E_\gamma, keV$	$I_\gamma, \%$	$\sigma_{int}$ $MeV \cdot mb$	$E_{th}, MeV$	$E_{\gamma max}, MeV$
12,7 soat	511	37,1	426	9,9	30

$^{142}\text{Nd}(\gamma, n) \ ^{141m, g}\text{Nd}$  reaksiya uchun Lorens egri chizig'i yordamida, tormozli nurlar maksimal energiyasining  $30 \text{ MeV}$  qiymati uchun integral kesim hisoblanildi[11]. Ushbu integral kesimi qiymati, summa dipol qoidasida olingan qiymatining 75% ini tashkil qildi, ya'ni:

$$\sigma_{\text{int}} / \sigma_o = 0,75$$

Bunga sabab quyidagilar bo'lishi mumkin:

a) Fotoyutilish kesimiga o'zining ulishini qo'shadigan  $(\gamma, p)$ ;  $(\gamma, np)$ ;  $(\gamma, 2n)$  reaksiyalar hisobga olinmaganligi;

b) Monitor reaksiya kesimi qiymatlari sifatida kvazimonoxromatik fotonlarda o'tkazilgan eksperiment natijalari olinganligida. Tekshirishlar shuni ko'rsatdiki (MGU, MDU olimlari tomonidan olib borilgan taqqoslash), bu tajribalarda olingan qiymatlar, tormozli nurlar dastasida aniqlangan qiymatdan 10-20% ga kam bo'lar ekan.

Neodim-142 yadro uchun gigant dipol rezonans cho'qqisining o'rni, tajriba xatoligida quyidagi empirik munosabat bilan aniqlanuvchi qiymat bilan mos tushadi:

$$E_m = 80 A^{-1/3} \text{ MeV}$$

Kiritilgan aktivlik metodi bilan tormozli nurlar maksimal energiyasining  $E_{\gamma \text{ max}} = 30 \text{ MeV}$  qiymatida, massa soni  $116 \leq A \leq 144$  sohada joylashgan yadrolarda  $(\gamma, n)$  reaksiya najasida  $\frac{11^-}{2}$  izomer holatlar uyg'onishi tadqiq qilindi. Tormozli nurlar maksimal energiyasining ushbu qiymatini tanlashga sabab, gamma-aktivatsion analizda, metodning analitik imkoniyatlarini o'rganish va optimallashtirish maqsadida fotoyadro reaksiyalar chiqishlari, aynan mazkur qiymatda o'rganilgan. Bundan tashqari, bu energiya gamma-aktivatsion analiz metod uchun



chegaraviy energiya hisoblanadi. Bu energiya qiymatidan yuqorida interferensiya beruvchi reaksiyalar soni va turlari oshadi. Natijada metodning aniqligi kamayadi. Yuqorida sanab o'tilgan sabablardan tashqari, mazkur yadrolar sohasida joylashgan ayrim yadrolarda ( $\gamma, n$ ) reaksiya izomer chiqishlar nisbati o'rganilmagan.

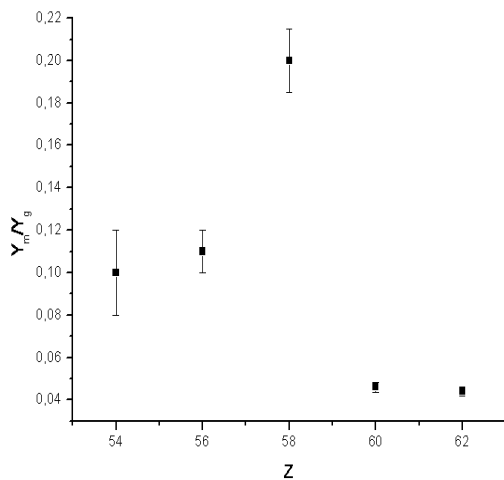
( $\gamma, n$ ) reaksiya natijasida kadmiy-116, tellur-130 va bariy izotoplari hosil bo'lgan mahsulot-yadrolarning spektroskopik xususiyatlari 2.4-jadvalda keltirilgan. Bu yerda  $\frac{11^-}{2}$  izomer holatli yadrolarning spektroskopik xususiyatlari keltirilgan.

