

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI XALQ TA'LIMI VAZIRLIGI

**ABDULLA QODIRIY NOMIDAGI
JIZZAX DAVLAT PEDAGOGIKA INSTITUTI**

R.N.Bekmirzayev

**YADRO VA ZARRALAR
FIZIKASI**

(o'quv qo'llanma)

JIZZAX-2005

R.N.Bekmirzayev.

Yadro va zarralar fizikasidan o'quv qo'llanma

Jizzax: JDPI nashri 2005 yil, 120 bet.

Taklif etilayotgan ikki qismdan iborat o'quv qo'llanmaga hozirgi zamon yadro va elementar zarralar fizikasi yutuqlarini o'zida aks ettiruvchi mavzular kiritilgan.

1-qismda yadro fizikasining asosiy masalalari hisoblanmish stabil yadrolarning xususiyatlari, yadro modellari, α - va β -yemirilish, γ -nurlanish, zarralarning muhitdan o'tishi, neytron fizikasi asoslari va yadroviy reaksiyalar kabi mavzular qarab chiqilgan.

2-qismda elementar zarralar fizikasi olamidagi mavzular keng ko'lamda yoritilgan.

O'quv qo'llanma oliy o'quv yurtlari fizika-astronomiya yo'nalishi bo'yicha ta'lim oluvchi talabalar, magistrantlar hamda ilmiy izlanuvchilar uchun mo'ljallangan.

Taqrizchilar:

f.m.f.d., professor Yo'ldoshev U.Y.
dots. Doniyorov Sh.

© $\frac{011 - B15 - 500}{4,85 - 2005 - 120}$ SANGZOR

A.Qodiriy nomidagi Jizzax Davlat Pedagogika instituti "Pedagog" kichik bosmahonasi.

MUNDARIJA

Kirish.	6
I-bob. Yadro tuzilishi va xususiyatlari	10
§1.1 Yadroning asosiy xususiyatlari.	10
§1.2 Yadroning o'lchami va zichligi.	16
§1.3 Bog'lanish energiyasi.....	17
II-bob. Yadro kuchlari	20
§2.1 Izotopik spin.	20
§2.2 Pualining umumlashgan tamoili.....	22
§2.3 Yadro kuchlari xususiyati.....	24
III-bob Yadro modellari.	27
§3.1 Yadro modellari.....	27
§3.2 Tomchi modeli.....	29
§3.3 Yadro bog'lanish energiyasi uchun Veytsekkerning yarim empirik formulasi.....	31
§3.4 Fermi gaz modeli.....	33
VI-bob. Radioaktivlik hodisasi.	35
§4.1 Radioaktivlik.....	35
§4.2 Aktivlik.....	37
§4.3 Alfa yemirilish.....	38
V- bob. Beta yemirilish turlari	41
§5.1 Beta yemirilish.....	41
§5.2 Beta yemirilishda energiya munosabatlari.	42
§5.3 Beta turg'unlik sharti va yemirilish turlari.....	44
§5.4 Beta spektri va neytrino.....	45
VI-bob. Gamma nurlanish	49
§6.1 Gamma nurlanish.....	49
§6.2 Ichki konversiya hodisasi.....	52
§6.3 Myossbauer effekti.....	55
VII-bob. Yadro fizikasining tajribaviy usullari	60
§ 7.1 Yadro reaksiyalari	60
§ 7.2 Tezlatgichlar	65
§ 7.3 Detektorlar	70
VIII-bob.Yadroning bo'linish reaksiyalari.	72
§8.1 Atom yadrosining bo'linishi.	72
§8.2 Neytronlar ta'sirida bo'ladigan ta'siri.....	75
§8.3 Zanjir reaksiya.....	78
§8.4 Yadro reaktorlari.	82
§8.5 Tez neytronlarda ishlaydigan reaktorlar.	83
IX-bob.Termoyadroviy sintez.	85

§9.1 Termoyadroviy sintez.	85
§9.2 Termoyadroviy reaksiyalar hosil bo'lish shartlari.	87
§9.3 Quyosh va yulduzlarda yuz beradigan termoyadroviy reaksiyalar. ..	90
X-bob. Yadroviy nurlanishning moddalar bilan o'zaro ta'sirlashuvi.	92
§10.1 Ionizatsiya energiya yo'qotish. Zarralarning muhitdan o'tishi.	92
§10.2 Radiatsion nurlanish.	99
§10.3 Vavilov –Cherenkov nurlanishi.	101
XI-bob. Gamma nurlarning muhitdan o'tishi.....	104
§11.1 Gamma-nurlarning moddalar bilan ta'sirlashuvi	104
§11.2 Fotoeffekt.	105
§11.3 Kompton effekti.	107
§11.4 Elektron- pozitron juftining hosil bo'lishi.	111
Ilova	114
Foydalanilgan adabiyotlar.	118

SO'Z BOSHI

“Kadrlar tayyorlash milliy dasturi”ning II-bosqichi amalga oshirilayotgan bugungi kunda ta'lim muassasalarini zamonaviy, davlat ta'lim standartlari talablariga javob beradigan o'quv adabiyotlar bilan ta'minlash dolzarb muammolardandir.

Ma'lumki, hozirgi kunda oliy ta'lim tizimi to'liq yangi o'quv reja va yangi o'quv dasturi asosida ishlashga o'tdi. Pedagogika institutlarida o'qitish ta'minlanayotgan “fizika-astronomiya” yo'nalishi bakalavr va magistr lari uchun oliy ta'lim davlat tizimi standartlari ishlab chiqilgan holda, ularga mos o'quv adabiyotlari yetarli emas. Ayniqsa, yadro fizikasi bo'yicha o'zbek tilida yozilgan o'quv qo'llanma yoki darsliklar deyarli yo'q.

“Yadro va zarralar fizikasi” nomli ushbu taqdim qilinayotgan qo'llanma fizika-astronomiya yo'nalishi bo'yicha bakalavrlar uchun 1999 yilda chiqarilgan O'zbekiston Respublikasi uzluksiz ta'lim tizimi standarti asosida tayyorlandi.

Qo'llanma 2 qismdan iborat bo'lib, 1-qismda asosiy e'tibor yadro fizikasining eng muhim tomonlarini yoritishga qaratilgan. Asosiy mazmun muallifning Samarqand davlat universiteti yadro fizika kafedrasida, Jizzax davlat pedagogika instituti umumiy fizika kafedrasida yuqori kurs talabalari uchun o'qigan ma'ruzalariga asoslanadi. Qo'llanma magistrant talabalar, aspirantlar va yosh ilmiy xodimlar uchun yadro fizikasi fanini o'rganishga kirishishda yaxshi qo'llanma bo'lib xizmat qilishi mumkin.

Qo'llanma 11 bobdan iborat bo'lib, yadro fizikasining har bir, alohida qirralari atroflicha tushunarli qilib bayon qilingan.

Qo'llanma kamchiliklardan xoli emas. Shu sababli uning kamchiliklari to'g'risida o'z fikr-mulohazalarini bildirgan o'rtoqlarga muallif oldindan o'z minnatdorchiligini bildiradi.

Muallif

KIRISH

Yadro fizikasi eng yosh fanlardan hisoblanib, atom yadrosining tuzilishi, xususiyatlari va yadroda sodir bo'ladigan jarayonlarni o'rganadi.

XX asrgacha atom yadrosi haqida hech narsa ma'lum bo'lmasdan, atom moddaning kichik bo'linmas zarrachasi deb hisoblanar edi.

1896 yil A.Bekkerel (1852-1908) radioaktivlikni kashf etib, radioaktiv nurlanishlarning fotoplastinkaga ta'sir etishini va ionlatish xususiyatlarini aniqladi. Radioaktivlik vaqtida uch xil (α , β , γ) nurlanish vujudga kelib, nurlanish intensivligi tashqi ta'sirlarga (temperatura, elektromagnit maydon ta'siri, deformatsiya) bog'liq emasligi aniqlandi.

1900 yili Kyuri, E.Rezerford, F.Soddilar radioaktiv namunalardan chiquvchi α -ikki marta ionlashgan geliy atomi, β -tez elektron, γ -esa qisqa elektromagnit to'lqin ekanligini aniqladilar. Shuning uchun, radioaktivlikni atom, molekulalarda bo'ladigan jarayonlar deb tushuntirib bo'lmaydi, balki yangi bir soha – yadroda deiyshlikni taqozo etadi.

J.J.Tomson 1897 yil 29 aprelda elektronni kashf etdi. 1904 yili esa u o'zining atom modelini tavsiya etdi, bunga ko'ra atom o'lchami $R=10^{-8}$ sm bo'lgan musbat va manfiy zaryadlarga aralash neytral shar deb, atom nurlanishini kvazielastik kuchlarga ko'ra tebranishi tufayli deb qaradi. Atomdagi musbat va manfiy zaryadlarning taqsimlanishi xarakterini o'rganish maqsadida E.Rezerford va uning xodimlari α -zarrachalarning moddalarda sochilishini o'rganishdilar. Tajriba natijasida α -zarralar o'zining dastlabki yo'nalishini turli burchak ostida o'zgartirgan. Ba'zilari juda katta (deyarli 180° gacha) burchakka sochilgan. Olingan natijalarga asoslanib Rezerford atom ichida juda kichik hajmga to'plangan va katta massaga tegishli kuchli musbat elektr maydon (yadro) mavjud bo'lgandagina α -zarralar shunday katta burchakka sochilishi mumkin, degan xulosaga keladi va 1911 yili o'zining planetar modelini yaratdi. Bu modelga ko'ra elektronlar yadro atrofida joylashadi. Elektronlar soni esa shundayki, ularning yig'indi manfiy zaryadi yadroning musbat zaryadini neytrallab turadi. Atomning bunday yadroviy modeliga ko'ra uning deyarli butun massa kattaligi taxminan 10^{-12} sm ga teng bo'lgan atomning markazi yadrosida to'plangan.

Rezerford α -zarralar sochilishini atom markaziy yadro zaryadi Z_e ni α -zarraning zaryadi $Z_\alpha e$ ni nuqtaviy deb, ular orasidagi o'zaro ta'sirlashuvni Kulon qonuni

$$F = \frac{Z_\alpha e Z_e}{r^2}$$

ga bo'ysunadi deb hisobladi, bunda r -zaryadlar orasidagi masofa. Energiya va harakat miqdori momentining saqlanish qonuniga ko'ra sochilish uchun quyidagi formulani yaratdi:

$$dN(\theta) = n_0 \frac{N_0 t}{16r^2} \left(\frac{2Ze^2}{\frac{1}{2} m_\alpha \mathcal{G}_\alpha^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1)$$

Bu yerda: dN -sochilish nuqtasidan r -masofada $d\Omega$ -jismoniy burchakka to'g'ri kelgan va θ burchak ostida sochilgan α -zarralar soni; θ - α -zarraning sochilishdan oldingi va keyingi yo'nalishi o'rtasidagi burchak; N_0 -sochuvchi yaproqchaga tushayotgan dastadagi α -zarralar soni; t -sochuvchi yaproqcha qalinligi; n_0 -sochuvchi moddaning 1 sm^3 dagi yadrolar soni; m_α , \mathcal{G}_α -mos ravishda zarraning massasi va boshlang'ich tezligi. (1) formulada

$$\frac{dN}{d\Omega} \sin^2 \frac{\theta}{2} = \text{const} \quad (2)$$

Tajribalar (2) formulaning to'g'ri ekanligini tasdiqladi, ya'ni α -zarralar moddadan o'tayotganda og'ir zaryadli zarralardan Kulon kuchi ta'sirida sochilishligini, hamda α -zarralar bilan sochuvchi yadro orasidagi masofa 10^{-12} sm bo'lganga qadar to'g'ri ekanligini tasdiqlaydi.

Rezerford taklif etgan atomning planetar modeli atomning barqarorligini, spektrning diskretligini tushuntira olmaydi. Chunki, atom qobig'ida elektron yadro atrofida aylanib turar ekan, zaryadli zarra elektrodinamika qonunlariga ko'ra o'z energiyalarini nurlab borishligi lozim edi va nihoyat elektron yadroga qulab tushishligi kerak.

Yuzaga kelgan qarama-qarshiliklarni bartaraf qilish uchun Daniyalik olim N.Bor 1913 yilda o'zining yangi, atomda bo'ladigan jarayonlarning kvant nazariyasini taklif qildi. U atomda Plank doimiysiga $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$ karrali bo'lgan aniq harakat miqdori momentiga ega bo'lgan statsionar elektron qobiqlarning mavjudligini postulat ko'rinishida bayon qildi.

$$m_e \mathcal{G} r = n \hbar$$

m_e - elektron massasi, \mathcal{G} -elektron tezligi, r - orbita radiusi, n - butun son.