**2.4-jadval.** ( $\gamma, n$ ) reaksiyalarda hosil bo'lgan mahsulot-yadrolarning spektroskopik xususiyatlari

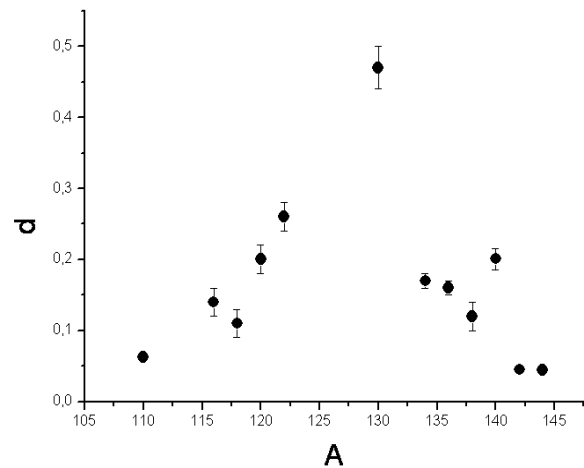
Izotop	$J^\pi$	$T_{\frac{1}{2}}$	$E_\gamma, keV$	$I_\gamma, \%$
$^{115m}\text{Cd}$	$\frac{11^-}{2}$	44,8 sut	484,9	0,30
			934,10	1,90
			1289,90	0,90
			1450,00	0,02
$^{115g}\text{Cd}$	$\frac{1^+}{2}$	53,5 soat	492,29	8,09
$^{129m}\text{Te}$	$\frac{11^-}{2}$	33,6 sut	105,5	0,13
			556,65	0,09
			695,98	2,89
			802,20	0,24
$^{129g}\text{Te}$	$\frac{3^+}{2}$	69,6 min	1084,0	0,71
			1111,8	0,27
			459,50	7,13
			487,4	1,36
$^{133m}\text{Ba}$		38,9 soat	275,9	17
$^{135m}\text{Ba}$	$\frac{11^-}{2}$	28,7 soat	268,1	16
$^{137m}\text{Ba}$		2,552 min	661,62	84,6

Mazkur 2.5-jadvaldamaassa soni  $116 \leq A \leq 144$  diapozonda joylashgan yadrolar uchun ( $\gamma, n$ ) reaksiya izomer chiqishlar va kesimlar nisbati keltirilgan.

Bu jadvalda bizning natijalar bilan birga boshqa ishlarning ma'lumotlari ham keltirilgan.



**2.13-rasm.** Neytronlar soni  $N=81$  teng bo'lgan yadrolar uchun  $(\gamma, n)^m$  reaksiyada izomerlar nisbatining yadrodagi protonlar soniga bog'lanishi.



**2.14-rasm.**  $(\gamma, n)^m$  reaksiya izomer chiqishlar nisbatining massa soniga bog'lanishi

Tajribada olingan natijalar asosida, neytronlar soni  $N=81$ ga teng bo'lgan yadrolar uchun  $(\gamma, n)^m$  reaksiyada izomerlar nisbatining yadrodagi protonlar soniga bog'lanishi va  $116 \leq A \leq 144$  yadrolar izomer chiqishlar nisbatining massa soniga bog'lanish grafigini hosil qilamiz. Mazkur bog'lanishlar 2.13 va 2.14-rasmlarda keltirilgan. Bu yerdan ko'rinadiki, ikkala holda ham izomer chiqishlar nisbatida cho'qqi kuzatiladi. Birinchi holda  $Z=58$  qiymat atrofida, ikkinchi holda esa  $A=120-130$  qiymatlar atrofida.

**2.5-jadval.** Massa soni  $116 \leq A \leq 144$  diapozonda joylashgan yadrolar uchun  $(\gamma, n)$  reaksiya izomer chiqishlar va kesimlar nisbati

FYaR	$E_{\gamma max}, MeV$	d yoki r	Namuna
$^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m,g}\text{Cd}$	22	0,12±0,02	(1)
	25	0,18±0,02*	(8)
	30	0,14±0,02	Mazkur ish
$^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117m,g}\text{Sn}$	25	0,11±0,02	(8)
$^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129m,g}\text{Te}$	20	0,45±0,06	(10)
	20	0,45±0,05*	(8)
	25	0,49±0,03	(11)
	30	0,48±0,03	(1)
	30	0,47±0,03	Mazkur ish
$^{136}\text{Xe}(\gamma, n)^{135m,g}\text{Xe}$	22	0,10±0,02	(1)
$^{134}\text{Ba}(\gamma, n)^{133m,g}\text{Ba}$	25	0,17±0,01*	(8)
	30	0,17±0,01*	Mazkur ish
$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135m,g}\text{Ba}$	25	0,15±0,01*	(8)
	30	0,17±0,01*	Mazkur ish
$^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ba}$	25	0,12±0,01*	(8)
	30	0,11±0,01*	Mazkur ish
$^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$	25	0,12±0,02	(11)
	30	0,13±0,02	(11)
	30	0,12±0,02	Mazkur ish
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139m,g}\text{Ce}$	23,8	0,182±0,018	(13)
	25	0,190±0,017	(11)
	30	0,201±0,015	(11)
	30	0,201±0,015	Mazkur ish
	31	0,193±0,014	(12)
$^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143m,g}\text{Sm}$	20,5	0,044±0,003	(9)
	25	0,047±0,004*	(8)
	30	0,044±0,002	Mazkur ish

1. М.Г.Давыдов, В. Г.Магера, А.В. Трухов, Атомная энергия **62**, 236, (1987).
8. А.Г. Белов, Ю.П. Гангрский, А.П. Тончев, Н.П. Балабанов, Ядерная физика **59**, 57(1996).
9. Hoang Duc Luc, Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan An. // Болг. Физ. Ж., 1987. Т. 14. №2. С. 152.
10. Аракелян А.А. и др. Тез. докл. Межд. Сов. По ядерной спектр и структ. ат. ядра. Л.: Наука, 1992, с.245.
11. С.Р. Палванов, О. Раджабов, Атомная энергия **87**, 75(1999).
12. Н. Fuchs, R. Kosiek, U. Meyer-Berkhout, Z. Phys. **166**, 590(1962).
13. В.А. Желтоножский и др.Тез. докл. 41-го сов. по ядерн. спектр. и структ. ат. ядра. Л.:Наука, 1991, с.293.

Energiyaning  $25 \div 30 \text{ MeV}$  sohasida  $\Delta E_{\gamma_{\max}} = 1 \text{ MeV}$  qadam bilan  $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121\text{m,g}}\text{Te}$  va  $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129\text{m,g}}\text{Te}$  reaksiyalar izomer chiqishlar nisbatining tormozli nurlar maksimal energiyasi  $E_{\gamma_{\max}}$  ga bog‘lanishini o‘rganish bo‘yicha tadqiqotlar o‘tkazilgan. Tadqiq qilingan izomer va asosiy holatlar hosil bo‘lishini  $\gamma$ -chiziqlar bo‘yicha identifikatsiya qilindi. Izomer chiqishlar nisbatini [5] ishdagi formula yordamida hisoblaniladi. Olingan natijalar 2.6-jadvalda keltirilgan.

Oldin [6] ishda  $20 \div 70 \text{ MeV}$  energiyalar sohasida  $10 \text{ MeV}$  qadam bilan  $^{130}\text{Te}$  yadroda  $(\gamma, n)$  reaksiya izomer chiqishlar nisbati o‘lchangan bo‘lib, ushbu ish natijalari bilan eksperimental xatolik chegarasida mos tushadi. Shuningdek natijalar xatolik chegarasida  $E_{\gamma_{\max}} = 25 \text{ MeV}$  energiyada olingan natijalar bilan xatolik chegarasida mos tushadi.

**2.6-jadval.**  $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129\text{m,g}}\text{Te}$  reaksiyasida izomer chiqishlar nisbati.

Reaksiya	$E_{\gamma_{\max}}$ MeV	$Y_m / Y_g$	Manba
$^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129\text{m,g}}\text{Te}$	20	$0,45 \pm 0,06$	[4]
	25	$0,45 \pm 0,05^*$	[19]
	25	$0,48 \pm 0,03$	Mazkur ish
	26	$0,49 \pm 0,02$	Mazkur ish
	27	$0,49 \pm 0,02$	Mazkur ish
	28	$0,48 \pm 0,02$	Mazkur ish
	29	$0,49 \pm 0,02$	Mazkur ish
	30	$0,48 \pm 0,02$	Mazkur ish

2.7-jadval.  $^{122}\text{Te}(\gamma,n)^{121m,g}\text{Te}$  reaksiyasida izomer chiqishlar nisbati.