Har bir qobiq yadrodan (Z -yadro zaryadi) aniq masofada ($r_n = n^2 \hbar^2 / Z m_e e^2$) joylashgan va atomning qat'iy aniqlangan energetik holatini xarakterlaydi.

$E_n = (Z^2 e^4 m_e / 2 \hbar^2) (1/n^2)$. Eng kichik o'lchamli K-qobiqqa energiyaning eng kichik qiymati hosil bo'lib, ulardan keyingi qobiqlar – L, M va boshqalar hisoblanadi. Bu qobiqlar bo'yicha elektronlar harakat qilganda atom turg'un holatda bo'ladi. Nurlanishning atom tomonidan yutilishi yoki chiqarilishi elektron bir qobiqdan ikkinchi qobiqqa o'tganida yuz beradi, bu vaqtda nurlanish chastotasi bir holatdan – keyingi holatga o'tishdagi energiya farqiga bog'liq bo'ladi.

$$\Delta E = h \nu$$

Borning ushbu tushunchalarini inobatga olib, qilgan oddiy hisoblashlari unga nazariy yo'l bilan spektral qonuniyatlar va Ridberg doimiyligini olishga imkon berdi. Yadroning umumiy og'irlik markazi atrofida aylanishi hisobga olindi,

Aylanma qobiqlar ularning tekislikdagi aniq holatini ifodalovchi elleptik qobiqlar bilan almashtirilib, nazariya yanada boyitildi. Bularning hammasi optik spektrlarni tushunishga olib keldi. Xususan, oddiy Zeyman effektini tushuntirishga imkon tug'dirdi. O'zining mashhur postulatlarini berib, Bor g'oyatda muhim qadam tashladi. U odatdagi klassik tasavvurlardan voz kechdi va bu ish atom jarayonlarini to'g'ri tushuntirishga olib keldi.

N.Bor o'z postulatlarini bilan atom yadrosidagi jarayonlarni klassik tasavvurlashdan kvant tasavvurlashga asos soldi.

Shunday qilib, shu vaqtdan klassik fizika qonunlaridan kvant fizikasiga o'tish davri boshlandi.

1926 yili Geyzenberg, Shredengerlar mikroduyo jarayonlarini kvant mexanikasi qonunlariga ko'ra tushuntira boshladilar. Kvant mexanikasiga ko'ra, zarralar harakatini o'rganishda ularning harakat treaktoriyasini, bir vaqtda turgan joyi va tezliklarini aniq bilish mumkin emas.

Geyzenberg noaniqlik printsiplarini, Shredenger kvant fizikasiga ko'ra to'liq funksiyalarini ishlab chiqdi. 1919 yil Aston mass-spektrograf yaratdi va bu esa atom massalarini aniq o'lchash imkoniyatini berdi. Element massalari har xil bo'lgan izotoplari aniqlandi. Rezerford birinchi marotaba alfa-zarralar bilan azot N_7^{14} yadrosini bombardimon qilib, $\alpha_2^4 + N_7^{14} \rightarrow O_8^{17} + H_1^1$ yadro reaksiyasini amalga oshirdi. Bu hodisa insoniyatning tabiat kuchlari ustidan erishilgan dastlabki g'alabasi edi.

Reaksiyada vujudga kelgan vodorod atomining yadrosi barcha yadrolar tarkibiga kiruvchi elementar zarra ekanligi aniqlandi va proton (p) deb nom berildi. Proton birinchi degan (yadro tarkibiga kiruvchi birinchi zarra) ma'noni anglatadi. Proton massasi $m_p = 1836,1 m_e$, zaryadi $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl elektron zaryadiga teng, ishorasi esa qarama-qarshi.

Proton kashf etilgandan so'ng yadroning proton-elektron modeli yaratildi, lekin bu model yadro momentlarini tushuntira olmadi.

Yadro ichki sirlarini o'rganish uchun yuqori energiyali tezlatgichlar qurila boshlandi. Shu maqsadda elektrostatik generator Van-de-Graf, E.Lourens tomonidan siklotron yaratildi.

1932 yili D.Chedvik (1891-1974) zaryadsiz massasi proton massasiga yaqin $m_n = 1838,6 m_e$ neytral zarra neytronni kashf etdi.

Neytron kashf etilgach, D.D.Ivanenko, Geyzenberglar atom yadrosining proton-neytron modelini tavsiya etishdilar. Bu modelga ko'ra, atom yadrolari proton va neytronlardan tashkil topgan deb qaraladi. Hozirgi kungacha ham shunday tasavvur saqlanib kelmoqda.

D.Kokroft, E.Uoltonlar sun'iy tezlashtirilgan protonlar bilan birinchi yadro reaksiyasini amalga oshirdi. K.Anderson kosmik nurlar tarkibida pozitron (e^+) ni kashf etdi.

Kosmik nurlar va yadro nurlanishlarini o'rganish uchun Vilson kamerasi va fotoemulsiya usullari yaratildi.

Yadro tarkibini o'rganish bilan bir vaqtda yadro kuchlar xususiyatlari aniqlashga jiddiy e'tibor qaratildi. I.E.Tamm (1895-1971), D.D.Ivanenko (1907-1981) va keyinchalik 1935 yillarda yapon olimlaridan X.Yukavalar yadro kuchlar

oraliq mezon zarralar yordamida amalga oshadi deb, o'zlarining mezonlar nazariyasini ishlab chiqdilar.

1934 yili I.Kyuri va F.Jolio-Kyurilar sun'iy radioaktivlik hodisasini, E.Fermi β -yemirilish nazariyasini yaratdi.

1937 yil K.Anderson, S.Nedermeyerlar kosmik nurlar tarkibida μ -mezon zarralarini topishdi. Bu vaqtga kelib, ko'plab elementar zarralar va bu zarralarning bir-birlariga o'tishlari o'rganila boshlandi.

1939-1945 yillar og'ir yadrolarning neytronlar ta'sirida bo'linishini, bu bilan katta energiya ajralishini, ya'ni yadro zanjir reaksiyalari amalga oshirildi.

Yadro bo'linish nazariyasini 1939 yil Ya.I.Frenkel, N.Bor va J.Uylerlar tomchi modeliga asosan ishlab chiqdilar. E.Fermi boshchiligida AQShda 1942 yil 2 dekabrda atom reaktori ishga tushdi.

1944-1945 yillarda V.I.Veksler, E.Mak-Millan zaryadli zarra tezlatgichlariga avtofazirovka printsiptini ishlab chiqdilar. Bu esa o'z navbatida tezlatgichlar energiyasini bir necha tartib oshirish imkoniyatini berdi.

1946 yildan boshlab ko'plab (betatron, sinxrotron, sinxrofazatron, chiziqli rezonans) tezlatgichlar qurila boshlandi.

Tezlatgichlar yaratilishi ko'plab elementar zarralar (mezonlar, adronlar, giperonlar, rezonans zarralari) ochilishiga va ularning xususiyatlarini o'rganish, bundan tashqari, turli yadro reaksiyalarini o'tkazish imkoniyatini berdi.

Bu davrga kelib ko'plab yadro modellari yaratildi.

1945 yil 27 iyunida sobiq SSSRda birinchi atom elektrostantsiyasi (AES) ishga tushirildi. Bu bilan yadro energiyasidan tinchlik maqsadida foydalanish davrini boshlab berdi, hozirgi vaqtda yuzlab AESlar ishlab turibdi.

Yadro ichki energiyalaridan foydalanishning yana bir turi yengil yadrolar qo'shilishi (sintez) reaksiyalari, ya'ni termoyadro reaksiyasi hisoblanadi. Hozirgi vaqtda termoyadro reaksiyasini boshqarish eng dolzarb(aktual) muammo, bu muammo hal etilsa, insoniyatning energiyaga bo'lgan ehtiyoji to'la qondirilgan bo'lar edi.

Yadro fizikasi tez rivojlanib borayotgan sohadir. Ayniqsa, keyingi yillarda texnika taraqqiyoti ko'p yo'nalishlar bo'yicha ilmiy izlanishlar olib borish, bu bilan barcha oblast yadrolari kvant xususiyatlarini aniqlash imkoniyatini beradi.

Hozirgi vaqtda yadro fizikasi fani oldida yadro kuchlar tabiatini, elementar zarralar xususiyatlarini hamda termoyadro reaksiyasini boshqarish kabi eng muhim muammolar turibdi.

Bu xil muammolarni hal etishda yagona nazariyani yaratishga asosiy qiyinchilik shundan iboratki, yadrodagi nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sirlashuv kuchlarini bilmaymiz (yadro kuchlari tabiatda eng katta kuch, bu kuchdan katta kuchga ega emasmiz, qisqa masofada $R \sim 10^{-13}$ sm, ta'sirlashuv vaqti $t = 10^{-23}$ s bo'lganligi uchun). Ikkinchi tomondan nuklonlar orasidagi ta'sirlashuvni bilganimizda ham ta'sirlashuv qiymatini hisoblash uchun matematik hisoblash imkoniyatiga ega emasmiz, chunki yadro ko'p nuklonli sistema. Buni hozirgi zamon EHM ham hisoblashga ojizlik qiladi.

Shuning uchun hozirgi yaratilayotgan nazariyalar tajriba natijalarini umumlashuviga asoslangan fenomenologik xususiyatga egadir.

Yadro fizika fani hozirgi zamon tezlatkichlari, qayd qiluvchi detektorlar, kameralar, EHMLar, elektron avtomatik qurilmalar yordamida rivojlanib bormoqda.

Yadro fizikasi taraqqiyoti energetika, geologiya, tibbiyot, avtomatika, ekologiya kabi ko'plab sohalarda keng qo'llanilmoqda.

I-BOB. YADRONING TUZILISHI VA XUSUSIYATLARI

§ 1.1 Yadroning asosiy xususiyatlari

Atom yadrosi ikki xil zarra – proton va neytronlardan iboratdir.

Proton massasi taxminan (m_p), neytron massasi (m_n) ga teng, elektron massasi (m_e) dan ~2000 marta katta:

$$m_p = 1836,15 m_e = 1,67265 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

$$m_n = 1838,68 m_e = 1,67495 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Proton musbat zaryadli, zaryad miqdori elektron zaryadiga teng, ammo ishorasi qarama-qarshi.

Neytron zaryadsiz neytral zarra.

Proton va neytronlar xususiy momentga, spinga ega $S=1/2$. Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunuvchi fermionlardir.

Atom fizikasidan ma'lumki, zaryadli, massali elektron mexanik momentga ega bo'lish bilan bir vaqtda magnit momentga ham ega bo'lish kerak.

$$\mu_p = \frac{eh}{2m_p c} = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ erg / gs} \quad (\text{Bor magnetoni})$$

Protonning ham spini elektron zaryadi va spiniga teng, massasi esa katta bo'lgani uchun magnit momenti

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_p c} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ erg / gs}$$

(yadro magnetoni)ga teng bo'lishi kerak edi.

$$\mu_B = 1836,1 \mu_{yam}$$

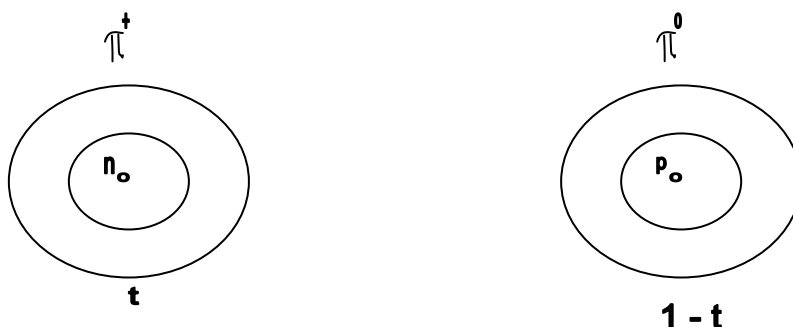
Lekin proton magnit momenti kutilgan qiymatdan ($1\mu_{yam}$) dan katta $2,79 \mu_{yam}$ ekanligini ko'rsatadi.

Neytron ham neytral zarra bo'lishiga qaramasdan, magnit momentga ega ekan. Neytron magnit momenti $\mu_n = -1,91 \mu_{yam}$. Magnit momentning ishorasi manfiyligi spin yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda ekanligini bildiradi.

Proton va neytronlarning magnit momentlarining boshqacha bo'lishligi bu zarralarning murakkab tuzilishga ega ekanligini ko'rsatadi.

Proton va neytronlarning magnit momentlarini proton va neytronlar markazlarida yalong'och proton (neytron) va atrofida mezon buluti bor, bular bir-birlariga uzviy almashinib turadilar deyilsa tushunarli bo'ladi. Masalan, proton

magnit momentini tushuntirish uchun: markazida yalong'och neytron n_0 atrofida π^+ -mezon holatida t vaqt tursa, $(1-t)$ vaqtda markazida yalong'och proton p_0 atrofida π^0 -mezon holatida (1.1-rasm) bo'lsin, u holda o'rtacha magnit momenti



1.1-rasm

$$\mu_p = (\mu_n + \mu_{\pi^+})t + (\mu_n + \mu_{\pi^0})(1-t) = \mu_{\pi^+}t + \mu_p t - \mu_p t = (6,6\mu_{yam} + \mu_{yam} - \mu_{yam})t \mu_{yam} \quad (1.1)$$

Bunda yalong'och proton p_0 magnit momenti $\mu_p = 1 \mu_{yam}$, π^+ - mezon massasi proton massasidan 6,6 marta kichik bo'lgani uchun magnit momenti $6,6\mu_{yam}$ teng. n_0 , π^0 -mezonlar magnit momentlari nolga teng. (1.1) formuladan ko'rinib turibdiki, proton o'rtacha magnit momenti yadro magnetonidan katta. Xuddi shuningdek, neytron magnit momentini ham t vaqt ichida yalong'och n_0 va π^0 - mezon buluti va $(1-t)$ vaqtda yalong'och p_0 va π^- - mezon bulutidan iborat deb qarash mumkin.(1.2-rasm.)

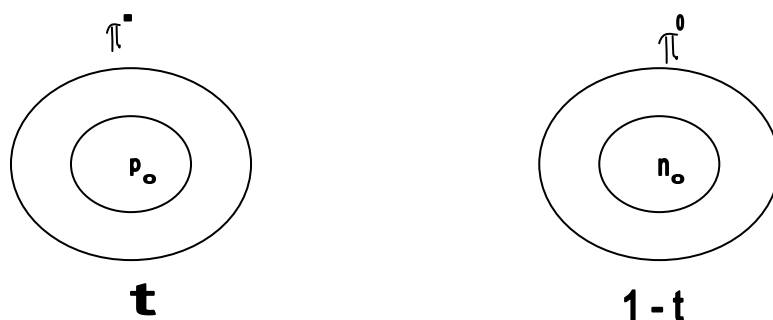
Neytronning o'rtacha magnit momenti

$$\mu_n = (\mu_{p_0} + \mu_{\pi^-})t + (\mu_{n_0} + \mu_{\pi^0})(1-t) = (\mu_{yam} - 6,6\mu_{yam})t < 0 \quad (1.2)$$

demak neytron magnit momenti nol bo'lmasdan manfiy $(-1,91 \mu_0)$ bo'lishligi, protonning magnit momenti, $1 \mu_{yam}$ bo'lmasdan $2,79 \mu_{yam}$ bo'lishligi tushunarli.

Erkin holatda p-barqaror, n-esa radioaktiv bo'lib ~ 12 minutdan keyin $n \rightarrow p + \beta^- + \nu$ ga yemiriladi. Yadro ichida neytron va protonlar bir-birlariga aylanib turadilar. Proton va neytronlar spinlari teng, massalari ham deyarli teng, bir-birlariga uzviy almashinib turadi, yadro kuchlari ham bir xil zarralar hisoblanadi, bir so'z bilan ular nuklon deb ataladi. Nuklonlar uchun yadro kuchlari bir xil bo'lgan faqat elektromagnit maydonga nisbatan ikkita erkinlik darajasiga ega bo'lgan aynan bir xil (zaryadli proton, zaryadsiz neytron) zarralardir.

Yadro kuchlari ta'sirida proton va neytronlar birikib turli yadrolarni hosil qiladilar.



1.2-rasm

Atom yadrosi turg'un (barqaror), yoki radioaktiv bo'lishi mumkin. Bu yadrolar massa soni A , elektr zaryadi Z , massasi M , E_b - to'la bog'lanish energiyasi massasiga bog'liq, radiusi (o'lchami) R , spini I , magnit momenti μ , elektr kvadrupol momenti Q , izotopik spini T va shu yadroning to'lqin funksiyasiga xos bo'lgan juftligi P bilan xarakterlanadi. Radioaktiv yadrolar yana yemirilish turi, yarim yemirilish davri, yemirilish natijasida hosil bo'lgan α , β , γ nurlarning energiyasi bilan ham xarakterlanadi.

Atom yadrolari yana o'zlarining energetik holatlari bilan xarakterlanib, eng kichik energiyali holatiga yadroning asosiy holati va undan yuqori energiyaga ega bo'lgan holatlarga uyg'ongan holatlar deb ataladi. Yuqorida sanab o'tilgan yadro xususiyatlarining deyarli hammasi yadroning asosiy ham uyg'ongan holatlari uchun xosdir. Massa soni A va zaryadi Z dan tashqari hamma xususiyatlari holat energiyasi o'zgariganda o'zgarishi mumkin. Uyg'ongan holatdagi yadro xususiyatlariga, yana yadroning bir energetik holatdan ikkinchisiga o'tish usuli, yadroviy reaksiyalar ko'rilganda zarraning yadro bilan yoki yadrolarning o'zaro ta'sirlashish kesimi va yadroviy reaksiyalarda ajralgan energiya, ikkilamchi zarralarning burchak taqsimoti va boshqa kattaliklar bilan xarakterlanadi.

Massa soni, atom yadrosining zaryadi va massasi. Atom yadrosi proton va neytrondan tashkil topganligi aniqlangan, protonlar soni Z va neytronlar soni N birgalikda massa soni A deb atala boshlandi. $A = Z + N$. Barcha yadroviy reaksiyalarda massa soni saqlanadi. Bunga nuklonlar yoki barion soni saqlanishi deb ham ataladi.

Masalan: ${}^A_Z X$ - X - ximiyaviy belgisi,
 A - atom massa soni,
 Z - yadro zaryadi

${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ - Geliyning massa soni 4, zaryadi 2, neytronlar soni 2 ga, kislorodning massa soni 16, zaryadi 8, neytronlar soni 8 ga va uranning massa soni 235, zaryadi 92, neytronlar soni 143 ga teng.

Massa soni, massa atom birligida hisoblangan yadro massasidan $\sim 1\%$ largacha farq qilishi mumkin.

Atom yadrosining yana muhim xususiyati zaryaddir. Yadro zaryadi yadroni tashkil etgan zarralar zaryadlari yig'indisiga teng bo'lishi kerak.

Yadro proton va neytronlardan iborat ekan, neytron zaryadsiz – neytral zarra. U holda yadro zaryadi protonlar zaryadlari yig'indisiga teng bo'ladi. Proton

zaryadi musbat miqdor jihatdan elektron zaryadiga teng: $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl. Shunday qilib, tartib nomeri Z bo'lgan biror element atomining yadrosi Z_e zaryadga ega.

M: 1_1H - vodorod yadrosi uchun $Z=1$ zaryad miqdori $+e$,
 4_2He - geliy yadrosi uchun $Z=2$ zaryad miqdori $+2e$,
 ${}^{16}_8O$ - kislorod yadrosi uchun $Z=8$ zaryad miqdori $+8e$,
 ${}^{235}_{92}U$ - uran yadrosi uchun $Z=92$ zaryad miqdori $+92e$ ga teng.

Yadro zaryadi yadroda protonlar sonini xarakterlaydi, lekin yadroda zaryad taqsimotini anglatmaydi.

Yadro zaryadi yadrodagi protonlar soniga yoki Mendeleevning elementlar davriy sistemasidagi elementning tartib raqamiga teng.

1). Zaryadni aniqlashning ko'pgina usullari mavjud. Jumladan, 1913 yilda ingliz olimi Mozli qonuniga ko'ra. Bunda yadro zaryadini yadro atomi qobig'idan chiqayotgan xarakteristik rentgen nurlar chastotasi orasidagi bog'lanish $\sqrt{\nu} = AZ - B$ ga ko'ra aniqlash mumkin.

Xarakteristik rentgen nurlanishi atomning ichki (masalan, K, L, M va h.k.) qobiqlarida hosil bo'lgan bo'sh o'rinlarni yuqori qobiqdagi elektronlar egallaganda hosil bo'ladi. Nurlanish seriyalardan iborat bo'lib, berilgan nurlanish seriyasi uchun A va B o'zgarimas koeffitsientlar bo'lib element turiga bog'liq emas. Demak, A va B koeffitsientlar ma'lum bo'lsa, xarakteristik rentgen nurlanish chastotasini (ν) tajribada o'lchab, elementning tartib nomeri Z ni aniqlash mumkin.

2). Atom yadrosining zaryadini 1920 yilda Chedvik qo'llagan usuli bilan ham aniqlash mumkin. Bunda α -zarralarning yupqa metall tasma (plyonka) lardan sochilishi uchun Rezerford keltirib chiqargan formuladan foydalaniladi:

$$\frac{dN}{N} = nd \left\{ \frac{Ze^2}{m_a g} \right\}^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1.3)$$

bunda: dN - θ burchak yo'nalishidagi $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochilgan α -zarralar soni.

N_α - zarralarning dastlabki soni,

n - muhitning hajm birligidagi yadrolar soni

d - muhit qalinligi.

Berilgan radioaktiv preparat uchun α -zarralarning tezligi g - ma'lum. Rezerford tajribasi (1.3) yordamida sochilgan α -zarrachalarni hisoblab, sochuvchi yadro zaryadini topish mumkin.

3). Elektr zaryadining miqdori barcha yadro jarayonlarida saqlanadi. Bunga elektr zaryadining saqlanish qonuni deb ataladi. Shunga ko'ra yadro reaksiyalari va yemirilishlarida zaryad balansiga ko'ra aniqlash mumkin.

Yadro massasi. Massa moddiy ob'ektning eng muhim xususiyatlaridan biri bo'lib, jismning inertsiya, gravitatsiya va energiya o'lchamlari bo'lib xizmat qiladi. Yadro massasi atom massasi birligida o'lchanadi. Ma'lumki, atom neytral holatda bo'ladi. Bir massa atom birligi - ${}^{12}C$ massasining 1/12 qismi olingan.

$$1m.a.b = \frac{1}{12} {}^{12}\text{C} = \frac{1}{12} \frac{12}{N_A} = \frac{1}{6,025 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Eynshteyn qarashiga ko'ra massa bilan energiya orasidagi bog'lanish qonuniga asosan har qanday M massali ob'ektga shu massaga mos $E=mc^2$ energiya va aksincha, E energiyaga $m=E/c^2$ tenglik bilan ifodalanuvchi massa to'g'ri keladi.

1m.a.b.ga mos keluvchi energiya

$$E = mc^2 = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot 9 \cdot 10^{20} \frac{\text{sm}^2}{\text{s}^2} = 14,94 \cdot 10^{-4} \text{ erg} = 931,5 \text{ MeV}$$

Yadro fizikasida massa va energiya eV (elektronvolt)larda o'lchaniladi.

$$1\text{eV} = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} \frac{1}{300} \text{ V} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad \text{yoki}$$

$$1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot 1\text{V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

1eV-dan katta birliklari keV, MeV, GeV va TeV.

$$1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$$

$$1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV mavjud.}$$

Nisbiylik nazariyasiga asosan massa bilan tezlik orasidagi bog'lanish

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\varrho^2}{c^2}}} \quad (1.4)$$

Bu yerda m va m_0 - ϱ tezlik bilan harakat qilayotgan va tinch holatdagi jismlar massasi.

Relyativistik mexanikaga asosan ϱ tezlik bilan harakat qilayotgan jismning to'la energiyasi

$$E = m_0c^2 + T \quad (1.5)$$

bo'ladi, bunda m_0c^2 jismning tinch holatdagi energiyasi, T-uning kinetik energiyasi.

Ikkinchi tomondan

$$E = mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{\varrho^2}{c^2}}} \quad \text{bo'lgani uchun harakatdagi jismning}$$

kinetik energiyasi

$$T = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{\varrho^2}{c^2}}} - m_0c^2 = m_0c^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right\} \quad (1.6)$$

Yadro fizikasida yana quyidagi formula ham ishlatiladi.