<i>Reaksiya</i>	$E_{\gamma,max}$ <i>MeV</i>	$Y_m/Y_g$	Manba
$^{122}\text{Te}(\gamma,n)^{121m,g}\text{Te}$	25	$0,26\pm 0,02^*$	[19]
	25	$0,28\pm 0,01$	Mazkur ish
	26	$0,27\pm 0,01$	Mazkur ish
	27	$0,28\pm 0,01$	Mazkur ish
	28	$0,27\pm 0,01$	Mazkur ish
	29	$0,28\pm 0,01$	Mazkur ish
	30	$0,27\pm 0,01$	Mazkur ish

6. Аракелян А.А., Данагулян А.С., Демехина Н.А. // //Тез. докл. 41-го совещ. по ядерн. спект. и структ. атомного ядра. Л. Наука, 1991. С. 292.

7. Белов А.Б., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабапов Н.П.// Ядерная физика.- Москва, 1996.- Т.59, № 4.- С. 585 - 591.

2.8-jadval. Tellur izotopining (n,2n) reaksiya kesimi.

<i>Reaksiya</i>	<i>E<sub>n</sub></i>	<i>σ,mb</i>		<i>Manba</i>
	<i>MeV</i>	<i>M</i>	<i>G</i>	
<sup>120</sup> Te(n,2n) <sup>119</sup> Te	14,0	571±85	560±80	[17]
	14,5	535±85	685±100	[15]
<sup>122</sup> Te(n,2n) <sup>121</sup> Te	14,5	890±100	725±40	[16]
	14,9	530±80	750±100	[15]
	14,0	930±45	710±50	[17]
<sup>124</sup> Te(n,2n) <sup>123</sup> Te	14,5	980±100	barqaror	[16]
	14,0	770±50	barqaror	[17]
<sup>128</sup> Te(n,2n) <sup>128</sup> Te	14,5	940±100	780±60	[16]
	14,9	-	760±100	[15]
	14,0	-	750±50	[17]
<sup>130</sup> Te(n,2n) <sup>129</sup> Te	14,0	920±80	697±70	[17]
	14,9	528±100	435±50	[15]

**2.9-jadval.** Tellur izotopida (n,2n) reaksiya kesimi va izomer chiqishlar nisbati.

Reaksiya	$Y_m/Y_g$	$\sigma_m/\sigma_g$	$E_n$ MeV	Detektor	Metod	Manba
$^{120}\text{Te}(n,2n)^{119}\text{Te}$	-	0,78±0,17	14,5	NaI(Tl)	ΓC, KP	[15]
	1,02±0,23	1,02±0,23	14,0	HPGe	ΓC	[17]
$^{122}\text{Te}(n,2n)^{121}\text{Te}$	-	0,71±0,14	14,5	NaI(Tl)	ΓC, KP	[15]
	-	1,23±0,16	14,9	Ge(Li)	ΓC	[16]
	1,31±0,07	1,32±0,11	14,0	HPGe	ΓC	[17]
$^{124}\text{Te}(n,2n)^{123}\text{Te}$	-	0,62±0,06*	14,5	Ge(Li)	ΓC	[16]
	-	0,65±0,06*	14,0	HPGe	ΓC	[17]
$^{128}\text{Te}(n,2n)^{128}\text{Te}$	-	1,20±0,16	14,5	Ge(Li)	ΓC	[16]

\*Keltirilgan ifoda  $r_{\text{int}} = \sigma_{\text{int}}^m / \sigma_{\text{int}}^g$

## XULOSA

Bitiruv malakaviy ishini bajarish davomida quyidagi ishlar amalga oshirildi:

Fotoyadro reaksiyalari va unda sodir bo'ladigan jarayonlar,  $(\gamma, n)$  reaksiyalarda kuzatiladigan izomer jarayonlar bo'yicha nazariy ma'lumotlar (ilmiy maqolalar, monografiyalar va anjuman to'plamlari) bilan tanishib chiqildi.

Internet tizimi orqali  $116 \leq A \leq 144$  yadrolarda  $(\gamma, n)$  reaksiyasida izomer chiqishlar va kesimlar bo'yicha ma'lumotlar jamlandi va tahlil qilindi.