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (1.7)$$

Bu formulada $p = m\mathcal{G} = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ m -massali jismning relyativistik impulsidir, uni

$E = mc^2$ dan keltirib chiqarish mumkin.

Haqiqatan

$$\begin{aligned} E^2 = m^2 c^4 &= \frac{m_0^2 c^4}{1 - \beta^2} = \frac{m_0^2 c^4 + m_0^2 \beta^2 c^4 - m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = \\ &= \frac{m_0^2 c^4 (1 - \beta^2) + m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \end{aligned}$$

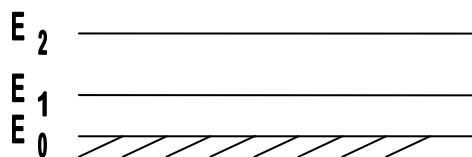
Relyativistik holat uchun kinetik energiya T va impuls p orasidagi bog'lanishni (1.5), (1.7) formulalarga ko'ra keltirib chiqarish mumkin

$$m_0 c^2 + T = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$$

kvadratga ko'tarsak

$$T(2m_0 c^2 + T) = p^2 c^2 \quad (1.8)$$

Atom yadrosi nuklonlardan iborat murakkab sistema bo'lgani uchun uning energiyasi nuklonlar ichki harakat energiyasi bilan belgilanadi. Nuklonlar ichki harakat energiyasi qancha katta bo'lsa, shuncha tinch holat massasi $m_0 = E/c^2$ katta bo'ladi. Yadro asosiy tinch holatida massaning va energiyaning eng minimal qiymatiga mos keladi. Ya'ni nuklonlar harakatining minimum harakati (chastotasi) asosiy holat deyiladi. Yadro tashqaridan energiya qabul qilsa, energiyasi oshadi, yadro diskret uyg'ongan E_1, E_2, \dots holatlarga o'tadi, mos ravishda massasi ham $\Delta m = E_1/c^2$ ga oshadi. (1.3-rasm).



1.3-rasm

1.3- rasmda energiya (0) yadro asosiy holati, E_1, E_2 lar uyg'ongan holat energiyalari. Har bir yadro o'ziga xos uyg'onish energiyalariga ega bo'ladilar, yadroning uyg'onish energiyasi qanday yo'l bilan uyg'onishiga bog'liq emas.

Barcha yadro jarayonlarida energiya saqlanishi ro'y beradi.

Atom massalarining aniq qiymati mass-spektrometrik qurilmasi yordamida tajribada aniqlanadi. Mass-spektrometrlarning har xil turlari mavjud. Odatda musbat zaryadlangan ionlar zaryadining ularning massasiga bo'lgan nisbati e/m , magnit va elektr maydonlarning umumiy ta'siri natijasida ionlar dastasining og'ish kattaligi orqali aniqlanadilar.

Hozirgi zamon mass-spektrometrlari vodoroddan tortib hamma elementlarning massalarini millionning 0,02 ulushi qadar aniqlikda o'lchash imkonini beradi.

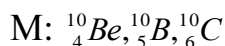
Atom yadrolari massasini boshqa usullarda ham yuqori aniqlikda o'lchash mumkin. Masalan, yadroviy reaksiyalar, radioaktiv yemirilishlarda energiya balansini tahlil qilishlik va radiospektroskopik, mikroto'lqin va boshqa usullar bilan.

Yadrodagi nuklonlar miqdorlariga qarab **izotop, izobar, izoton, ko'zguli yadrolar** deb ataladilar.

Bir xil zaryadga (Z_e) ya'ni bir xil sonli protonga, ammo har xil massa soniga A ega bo'lgan yadrolarga **izotoplar** deb ataladi.

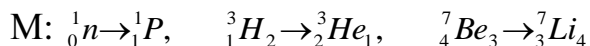
Masalan, ${}^{16}_8O, {}^{17}_8O, {}^{18}_8O$, protonlar soni bir xil, neytronlar soni turlicha, elementlar davriy sistemasida bir joyda joylashadi. Izotoplar bir xil ximiyaviy va optik xususiyatlarga egadirlar. Lekin fizik xususiyatlari massa soni, toq-juftliklari va hokazolar turlichadir.

Massa soni A bir xil, zaryadlari har xil yadrolarga **izobar** yadrolar deb ataladi.



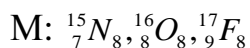
Izobarlar ximiyaviy xususiyatlari turlicha, fizik xususiyatlari, nuklon soni bir xil bo'ladi. Lekin bir xil A -bo'lganda ham izobar yadrolar massalari birmuncha farq qiladilar.

Birinchi yadroning protonlari ikkinchi yadroning neytronlariga, ikkinchi yadroning protonlari birinchi yadroni neytronlariga teng bo'lsa **ko'zguli** yadrolar deb ataladi.



Ko'zguli yadrolardan biri radioaktiv bo'ladi. Har qanday o'zgarishlardan so'ng bir-biriga o'tishadilar.

Bu yadro xususiyatlari bir-biriga ancha yaqin. Ko'zguli yadrolar, yadro kuchlar tabiatini va yadro kuchlariga elektromagnit maydonining hissasini aniqlashda keng qo'llaniladi. Neytronlari bir xil bo'lgan yadrolarga **izotonlar** deb ataladi.



§ 1.2 Yadrolarning o'lchami va zichligi

Yadro o'lchami – yadroning mavjudlik sohasi yoki yadro kuchlarining ta'sir sferasidir.

Yadro o'lchami (radiusi) $R \sim 10^{-15}$ m bo'lib, atom radiusidan 10^5 marotabalar kichikdir.

Yadro o'lchamini tajribada aniqlashning ko'pgina usullari bor. Masalan, elektron va neytronlarning atom yadrosidan sochilishiga ko'ra, undan tashqari yadro radiusini «ko'zgu» yadrolarga, protonlarning elektrostatik ta'sir energiyasini

o'rganish, μ -mezonlar rentgen nurlanishni o'rganish va alfa radioaktiv yadrolarning yemirilish qonunini o'rganish yo'li bilan ham aniqlash mumkin. Yuqorida sanab o'tilgan usullar yadroviy kuchning o'zaro ta'sir sohasini yoki elektromagnit o'zaro ta'sir sohasini aniqlashga asoslangan. Turli usullar yadro taxminan shar shaklida ekanligi va aniq chegaraga ega ekanligini hamda radiusi massa soniga bog'liq ravishda oshib borishligini ko'rsatadi.

$$R=R_0A^{1/3} \quad (1.9)$$

Bu yerda R_0 – doimiy kattalik bo'lib, uning qiymati yadro radiusini aniqlash usuliga bog'liq ravishda (1,2÷1,4) F. (1 Fermi= 10^{13} sm).

Tez neytronlarning sochilishiga oid tajribalardan $R_0=1,4$ F, α - parchalanish natijalarini $R_0=1,3$ F, zaryadli zarralar ta'sirida bo'ladigan yadro reaksiyalari natijalarga ko'ra $R_0=1,6$ F.

(1.9) ifodadan yadroni shar shaklida deb qarab, hajm birligidagi zarralar sonini topamiz.

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} = \frac{3}{4\pi R_0^3} = \frac{3}{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-39} \text{sm}^3} \approx 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{\text{sm}^3}$$

Yadro zichligi hajm birligidagi nuklonlar massasi m_N

$$\rho = nm_N = 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{\text{sm}^3} * 1.66 * 10^{-24} \text{g} = 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{sm}^3} = 100 * 10^6 \frac{\text{t}}{\text{sm}^3}$$

Nuklonlar orasidagi masofa

$$\delta = \sqrt{\frac{V}{A}} = \sqrt{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt{\frac{4\pi_0^3 A}{3A}} = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \cdot R_0 = 2,3 \cdot 10^{-13} \text{sm}$$

Ko'rinib turibdiki, yadro hajm birligidagi nuklonlar soni, yadro zichligi, nuklonlar orasidagi masofa ham o'zgarmas, yadro turiga bog'liq emas.

Demak, yadro nuklonlar orasidagi masofa barcha yadrolar uchun o'zgarmas ekan, yadro siqilmaydi, massa soni ortishi bilan hajmi oshib boradi. Yadro kuchlari qisqa masofada katta kuch bilan ta'sir etadi.

§ 1.3 Bog'lanish energiyasi

Yadro bog'lanish kuchlari tufayli A nuklondan, ya'ni Z-proton va $N=A-Z$ neytrondan tashkil topgan sistemadan iborat. Agar yadroni uni tashkil qiluvchi nuklonlarga ajratmoqchi bo'lsak, bog'lash kuchining ta'siriga qarshi ish bajarish kerak. Bu ishning kattaligi bog'lanish energiyasi yoki yadro barqarorligining o'lchamidir.

Bog'lanish energiyasi – nuklonlarga kinetik energiya bermasdan nuklonlar orasidagi bog'lanishni (o'zaro aloqani) uzish uchun kerak bo'lgan energiyaga aytiladi.

Bu energiyani yadrodagi nuklonlarning o'zaro ta'sir (yadro kuchlar) qonuniyati hozircha noma'lum bo'lsa ham, energiyaning saqlanish qonuni va

nisbiylik nazariyasining massa bilan energiyani bog'laydigan $E=mc^2$ ifodasidan topish mumkin.

Agar yadroning massasi $m(N,Z)$ ni uni tashkil qilgan nuklonlar massa soniga to'g'ri keluvchi massalari yig'indisi $[Zm_p+Nm_n]$ ga solishtirsak, birinchi massa ikkinchisidan bir oz kichik, farq Δm ekanligini ko'ramiz. Bu massalarning farqi massa defekti deb ataladi.

$$\Delta m=[Zm_p+(A-Z)m_n-M(A,Z)]$$

Bu yerda Zm_p - protonlar massasi, $(A-Z)m_n$ - neytronlar massasi, $M(A,Z)$ - yadroning massasi.

Massa defekti nuklonlarning jipslashib, yadro hosil qilish natijasida ajralib chiqqan E bog'lanish energiyasining kattaligini ifodalaydi.

$$E_{bog'}=\Delta mc^2=[Zm_p+(A-Z)m_n-M(A,Z)]c^2$$

Hozirgi vaqtda yadro massasini yuqori aniqlikda o'lchashlik, defekt massani, ya'ni yadro bog'lanish energiyasini katta aniqlikda aniqlash imkoniyatini yaratdi.

Bog'lanish energiyasi formulasini neytral atomlar massalari orqali ifodalash qulaydir, chunki odatda jadvallarda atom massalari keltiriladi. Buning uchun proton massasini o'sha yadro atomining massasi bilan almashtiriladi va atomdagi tegishli elektronlarning massasi hisobga olinadi:

$$E_{bog'}=\{ZM_{at}({}_1^1H)-Zm_e+(A-Z)m_n-M_{at}(A,Z)-Zm_e\}c^2=$$

$$=[ZM_{at}({}_1^1H)+(A-Z)m_n-m_{at}(A,Z)-Zm_e]c^2$$

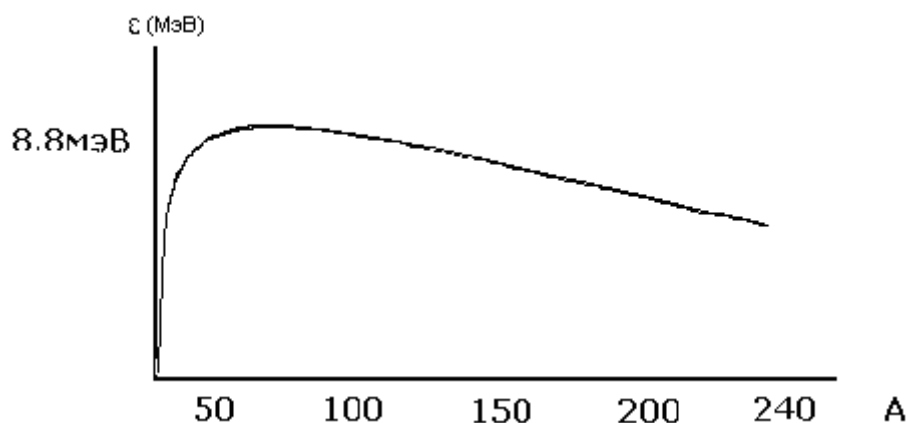
Yadro bog'lanish energiyasining bitta nuklonga to'g'ri keluvchi qiymati solishtirma bog'lanish energiyasi deb ataladi

$$\varepsilon = \frac{E_{bog'}}{A}$$

Yadroning mustahkamligini xarakterlashda bog'lanish energiyasidan tashqari zichlashish koeffitsienti ishlatiladi. Har bir nuklonga to'g'ri keluvchi defekt massaga zichlashish (upakovka) koeffitsienti deb ataladi.

$$f = \frac{\Delta m}{A}$$

Mavjud yadrolar solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'liqlik grafigi 4-rasmda keltirilgan.



1. 4-rasm

Solishtirma bog'lanish energiyasi juda yengil elementlardan tashqari barcha elementlar uchun taxminan bir xildir. Massa soni $A > 11$ bo'lgan yadrolarda o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi 7,4 dan 8,8 MeVgacha. Eng katta qiymat ($\sim 8,8$ MeV) massa sonlari $A=60$ (temir va nikel)ga yaqin sohasiga to'g'ri keladi. Argon 40 dan qalay 120 gacha bo'lgan oraliqda $E=8,6$ MeV deyarli o'zgarmaydi. Og'ir elementlar tomon borgan sari egrilikning maksimumdan pasayishi ancha sekin sodir bo'ladi. Nihoyat, eng og'ir yadrolarda bir nuklonga to'g'ri keladigan o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi taxminan 7,5 MeV ni tashkil etadi. Ancha yengil elementlar tomon pasayishi A ning kamayib borishi bilan tezroq sodir bo'ladi. Solishtirma bog'lanish energiyasi yadrodag i nuklonlarning proton va neytronlarning toq yoki juftligiga bog'liq ekan. Odatda juft-juft yadrolarning bog'lanish energiyasi toq-toq yadrolarning $E_{bog'}$ energiyasidan sezilarli katta bo'ladi. Juft-toq yoki toq-juft yadrolarning $E_{bog'}$ energiyasi ham juft-juft va toq-toq yadrolar bog'lanish energiyalaridan farq qiladi. Eng katta bog'lanish juft-juft yadrolarga, eng kuchsiz bog'lanish toq-toq yadrolarga to'g'ri keladi.

Haqiqatdan, har xil element izotoplarining barqarorligi Z va N larning juft yoki toqligiga bog'liq. Masalan, turg'un izotoplarning ko'pchiligida A juft eng turg'un yadrolar. Juft-toq va toq-juft yadrolarning turg'unligi juft-juft yadrolarnikiga nisbatan kamroq. Toq-toq yadrolarning ko'pchiligi beqarordir. Tabiatda faqat 4 ta turg'un toq-toq yadrolar uchraydi. ${}^2_1H, {}^6_3Li, {}^{10}_5B, {}^{14}_7N$. Proton va neytronlar soni «sehrli» (magik) sonlar deb nom olgan 2, 8, 20, 50, 82, 126 sonlarga teng bo'lganda yadrolar, ayniqsa, katta turg'unlikka ega bo'lib, tabiatda keng tarqalgan. Protonlar va neytronlar soni «sehrli» songa teng bo'lsa, yadrolar, ayniqsa, juda katta turg'unlikka ega bo'lib, ular ikki karra «sehrli» yadrolar deb ataladi. Tajribada aniqlangan yadro bog'lanish energiyasini tahlil qilishlik ko'pgina yadro xususiyatlari to'g'risida xulosalar chiqarish imkoniyatini beradi.

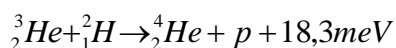
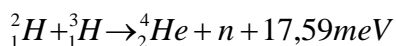
1. O'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi ko'pgina yadrolar uchun 8 MeV/nuklon ga teng. Bu elektronning atomda bog'lanish energiyasidan juda katta. Masalan, vodorod atomida elektronning bog'lanish energiyasi (ionizatsiya potentsiali) 13,6 eV. Eng og'ir element atomlarida ham K-elektronning bog'lanish

energiyasi 0,1 MeV dan oshmaydi. Demak yadro kuchi ta'siri tufayli nuklonlar yadroda bir-birlari bilan juda qattiq bog'langan. Shuning uchun ham tabiatda uchraydigan gravitatsiya, elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlardan farqli ravishda yadroviy kuch kuchli o'zaro ta'sir etuvchi kuch deb ataladi.

2. Solishtirma bog'lanish energiyasining o'rtacha qiymatining (8 MeV/nuklon) o'zgarmas bo'lishligi yadro kuchlari qisqa masofada ta'sirlashuv xarakteriga ega deyishlikka asos bo'ladi. Ta'sir sferasi nuklonlar o'lchamidan hatto, undan ham kichik, yadroda har bir nuklon o'ziga yaqin turgan nuklonlar bilangina ta'sirlasha oladi deb qaraladi. Haqiqatan ham, yadrodagi A nuklon qolgan (A-1) nuklonlar bilan ta'sirlashganda bog'lanish energiyasi $E \sim A(A-1)$ massa sonini A^2 - bog'liq bo'lgan bo'lar edi. Aslida bog'lanish energiyasi $E = \epsilon A$ – massa sonining A^1 -birinchi darajasiga bog'liq, demak, yadro kuchlari to'yinish xarakteriga ham ega ekan.

3. Yadro energiyasi qaysi jarayonlarda vujudga kelishligi qancha energiya ajratishligini bilish mumkin. Yengil yadrolar qo'shilib (sintez) og'irroq yadrolar hosil qilishsa, solishtirma bog'lanish energiyalari farqiga to'g'ri keluvchi energiya ajraladi (termoyadro reaksiyasi).

M:



Bundan tashqari, og'ir yadrolar bo'linishidan o'rta yadrolar hosil bo'lishsa ham, yadro energiyalari ajralishligi mumkin ekanligi aniqlandi.

II-БОБ. YADRO KUHLARI

§ 2.1 Izotopik spin

Yadro o'zaro ta'sir kuchining xususiyatlarini o'rganish shuni ko'rsatadiki, nuklonlarning o'zaro yadroviy ta'siri zaryadga bog'liq bo'lmas ekan, ya'ni proton bilan proton, proton bilan neytron va neytron bilan neytron orasidagi yadroviy o'zaro ta'sir bir xil bo'lar ekan. Bundan tashqari neytron va protonlar massalari bir-birlariga yaqin, spinlari teng, bir xil statistikaga bo'ysunadi, nuklonlar yadro ichida bir-birlariga o'tib turadilar. Ko'zguli yadrolarning spin, juftliklari, uyg'onish energiyalari deyarlik bir xil.

Aytilganlardan, proton va neytron elektromagnit o'zaro ta'sir aniqligida aynan o'xshash zarralar ekanligi kelib chiqadi. Shuning uchun ham ular nuklon degan umumiy nom bilan ataladi.

Nuklonlarning ta'sirlashuvi zaryadga bog'liq bo'lmasligi yana qo'shimcha erkinlik darajasiga ega ekanligini ko'rsatadi. Ya'ni yadro kuchlar maydonida aynan bir xil zarra (nuklon) bo'lishi mumkin, zaryadli (proton) yoki zaryadsiz (neytron) ko'rinishida. Agar yadro ta'sirlashuvida elektromagnit ta'sirlashuvni inobatga

olmasak protonni neytrondan farq qilib bo'lmaydi. U holda ikki zaryad holatdagi dublet deb qarash mumkin.

Nuklonlarning zaryad holatini xarakterlash uchun Geyzenberg tomonidan izotopik spin kvant sonini kiritildi. Izotopik spin T qandaydir izotopik fazada deb qaraladi. Bu kvant soni ham orbital va spin kvant sonlari kabi $N=2T+1$ qiymatga ega bo'ladi.

Izotopik fazada zarra hamma vaqt koordinata boshida, zarra aylanishi mumkin, lekin ilgari harakat qilmaydi. Zarra impuls va orbital momentga ega emas, spinga o'xshash harakat miqdori momentga ega. Bu momentga (hech qanday oddiy momentga aloqasi yo'q) izotopik spin deyiladi.

Izotopik spin kvantlashuvi spin kvantlashuvi kabidir. Izotopik spin T yarim butun, butun qiymatlar qabul qilishi mumkin. $T=0, 1, 3/2, \dots$. Izotopik fazada $2T+1$ proektsiyaga ega bo'ladi. Bu aynan bir xil zarralar turli zaryad holatlar sonini xarakterlaydi. Izotopik spinning biror ξ -o'qqa proektsiyasi turlicha zaryadli zarralarga mos keladi. Izotopik spin $T=0$ bo'lsa, bitta zaryad holat – singlet, $T=1/2$ bo'lsa $N=2*1/2+1=2$ – dublet, $T=1$ bo'lsa 3 ta zaryad holati – triplet holatlar bo'ladi.

Izotopik spin nuklon uchun $T=1/2$, $N=2T+1=2$ ikkita zaryad holati bo'lishi mumkin. T ning ξ -o'qqa proektsiyalari $T_\xi=+1/2$ protonga mos keladi, $T_\xi=-1/2$ esa neytronga mos keladi.

π -mezonlar uchun izotopik spin $T=1$ demak, $N=2*1+1=3$ aynan bir xil π -mezonlardan uchta bo'lishi kerak. Proektsiyalari $T_\xi=1(\pi^+)$, $T_\xi=0(\pi^0)$, $T_\xi=-1(\pi^-)$ zaryad holatlariga mos keladi.

Yadroviy o'zaro ta'sir xarakteri nuklon xiliga, ya'ni izotopik spin vektorining proektsiyasiga bog'liq bo'lmagani uchun u faqat T vektorning kattaligi bilan aniqlanadi. Demak, yadroviy o'zaro ta'sir izotopik fazodagi turli yo'nalishlarga nisbatan invariant ekan. Yadroviy kuchning bunday xususiyati uning izotopik invariantlik xususiyati deb ataladi. Izotopik invariantlikdan yadro ta'sirlashuvi tufayli kechadigan barcha jarayonlarda izotopik spinning saqlanish qonuni kelib chiqadi.

Yadroning izotopik spini quyidagicha aniqlanadi $T_\xi = \sum_{i=1}^A T_i$, Izotopik spin proektsiyasi esa

$$T_\xi = \sum_{i=1}^A (T_\xi)_i = \frac{1}{2}(Z - N) = \left| \frac{2Z - A}{2} \right|$$

Masalan, ${}^3_2\text{He}_1$ yadro izotopik spini.

$T = \frac{4-3}{2} = \frac{1}{2}$ Vektor proektsiyalari soni $2T+1=2*1/2+1=2$. Demak ${}^3\text{He}$ ning xususiyatlariga o'xshash yana bir yadro bo'lishi kerak, bu ${}^3\text{H}_2$ -tritonidir. Uning uchun izotopik spin $T=1/2$, proektsiyasi

$$T_\xi ({}^3_1\text{He}_2) = \frac{2-3}{2} = -\frac{1}{2} \text{ ga teng.}$$

Nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvi tufayli erishilgan ba'zi bir kattaliklar qiymatlarining izotopik spinga bog'liq tomonlarini ko'rib chiqsak.

2.1-jadval

Ta'sirlashuv tur	z	T_{ξ}	T	R	V_0^{\min}	ΔW (MeV)	a_0 (fermi)	Bog'langan holati
n-n	0	$-1/2-1/2=-1$	1	$3,2\pm 1,6$	$<U_0$	-0,15	$-17,6\pm 1,5$	Yo'q
p-p	+2	$+1/2=1$	1	$2,83\pm 0,03$	$<U_0$	-0,15	-17 ± 2	Yo'q
n-p	+1	$-1/2+1/2=0$	1	$2,76\pm 0,07$	$<U_0$	-0,07	$-23,7\pm 0,01$	Yo'q
n-p	+1	$-1/2+1/2=0$	0	1,75	$>U_0$	2,26	+5,43	Bor

Jadvaldan ko'rinib turibdiki, nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlarida bir xil natijaga erishilmoqda. Bu ham o'z navbatida nuklonlar orasidagi ta'sirlashuv izotopik spin vektori T absolyut qiymatiga bog'liq bo'lib, uning proektsiyasiga bog'liq emasligini ko'rsatadi. Izotopik spin kichik qiymatiga katta bog'lanish energiyasi to'g'ri keladi. Bunga ko'plab ko'zgu yadrolar misol bo'ladi.

Izotopik spin proektsiyasi nuklonlar soni (barion soni $-B$) va elektr zaryadi bilan quyidagicha bog'langan

$$Z = T_{\xi} + \frac{B}{2} \quad (2.1)$$

Elektromagnit ta'sirlashuvda zaryad va nuklonlar soni saqlanadi. Shunga ko'ra (2.1) dan izotopik spin proektsiyasi ham saqlanishi kerak.