Gamma-nurlarning  $10 \div 35 \text{ MeV}$  energiyalar sohasida,  $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m,g}\text{Nd}$ ,  $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$  va  $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129m,g}\text{Te}$  fotoyadro reaksiyalar izomer chiqishlar nisbatining energetik bog'lanishi eksperimental aniqlangan bo'lib, biz uni tahlil qilib ko'rdik.

$^{142}\text{Nd}$  yadrosida  $(\gamma, n)$  reaksiya izomer chiqishlar nisbati ostona energiyasidan  $15 \div 16 \text{ MeV}$  energiyalargacha oshadi va bu energiyalardan yuqorida  $(E_{\gamma \text{ max}} \geq E_m + \Gamma)$  esa izomer chiqishlar nisbatining energetik bog'lanishida  $d(E_\gamma)$  to'yinish kuzatilgan.

Izomer chiqishlar nisbatining oshishiga, uyg'onish energiyasi oshishi bilan yadroni uyg'ongan holatlardan ozod qiluvchi kaskad gamma-o'tishlar sonining oshishi, shuningdek kvazito'g'ri neytronlar tomondan olib ketuvchi momentlar-ning oshishilari sabab bo'lishi mumkin.

Mazkur ishda olingan natijalar, yadro reaksiyalar mexanizimini o'rganishda, gamma-aktivatsion anlizda yangi metodikalar yaratishda va metodni optimallashtirishda va ushbu yo'nalishdagi eksperimentlarni rejalashtirishda qo'llanilishi mumkin.



## ADABIYOTLAR

1. Палванов С.Р., Мамаюсупова М.И. Возбуждение изомерного состояния  $11/2^-$  ядер с  $116 \leq A \leq 144$  в реакции  $(\gamma, n)$  // Узбекский физический журнал.- Ташкент, 2008.- №3.- С.163-167.
2. Polvonov S.R. „Fotoyadro reaksiyalari“
3. Bekjonov R.B. Yadro fizikasi „O‘qituvchi“ Toshkent 1994.
4. Палванов С.Р., Мамаюсупова М.И., Бозорва Д. Изомерные отношения выходов сечений реакций  $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129m,g}\text{Te}$  в области энергий 20-35 МэВ // Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Материалы международной конференции, посвященной 80-летию академика М.С. Саидова. – Ташкент: ФТИ АН РУз, 2010.- С. 40-41.
5. Палванов С.Р., Раджабов О. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций при  $E_{\gamma\text{max}}=25$  и 30 МэВ. // Атомная энергия, 1999, т. 87, вып. 1, с. 75-78.
6. Палванов С.Р., Мамаюсупова М.И. Изомерные отношения выходов реакции  $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m,g}\text{Nd}$  // Атомная энергия.- Москва, 2007.- Т.87, вып.3.- С. 269-270.
7. Palvanov S.R., Mamayusopova M.I. Isomeric Yield Ratios of the reaction  $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m,g}\text{Nd}$  // Atomic Energy. - Springer, New York, 2007.- Vol. 103, No. 4.- P. 827–829.
8. Палванов С.Р., Рахмонов Ж., Каюмов М., Мамаюсупова М.И., Жураев О. Возбуждение изомерных состояний реакций  $(\gamma, n)$  и  $(n, 2n)$  на ядрах  $^{110}\text{Pd}$ ,  $^{142}\text{Nd}$  и  $^{144}\text{Sm}$  // Узбекский физический журнал. - Ташкент, 2009. - №5.- С. 317-322.
9. Палванов С.Р., Рахмонов Ж., Каюмов М., Мамаюсупова М.И., Жураев О. Изомерные отношения выходов реакций типа  $(n, 2n)$  и  $(\gamma, n)$  на

ядрах  $^{110}\text{Pd}$ ,  $^{142}\text{Nd}$  и  $^{144}\text{Sm}$  // Известия РАН. Серия физическая. – Москва, 2011.- Т.75, №2.- С.244-248.