Izotopik spin kuchli ta'sirlashuvdagina saqlanadi, proektsiyasi esa kuchli va elektromagnit ta'sirlashuvlarda saqlanadi.

Shunday qilib, izotopik spin kuchli ta'sirga ko'ra kechadigan nuklonlar, π va k-mezonlar, giperonlar va antizarralar bilan bo'lgan jarayonlarda albatta saqlanadi.

§ 2.2 Paulining umumlashgan tamoyili

Yuqorida nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvi va boshqa tajriba natijalari asosida proton va neytron yadro kuchlar maydonida aynan bir xil zarralar ekanligi, nuklonlar fermion zarralar bo'lganligi sababli Pauli tamoyiliga bo'ysunishi kerak. Umuman nuklonlar oddiy fazoda siljishlarga to'g'ri keladigan uzluksiz x, y, z – koordinatalar bo'yicha va bitta spin holati hamda zaryadli holatiga mos keluvchi beshta erkinlik darajasiga egadir. Pauli tamoyiliga ko'ra ikkita aynan bir xil zarralar to'lqin funktsiyalari zarralar almashinuviga antisimmetrik bo'lishi lozim. Bu esa koordinat, spin va izotopik spin proektsiyalar to'lqin funktsiyalarining simmetrik yoki antisimmetrikligiga bog'liq.

Koordinatalar to'lqin funktsiyasi simmetrik yoki antisimmetrikligi orbital kvant soni 1-ga bog'liq, 1-juft bo'lsa (M: s; d-holatlarda $l=0,2,\dots$) simmetrik, 1 ning toq qiymatlarida (M: p; f-holatlarda $l=1,3,\dots$) antisimmetrik. Spinlar

proektsiyasi to'liqin funktsiyalari spinlar yig'indisi nol bo'lsa, antisimmetrik, agar birga teng bo'lsa simmetrik. Haqiqatdan ham Pauli tamoyili bo'yicha bir energetik holatda ikkita aynan bir xil zarra spinlari parallel holda bo'la olmaydi. Spinlari yig'indisi nol bo'lsa, u holda spinlar yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi, bunday holat ruxsat etiladi.

Nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlari quyidagi jadvalda keltirilgan:

2.2-jadval

Ikki nuklon sistemasi	T_{ξ}	T	Izotopik spin holatlari
n-n	+1	1	1(\uparrow) 2(\uparrow)
p-p	-1	1	1(\downarrow) 2(\downarrow)
n-p	0	1	$1/\sqrt{2}[1(\uparrow) 2(\downarrow) + 1(\downarrow) 2(\uparrow)]$
n-p	0	0	$1/\sqrt{2}[1(\uparrow) 2(\downarrow) - 1(\downarrow) 2(\downarrow)]$

Bu yerda 1,2-raqamlar bilan nuklonlar belgilangan strelka yo'nalishi izospin yo'nalishi. 1-3 qatorlarda simmetrik triplet holatlar, 4-qatorda antisimmetrik singlet holat.

Nuklonlar ta'sirlashuvlari S-holatda kechayotgan bo'lsin: u holda to'liqin funktsiyalari antisimmetrik bo'ladi.

1) p-p-ta'sirlashuvda $T=1$, $I=0$, $S=0$. Izotopik spin to'liqin funktsiyasi simmetrik, chunki $T=1$ ga teng, $I=0$ bo'lgani uchun koordinata funktsiyasi ham simmetrik, spin funktsiyasi $S=0$ bo'lgani uchun antisimmetrik ikkita bir xil proton s-holatda spinlari parallel holda bo'la olmaydi, albatta antiparallel bo'lishi kerak. Demak, $\psi_1 \rightarrow \psi_1 (I=0)$, $\psi_s \rightarrow -\psi_s (s=0)$, $\psi_{\tau} \rightarrow \psi_{\tau} (T=1)$ $(-1)^{1+S+T} = (-1)^{0+0+1} = -1$.

n-n-ta'sirlashuv ham p-p-ta'sirlashuv kabi bo'ladi.

2) Xuddi shuningdek, n-p ta'sirlashuvda ($T=1$, $I=0$, $S=0$) izotopik spin funktsiyasi simmetrik, chunki n, p lar uchun $T=1/2$ o'rin almashtirish bilan T-o'zgaraydi, spinlari antiparallel holatda, shuning uchun spin to'liqin funktsiyasi antisimmetrik bo'ladi. Shunday qilib, $\psi_1 \rightarrow \psi_1 (I=0)$ – simmetrik, $\psi_s \rightarrow -\psi_s (s=0)$ – antisimmetrik, $\psi_{\tau} \rightarrow \psi_{\tau} (T=1)$ simmetrik bo'ladi.

$$(-1)^{1+s+T} = (-1)^{0+0+1} = -1.$$

3) n-p – ta'sirlashuv spinlari bir xil yo'nalgan $T=0$; $I=0$; $S=1$, u holda $(-1)^{1+s+T} = (-1)^{0+1+0} = -1$. Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, S-holatda (izotopik spin kvant sonini inobatga olinganda) istalgan ikkita nuklon ta'sirlashuv to'liqin funktsiyalari antisimmetrik Pauli tamoyilini qanoatlantiradi.

Bu qoidani faqatgina S-holat uchungina emas, balki istalgan holatlar uchun ham qo'llash mumkin. M: P-holat ($I=1$) bo'lsa, koordinatalar to'liqin funktsiyasi antisimmetrik, agar $T=0$ (izotopik spin funktsiyasi antisimmetrik) bo'lsa, spin funktsiyasi $S=0$ (simmetrik) bo'lishi; $T=1$ (simmetrik) bo'lsa, spin funktsiyasi $S=1$ (simmetrik) bo'lishi lozim, ya'ni:

$$(-1)^{1+s+T} = (-1)^{1+s+0} = -1 \quad S=0$$

$$(-1)^{1+s+T} = (-1)^{1+s+1} = -1 \quad S=1$$

Shunday qilib, nuklonlar ta'sirlashuvini koordinata, spin va izotopik spin kvant sonlari orqali ifodalab, Paulining umumlashgan tamoyiliga bo'ysunishligini ko'rsatish mumkin.

§ 2.3 Yadro kuchlarining xususiyatlari

Hozirgi vaqtda tajriba natijalariga ko'ra yadro kuchlarining quyidagi xususiyatlari aniqlangan:

1) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi eng kuchli ta'sir etuvchi kuchdir. Yadrodagi bir nuklonga to'g'ri keluvchi o'rtacha bog'lanish energiya qiymati 8 MeV. Taqqoslash uchun vodorod atomida elektronning bog'lanish energiyasi 13,6 eV. Yadroni hosil qilib turgan yadro kuchlari nuklonni 8 MeV energiya bilan elektrostatik kuchlar esa atom elektronni 13,6 eV energiya bilan bog'lab turibdi, ya'ni

$$8 \text{ MeV} - 10^{-3} \text{ mc}^2$$

$$13 \text{ eV} - 10^{-5} \text{ mc}^2 \quad \text{Bundan} \quad \frac{10^{-3}}{10^{-5}} = 10^2 \quad \text{kelib chiqadi.}$$

Yadro kuchlari elektrostatik kuchlarga nisbatan yuz marotaba katta ekanligi kelib chiqadi.

Yadroviy kuchlar	1
Elektromagnit kuchlar	-10^{-2}
Kuchsiz kuchlar	-10^{-14}
Gravitatsion kuchlar	-10^{-36} marta katta.

2) Yadroviy kuch qisqa radiusli o'zaro ta'sirdan iborat. Ta'sir radiusining tartibi $\sim 10^{-13}$ sm. Bu xususiyati alfa-zarralarning sochilishidan va deytron xususiyatlaridan ko'rinadi.

3) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi o'zaro ta'sirlashuvchi nuklonlarning spin yo'nalishiga bog'liq. Bu xususiyati nuklonlarning para va ortovodorod molekulalaridan sochilishdan hamda nuklonlar sochilishida virtual va bog'langan holatlar mavjudligidan ko'rinadi.

4) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi markaziy emas, tenzor xususiyatga ega. Bu xususiyati deytronning kvadrupol momentga ega ekanligidan ko'rinadi.

5) Yadroviy kuchlar almashinuv xarakteriga ega. Bu xususiyati n-p ta'sirlashuvda ko'rinadi. Nuklonlar ta'sirlashuvida o'zaro spin proektsiyalarini, zaryadi hamda koordinatalarini almashadilar.

6) Yadroviy kuchlar zaryadga bog'liq emas. Bu xususiyati ko'zguli yadrolarning xususiyati hamda (p-p), (p-n), (n-n) sochilish natijalarining bir xil bo'lishligidan ko'rinadi.

7) Ta'sirlashuvchi nuklonlar orasidagi masofa 10^{-13} sm ga yaqin bo'lganda yadroviy o'zaro ta'sir kuchi tortishish xarakteriga ega, undan kichik masofalarda u itarish kuchiga aylanadi. Yadro kuchlarining tortishish xususiyati yadroning mavjudligidan ko'rinsa, itaruvchi xususiyati (p-p) lardan yuqori energiyalarda sochilishda namoyon bo'ladi.

8) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi to'yinish xarakteriga ega. Bu xususiyati yadroning o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi 8 MeV o'zgarmas yadro radiusiga bog'liq emas. Bu xususiyatga ega bo'lishligi yadroviy kuchning almashinuv xakteri va kichik masofalarda itarishish kuchi sababli tushuntiriladi.

9) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashuvchi nuklonlarning tezligiga bog'liq. Bu xususiyati yaxshi o'rganilmagan. Buning uchun bir necha nuklonlarni katta tezlikda tezlashtirib ta'sirlashtirish lozim.

Yadro kuchlarining yuqorida bayon etilgan va boshqa xususiyatlarini tushuntirish uchun yadro kuchlar nazariyasi bo'lishi kerak. Lekin yadro kuchlari ta'sirlashuvchi murakkab xususiyatga ega bo'lganligi sababli yagona nazariya yaratilgan emas.

Bu muammoni hal qilishda ikki xil yondoshish mavjud.

1) Tajriba natijalariga mos keluvchi ta'sirlashuv fenomenologik yadro potentsiallarini tanlash. Bunda yadroviy kuchlar tabiati zarralar orasidagi ta'sirlashuv mexanizmini tushuntirishni oldiga maqsad qilib qo'ymaydi. Bu yo'l bilan ta'sirlashuvning past energiyalarda tajriba natijalarini yetarli darajada tushuntirish mumkin, lekin ta'sirlashuv energiyasi bir necha yuz MeV ga yetganda gamiltonian ko'rinishi murakkablashib ketadi. Ma'lumki, ta'sirlashuv energiyasi oshsa, yadro kuchlarining qisqa masofalarda ta'sirlashuv xususiyatini o'rganish mumkin.

2) Ikkinchi yo'nalish yadroviy kuchlarning mezon nazariyasi. Bu nazariya kvant elektrodinamika qonunlariga o'xshash. Bunda elektromagnit maydonni zaryadli zarrani foton bilan birga deb qaraladi. Maydon fotonlardan iborat. Foton maydonning kvanti. Maydon energiyasi kvantlar energiyalari yig'indisiga teng. Elektromagnit nurlanish vaqtida foton paydo bo'ladi, yo'qoladi. Zaryadli zarralar orasidagi ta'sirlashuv foton almashinuv bilan amalga oshadi.

1935 yili yapon olimlaridan Yukava nuklonlar orasidagi yadroviy ta'sirlashuvni yadro kvantini (o'sha vaqtda topilmagan zarra) mezon zarra bo'lishi kerakligini aytdi va bu zarraning xususiyatlarini bayon qildi. Yukava tasavvuricha noaniqlik printsipligiga ko'ra Δt – vaqt ichida nuklon atrofida ΔE – energiyali virtual mezon zarra tug'iladi:

$$\Delta E \Delta t \geq h \quad (2.2)$$

$$\Delta t = \tau_{yad}$$

$$\Delta E = \frac{h}{\Delta t} = \frac{h}{\tau_{yad}} \quad (2.3)$$

$$\Delta E = mc^2$$

Bu zarra massasi.

$$m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{h}{\tau_{yad} c^2} \quad (2.4)$$

Mezon zarra shu τ_{yad} vaqt ichida a-masofaga bora oladi.

$$a = c \Delta t = c \tau_{yad} \quad (2.5)$$

Mezon zarra shu τ_{yad} vaqt ichida o'zi tug'ilgan nuklon yoki boshqa nuklon tomonidan yutiladi. Shu yo'l bilan ta'sirlashuvni amalga oshiradi.

Agar yadro kuchlar ta'sir radiusini mezon masofasi a -ga teng desak, yadro ta'sirlashuv vaqti va mezon zarra massasini topish mumkin.

(2.5) dan

$$\tau_{yad} = \Delta t = \frac{a}{c} = \frac{2 \cdot 10^{-13} sm}{3 \cdot 10^{10} sm/s} = 0,7 \cdot 10^{-23} s$$

(2.3) dan

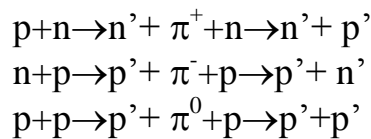
$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau_{yad}} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} erg \cdot s}{0,7 \cdot 10^{-23} s} = 1,5 \cdot 10^{-4} erg = 100 MeV$$

$$m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{100 meV}{0,51 meV} = 200 m_e \text{ (elektronning tinch holat energiyasi } E_e = m_e c^2 = 0,51 MeV).$$

Demak, yadroviy ta'sirlashuvni amalga oshiruvchi mezon zarra massasi elektron massasidan 200 marta katta bo'lishi kerak ekan.

Yadroviy ta'sir maydoni kvanti bo'lmish π^\pm, π_0 mezon zarralarni 1947-1950 yillarda kosmik nurlar tarkibida va tezlatkichlar yordamida topildi, bu mezonlar massalari $m_\pi = 270 m_e$, izotopik spini $T=1$, spini $S=0$, toq-juftlikka ega ekan.

Nuklonlarning mezonlar bilan ta'sirlashuvini quyidagicha tasavvur qilish mumkin.



Bu nazariya tenglamalari matematik jihatdan juda murakkab (yechimi bor yoki yo'qligi ma'lum emas). Bu nazariya natijalari miqdoriy xarakterga ega bo'lmay, balki sifat xarakteriga ega.

Yuqori energiyalarda yadroviy kuchni hosil qilishda pionlardan tashqari boshqa og'ir zarralar, masalan, k -mezonlar ham qatnashadilar.

III-BOB. YADRO MODELLARI

§ 3.1 Yadro modellari

Ma'lumki, atom yadrosi ikki xil nuklon: n va p lardan tashkil topgan murakkab kvantomexanik sistemadir. Nuklonlarning o'zaro ta'sir qonunlariga asoslanib, atom yadrosi xususiyatlarini bayon etish, yadro tuzulishini aniqlash va har xil sharoitlarda unda sodir bo'layotgan jarayonlarni tadqiq qilish yadro fizikasi bo'yicha olib borilayotgan ilmiy-tadqiqot ishlarining asosiy vazifasini tashkil qiladi.

Ikki nuklon orasidagi o'zaro ta'sir etuvchi kuch to'g'risida ma'lumot olishning bevosita usuli nuklon-nuklon sochilishini o'rganish va ^2H ning xususiyatlarini tahlil qilishdan iboratdir.

Hisoblashlar uchun ikki nuklon orasida ta'sir etuvchi kuchning kattaligini emas (fazoviy, spin, izospin) koordinatalar funksiyasi potensial energiyasini bilish kerak bo'ladi. Biroq yadro potentsiali Kulon va gravitatsion potentsiallariga nisbatan ancha murakkab.

Garchan hozircha yadro potentsialini analitik ravishda ifodalash mumkin bo'lmasa ham uning ayrim xususiyatlari haqida yetarlicha ma'lumotga egamiz. Yadro potentsiali sferik simmetriyaga ega emas. Bunga ^2H ning kvadrupol momentga ega bo'lishi misoldir. Yadro potentsiali chekli radiusga ega. U $0,5 \cdot 10^{-15}$ m dan kichik masofalarda chuqurligi bir necha 10 MeV bo'lgan tortishish potentsiali potentsial o'ra bilan almashinishi mumkin.

Yadro kuchlari atomlarni molekullarda birlashtirib turuvchi ximiyaviy kuchlarga nisbatan million marta katta bo'lsa ham ta'sir radiuslari kichik bo'lganligidan ular nisbatan zaif tuyuladi. Nima uchun shunday ekanligini tushunish uchun R-masofadagi ikkita bog'langan zarra $2R > \lambda$ de-Broyl to'lqin uzunligiga ega bo'lsin. $\lambda = \frac{\hbar}{\mu g}$, bunda g -zarraning nisbiy tezligi, μ -keltirilgan

massa, $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$, $2R \geq \lambda$ boshqacha yozsak $\mu g \geq \frac{\hbar}{2R}$. Zarraning kinetik

energiyasi $(\mu g)^2 \geq \left(\frac{\hbar}{2R}\right)^2$;

$$\frac{1}{2} \mu g^2 = \frac{\hbar}{8\mu R^2} = \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot \frac{1}{2} (1,67 \cdot 10^{-27})(2,4 \cdot 10^{-13})^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 71 \text{ MeV}$$

Shunday qilib, yadro kuchlarining ta'sir radiusi chegarasida bo'lishi uchun ikki nuklonning kinetik energiyasi eng kamida 71 MeV bo'lishi kerak. Bu nuklonlarni ushlab turuvchi potentsial o'raning chuqurligidan ancha katta.

Demak ^2H –uyg'ongan holatda bo'lolmaydi. $\Delta E = 2,2 \text{ MeV}$ ^2H ning proton va neytronlari deyarli yarim vaqtini yadro kuchlari ta'siri sohasidan chetda o'tkazadi.

Yadro potentsiali sistemaning holatiga bog'liq. Masalan, ${}^2\text{H}$ $I=1$ mavjud, $I=0$ mavjud emas. Nisbiy harakat miqdoriga ham bog'liq harakat miqdori momenti \hbar -juft qiymatida tortishish kuchlari bor, toq qiymatida bunday kuchlar yo'q. Nuklonlarning sochilishi potentsial energiyaga nuklonlar spin vektorlarining nisbiy joylashishiga va sistemaning orbital harakat miqdori momentiga bog'liqligini ko'rsatuvchi had bo'lishligini talab qiladi. Spin orbital bog'lanish borligini bildiradi.

Yadro potentsiali almashinuv xarakteriga ega. Xuddi ximiyaviy bog'lanish ikki atom orasidagi elektronlarning almashinuvi kabi yadro kuchlarini ikki nuklon orasidagi biror zarra vositasida bo'ladi deb qarash kerak. Bundan nuklon murakkab deb qaramaslik lozim. Yapon olimi Yukava fikri bo'yicha almashinuv virtual zarralar bilan deb qaraladi. Virtual zarralarning paydo bo'lishi energiya saqlanishi zarra yashash vaqtining juda qisqaligi bilan tushuntiriladi.

Geyzenberg noaniqlik printsipi ko'rsatishicha $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$, zarra yashash vaqti $\Delta t \geq \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{mc^2}$, ta'sir radiusi $R \cong c\Delta t \geq \frac{\hbar}{mc}$.

Nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvida yadro maydonida massasi $\sim 270 m_e$ bo'lgan zarra hosil qiladi. Hozirgacha bunday maydonning to'la nazariyasi mavjud emas, biroq taqribiy nazariyalar tadqiqotlar olib borishda muhim qurol bo'lib hisoblanadi.

Shunday qilib, mavjud bo'lgan tajriba dalillari nuklonlararo o'zaro ta'sir potentsialining yagona shaklini tanlab olishga imkon bermadi. Hatto ikkita erkin nuklon uchun ham o'zaro ta'sir potentsiali to'la aniq emas. Hozirgi kvant mexanikasi apparatining murakkabligi yadro xususiyatlarini yetarli darajada tahlil qilish uchun imkon bermaydi. Yadro xarakteristikalarini hisoblash uchun zamonaviy hisoblash mashinalarining quvvati hatto $A=5$ bo'lgan yengil yadrolarga ham yetmaydi.

Shu sababli hozircha yadro xususiyatlarining barcha ta'sirlarini hisobga olgan hisoblashning iloji yo'q. Real yadroning xarakteristikalarini emas, balki matematik va fizik jihatdan soddalashtirilgan yadro modellari deb ataladigan har xil sistemalarning xususiyatlarini hisoblashga to'g'ri keladi. Yadro modeli tajriba natijalariga asoslangan holda tanlab olinadi, so'ngra bu modelga mos keluvchi turlicha taxminlar ishlab chiqiladi. Demak, birgina fizik jarayonni bayon qilish uchun turlicha modellar mavjud bo'lishi mumkin.

Yadroning xususiyatlarini hisoblash mumkin bo'lishi uchun model yetarli darajada sodda bo'lishi, shu bilan birga, hech bo'lmaganda u real yadrolarning xususiyatlarini taxminan aks ettirishi lozim. Har qanday model yadro xususiyatlari haqidagi fizikada mavjud bo'lgan bilimlarning xulosasi va umumlashuvidan iboratdir. Har qanday model yadro xususiyatlarini to'la aks ettira olmaydi. Shuning uchun har bir modelning qo'llanish chegarasi mavjud. Model tadqiqotlarni davom ettirish asosiy yo'nalishni ko'rsatadi va har xil xossalarni ma'lum nuqtai nazarda turib bir-biri bilan bog'lanishga imkon beradi.

Yadro modellari ikki xil boshqa-boshqa yo'nalish asosida yaratilgan.

Birinchi yo'nalish «Kuchli o'zaro ta'sir modellari». Bu modelga ko'ra yadro o'zaro kuchli ta'sir etuvchi va o'zaro kuchli bog'lanishda bo'lgan zarralar ansambli

deb qaraladi. Moddalarning bu guruhiga «Suyuq tomchi modeli», «alfa zarra modeli», «birikma yadro modeli»lari kiradi.

Ikkinchi yo'nalish «erkin zarralar modellari», bunda har bir nuklon yadroning boshqa nuklonlarning o'rtachalashtirgan maydonida deyarli bog'liqsiz, erkin ravishda harakatlanadi. Bu guruhda fermigaz, qobiqli umumlashgan yoki kollektiv modellar kiradilar.

§ 3.2 Tomchi modeli

Tomchi modeli eng dastlabki modellardan biridir. Bu modelni atom nazariyasining asoschilaridan daniyalik olim Nils Bor taklif qilgan. Tomchiga yadroga o'xshashlik dalillari: yadro zichligi juda katta ($\sim 10^{14}$ r/sm³) bo'lib, siqilmaydi, yadro hajmining undagi nuklonlar soniga proporsionalligi ($R=R_0A^{1/3}$; $V=\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$) va turli yadrolarda nuklonlar o'rtacha energiyasining taxminan doimiyliigi ($\epsilon=8$ MeV), yadro moddasi bilan suyuqlik tomchisining o'xshashligi. Bunda yadro kuchlari ham suyuqlik molekulari orasidagi ta'sir kuchlariga o'xshash to'yinish qobiliyatiga ega ekanligi kelib chiqadi.

Tomchi modelida yadro zichligi bir xil ekanligi to'g'risidagi eksperimental ma'lumotlarga asoslangan Bor yadrodagi nuklonlarning harakati suyuqlikdagi atom va molekularlarning harakatiga o'xshaydi, deb faraz qiladi. Suyuqlikning tashqi ta'siriga uchramagan tomchisi sirt taranglik tufayli sfera shaklida bo'ladi.

Tomchi modeli yadroning massasi va bog'lanish energiyasining yarim empirik formulasini chiqarish, yadrolarning zarralarni nurlanish va bo'linishiga turg'unligini aniqlash va shuningdek, bu jarayonlarda ajraladigan energiyalarni hisoblash imkoniyatlarini beradi.