10. Palvanov S.R., Rakhmanov Zh., Kayumov M., Mamajusopva M.I., Zhuraev O. Isomeric Yield Ratios of the  $(\gamma,n)$  and  $(n,2n)$  Reactions on Nuclei of  $^{110}\text{Pd}$ ,  $^{142}\text{Nd}$ , and  $^{144}\text{Sm}$  // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.- Springer, New York, 2011.- Vol. 75, No. 2.- P. 222–225.

11. Мамаюсупова М.И., Палванова Г.С. Изомерные отношения выходов реакции  $^{142}\text{Nd}(\gamma,n)^{141m,g}\text{Nd}$  // Роль женщин-ученых в развитии научно-технического прогресса: Сб. докладов Респ. науч.- практ. конф. – Ташкент: НУУз, 2006. – С.278-280.

12. Палванов С.Р., Мамаюсупова М.И. Изомерные отношения выходов реакции  $(\gamma,n)$  на ядрах  $^{138,140}\text{Ce}$  // Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики: Материалы научно-практической конференции. – Ташкент, 2008. – С.137-140.

13. Мамаюсупова М.И., Палванова Г.С. Возбуждение изомерного состояния  $11/2^-$  ядра  $^{142}\text{Nd}$  в фотоядерной реакции  $(\gamma,n)$  // Роль женщин-ученых в развитии научно-технического прогресса: Сб. докладов Респ. науч.- практ. конф. – Ташкент: НУУз, 2008. - С.97-98.

14. Palvanov S.R., Rakhmanov J., Kajumov M., Mamajusopova M.I., Juraev O. Isomeric Yield Ratios of the Reactions  $^{144}\text{Sm}(\gamma,n)^{143m,g}\text{Sm}$  AND  $^{144}\text{Sm}(n,2n)^{143m,g}\text{Sm}$  // 5<sup>th</sup> Intern. Conf. on nuclear science and its application October 5-8, 2008: Book of abst.- Ankara, Turkey, 2008.- P. 130.

15. Палванов С.Р., Рахмонов Ж., Каюмов М., Мамаюсупова М., Жураев О. Возбуждение изомерного состояния  $^{143m,g}\text{Sm}$  в реакциях  $(\gamma,n)$  и  $(n,2n)$  на ядре  $^{144}\text{Sm}$  // Современная физика и ее перспективы: Материалы Республиканской конференции. – Ташкент: НУУз, 2009. – С. 121-124.

16. Palvanov S., Rahmanov J., Kajumov M., Mamajusopva M. Isomeric Yield Ratios of the ( $\gamma$ ,n) and (n,2n) Reactions ( $\gamma$ ,n) and (n,2n) on  $^{120,130}\text{Te}$  // Modern problems of nuclear physics: Book of abs. the 7<sup>th</sup> Int.Conf. 22-25 September, 2009.- Tashkent: Institute of nuclear physics, 2009.- P.61-62.
17. Wen-deh Lu, N. Rana Kumar, Fink R. W. Activation Cross Sections for (n,2n) Reactions at 14.4 MeV in the Region Z=40-60: Precision Measurements and Systematics. Phys. Rev. 1970, C 1, p.350 – 357.
18. Sothras S.L. A study of the systematics for (n,2n) reaction. Ph. D. Thesis Southern Methodist university, Dallas, Texas, 1977.
19. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами: Справочник/ Бычков В.М., Манохин В.Н., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. – М.: Энергоиздат, 1982. – 216 с.
20. Белов А.Б., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабапов Н.П. Возбуждение изомерных состояний  $1h_{11/2}$  в реакциях ( $\gamma$ , n). // Ядерная физика, 1996, т. 59, № 4, с. 585 - 591.
21. Hoang Duc Luc, Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan An. Isomeric Yield Ratios in the Productions of  $\text{Sm}^{143\text{m.g}}$ ,  $\text{Nd}^{141\text{m.g}}$ ,  $\text{Zr}^{89\text{m.g}}$  and  $\text{Pd}^{109\text{m.g}}$  by 14 MeV Neutrons and 15-20.5 MeV Bremsstrahlung. // Bulg.Journ. of Phys, 1987, т. 14, №2, с. 152-156.
22. Желтоножеский В.А., Мазур В.М., Биган З.М., Сычев С.И. Изомерные отношения выходов реакции  $^{142}\text{Nd}(\gamma,n)^{141\text{m.g}}\text{Nd}$ . Тез. докл. 41-го совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л: Наука. 1991,с. 293.