Model yadroning neytronlar, protonlar va alfa zarralar bilan ta'sirlashuvida yuzaga keladigan ayrim xususiyatlarini tushuntiradi. Xususan bu model yordamida neytron yadro bilan to'qnashib, yadroga yutilib gamma-kvantlar chiqishini tushuntiradi. Nuklonlarning yadro ichida nihoyatda katta zichlikka ega bo'lishligi va yadro ta'sirlarining kuchlilik tufayli neytron o'z energiyasini boshqa nuklonlarga beradi, ya'ni izotop hosil bo'ladi, neytron energiyasi yadroda taqsimlanadi. Yadro nuklonlarining tezligi oshadi, uyg'ongan holatga o'tadi. Shuning uchun uyg'ongan yadroni qizdirilgan tomchi deyish mumkin. $T=\frac{E}{k}$ agar nuklon $E \approx 10$ MeV bilan kirsam (10^7 eV= $1,6 \cdot 10^{-5}$ erg) bo'lsa uyg'ongan yadroning temperaturasi

$$T = \frac{E}{k} = \frac{1,6 \cdot 10^{-5} \text{ erg}}{1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{grad}^{-1}} \approx 1,2 \cdot 10^{11} \text{ grad} * \text{ekivalent}$$

Tomchi modeli yadroning kollektiv harakatini tushuntiradi. Yadro tomchi ichida sirt tebranishlari, siqilishi mumkin bo'lgan modda uchun zichlik tebranishlar bo'lishi mumkin. Yadro tomchi muvozanat holatida R-radiusli sferik shaklga ega bo'ladi. Yadro tomonidan yutilgan nuklonning sferik shaklini buzadi, yadro deformatsiyalanadi. Sirt taranglik yadro shaklini qayta tiklovchi kuch rolini

o'ynaydi. Natijada yadro-tomchi sirtida to'lqin uzunligi $\lambda = \frac{R}{l}$ bo'lgan sirt to'lqinlari vujudga keladi (1-tomchi sirtidagi to'lqin do'ngliklarining soni).

Kinetik va potensial energiyalar ifodasidan ($1 \gg 2$) to'lqin chastotasi

$$\omega_l^2 = \frac{4\pi\sigma l^3}{3M}$$

(M-yadro massasi, σ -sirt taranglik koeffitsienti) $\sigma = 10^{20} \text{ erg/sm}^2$

$$E_\sigma = 4\pi\sigma R^2 A^{2/3} = U_\sigma A^{2/3};$$

Yadro tomchi tebranma energiyasi

$$\hbar \omega_1 \approx \left(\frac{U_\sigma}{3MR^2} \right)^{1/2} \hbar l^{3/2}$$

Tomchi modeliga ko'ra yadroning sirt tebranma energiyasini yadroning qo'zg'algan (uyg'ongan) holatlari energiyasi deb qarash mumkin. Hamma juft-juft yadrolar birinchi uyg'ongan holatining xarakteristikasi 2^+ . Birinchi uyg'ongan holatda bir foton, ikkinchisida ikki foton va h.k. Spinlari 1 va 3 bo'lgan holatlar taqiqlangan. 1-rasmda yadrolarning tebranma uyg'ongan energiya sathlarining nazariy sxemasi keltirilgan.

N=3	E=3hW	_____	0 ⁺ 2 ⁺ 3 ⁺ 4 ⁺ 6 ⁺
N=2	E=2hW	_____	0 ⁺ 2 ⁺ 4 ⁺
N=1	E=hW	_____	2 ⁺
N=0	E=0	_____	0 ⁺

3.1-rasm.

Real yadrolar haqiqatdan ham tebranma modelning oldindan tavsiflariga mos spektrga ega.

Tomchi modeliga asoslanib, Veytsezeker deyarli bircha yadrolar uchun tajribalarga qanoatlanarli ravishda to'g'ri keladigan yadro bog'lanish energiyasining yarim empirik formulasini yaratdi.

Tomchi modeliga ko'ra izobar yadrolarda β -yemirilishga nisbatan β -turg'unlik shartini va β -yemirilish turlarini ko'rsatish mumkin. Bo'lardan tashqari, bu model asosida yadrolarning bo'linishini tushuntirish oson. Masalan, yadrodagi protonlar Kulon o'zaro ta'sir energiyasining sirt deformatsiyasiga ta'siri Z-ning katta qiymatlarida sezilarli bo'ladi. Agar protonlarning Kulon energiyasi sirt taranglik energiyasidan katta bo'lsa, $\frac{E_\kappa}{E_\sigma} \geq 2$ shartni qanoatlantiradigan yadro sirt

deformatsiyalariga nisbatan barqaror bo'lolmay qoladi va o'z-o'zidan ikki bo'lakka parchalanib ketadi. Yadroning bo'linishiga nisbatan barqarorlik sharti $\frac{Z^2}{A} < 46,52$ tajriba natijalariga mos keladi.

Shunday qilib, tomchi modeli tebranma holatlar, β -yemirilishga nisbatan turg'unlik shartlarini, yadro bog'lanish energiyalarini, yadroning bo'linish

shartlarini yaxshi tushuntiradi, lekin magik yadrolar yadroning uyg'ongan holat xossalarini tushuntira olmaydi.

§ 3.3 Yadro bog'lanish energiyasi uchun Veyszeckerning yarim empirik formulasi

1935 yil K.Veyszecker tajriba natijalariga asosan yadroni suyuq tomchi deb qarab, yadro bog'lanish energiyasi uchun yarim empirik formulasini yaratdi. Yadroning siqilmasligi, nuklonlar orasidagi ta'sirlashuv qisqa masofada katta parametr bilan bo'lishligi, solishtirma bog'lanish energiyasining doimiyligi yadro moddasining suyuq tomchiga o'xshaydi deyishlikka asos bo'ladi. Yadro bog'lanish energiyasi massa soni bilan chiziqli bog'langan.

$$E_{\text{bog'lanish}} = \alpha A \quad (3.1)$$

Bu yerda α -solishtirma bog'lanish energiyasi, A - massa soni. Birinchi ifodada A nuklondan tashkil topgan yadroda hamma nuklonlar bir xil bog'lanish energiyasi bilan bog'lanib turibdi deb qaraladi. Aslida shunday emas, chunki yadro suyuq tomchi – shar shaklida bo'lsa, sirtida joylashgan nuklonlar to'la sirti bilan ta'sirlasha olmaydi, faqatgina ichki tomondan ta'sirlashdi. Shuning uchun sirt energiyasiga tuzatma kiritishlik lozim.

Shar sirti uchun sirt energiyasi $E_{\text{bog'lanish}} = \sigma \cdot 4\pi R^2$ (3.2) bunda σ - sirt taranglik koeffitsienti.

$$\sigma_{\text{yadro}} = 10 \text{ erg/sm}^2 = 10^{17} \text{ J/sm}^2 \quad \left(\sigma_{\text{yad}} \approx 10^2 \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2} \right)$$

Yadro sirt taranglik koeffitsientining suvnikiga nisbatan juda katta bo'lishligi yadro bog'lanish energiyasining kattaligidan (R -yadroning radiusi).

$$E_{\text{bog'lanish}} = \sigma \cdot 4\pi R_0^2 A^{2/3} = 4\pi\sigma R_0^2 A^{2/3} = \beta A^{2/3}$$

Yadro hajmi A -proportsional, sirt energiyasi $A^{2/3}$ tartibda oshib borsa, yadro o'lchami oshib borishi bilan sirt yuzasining hajmga nisbati kamayadi, demak og'ir yadrolarda bog'lanish energiyasining sirt energiyasi hisobidan kamayishi pasayadi. Sirt energiyasi $E_{\sigma} \sim A^{2/3}$ tartibda bog'lanish energiyasini kamaytiradi.

$$E_{\text{bog'lanish}} = \alpha A - \beta A^{2/3}$$

Yadro zaryadlangan shar deb qaralsa, yadrodagi protonlarning o'zaro Kulon itarilish energiyasi hisobidan ham bog'lanish energiyasi kamayishini e'tiborga olish lozim. Bu energiya Z^2 bog'liq bo'lganligi sababli og'ir yadrolarda yetarli darajada katta bo'ladi. Elektrodinamikadan ma'lumki, tekis zaryadlangan shar uchun Kulon energiyasi

$$E_{\kappa} = \frac{3(Zt)^2}{4\pi\epsilon_0 5R} = \frac{3e^2}{20\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z^2}{R_0 A^{1/3}} = \gamma Z^2 A^{1/3}$$

Yadro bog'lanish energiyasi yadrodagi proton va neytronlarning farqiga ham bog'liq bo'lib, proton va neytronlar soni teng bo'lganda yadrolar turg'un bo'ladi. Protonlar soni neytronlar soniga teng bo'lgan yadrolar uchun $Z=A/2$ dir va bu tenglikdan har ikki tomonga o'zgarishi yadroning bog'lanish energiyasini

kamayishiga sabab bo'ladi. Proton bilan neytronlarning o'zaro teng bo'lmasligini $\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2$ miqdor xarakterlaydi. Shuning uchun yadroning bog'lanish energiyasining nuklonlar simmetrikligi tufayli kamayishini hisobga oluvchi $-\xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}$ had kiritilishi lozim.

Bu haqda A^{-1} ko'paytuvchi shuning uchun kiradiki, neytron proton juftining paydo bo'lishi bilan bog'lanish energiyasiga kiritiladigan o'sish shunday juftning berilgan hajmda bo'lish ehtimoligiga chiziqli bog'liq: bu ehtimollik esa yadro hajmiga teskari proporsional. Bu tuzatmani yadro tomchi modeli bilan tushuntirib bo'lmaydi, uni Pauli printsipiga ko'ra fermi-gaz modeli bilan tushuntiriladi.

Yadro bog'lanish energiyasiga yana bir tuzatma bu nuklonlarning juft yoki toqligiga ko'ra bog'lanish energiyasining o'zgarishiga tuzatmadir. Juft protonli va juft neytronli juft-juft yadrolar (50-55 ta) ning bog'lanish energiyasidan kamroq va nihoyat toq-toq yadrolardan to'rttagina yadro $\{ {}^2_1H, {}^6_3Li, {}^{10}_5B, {}^{14}_7N \}$ turg'un.

Juft-juft yadrolarning mustahkam bog'lanishligini va tabiatda ko'p tarqalganligini ikki bir xil nuklon qarama-qarshi yo'nalgan spinlarning juftlashishi va energetik sathni to'ldirishga intilishi bilan tushuntirsa bo'ladi. Shunday qilib, nuklonlar juft-toqligiga $\delta A^{-3/4}$ tuzatma kiritiladi.

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{juft-juft yadro uchun} \\ 0 & \text{A-toq juft-toq, toq-juft} \\ -|\delta| & \text{toq-toq yadro uchun} \end{cases}$$

Bog'lanish energiyasi uchun K.Veytsezeker formulasi

$$E_{\text{bog'}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta A^{-3/4}$$

Bunda birinchi had αA -hajm energiyasi, ikkinchi $\delta A^{-3/4}$ -had sirt, uchinchi had $\gamma Z^2 A^{-1/3}$ -Kulon energiyalarini ifodalaydi. To'rtinchi va beshinchi hadlar nuklonlar simmetriklilik va toq juftliklariga tuzatmalar. Formuladagi beshta: α , β , γ , ξ , δ -koeffitsientlar beshta massalari aniq o'lchangan yadrolarni qo'llash bilan aniqlanadi.

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - E_\delta = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{-3/4}$$

Dastlab, 1954 y. amerikalik fizik Grin ko'plab tajribaga natijalariga ko'ra koeffitsientlarni aniqladilar hozirgi vaqtda koeffitsientlar quyidagicha qiymatga ega:

$$\alpha = 15,7 \text{ MeV}, \beta = 17,8 \text{ MeV}, \gamma = 0,71 \text{ MeV}, \xi = 23,7 \text{ MeV}, \delta = 34 \text{ MeV}$$

Bu formula yordamida istalgan Z va A yadroning massasini, va bog'lanish energisini $\sim 10^{-4}$ aniqlikda hisoblash mumkin. Bundan tashqari α -yemirilish, proton, neytronlarni yadrodan ajratish, bo'linish va sintez reaksiyalarida ajraladigan energiyalarni katta aniqlikda hisoblash imkoniyatini beradi.

§ 3.4 Fermi gaz modeli

Yadroni tashkil qilgan nuklonlar spinga ega va Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Mazkur modelda yadroni tashkil qilgan har bir zarra yadroning boshqa nuklonlari tomonidan hosil qilingan o'rtacha maydonda deyarli mustaqil harakat qiladi deb hisoblanadi. Mustaqil harakat deganda zarraning yadro ichidagi o'rtacha erkin yugurish yo'li yadroni diametriga yaqin bo'ladi. O'zaro kuchli ta'sirlashadigan nuklonlar deyarli o'zaro ta'sirlashmaydigan zarralardan tashkil topgan gaz deb qabul qilish mumkin. Yadrodagi nuklonlar fermion bo'lib, bir vaqtning o'zida bir xil harakatga ega bo'la olmaydi, ya'ni aynan bir holatda, bir energetik sathda spin yo'nalishlari bilan farq qiladigan faqat ikkita proton yoki ikki neytron bo'lishi mumkin xolos. Mikrozarralarning Pauli printsipiga amal qiluvchi va hamma pastki sathlarni to'liq to'ldiruvchi bunday sistemani aynigan Fermi-gaz modeli deb ataladi. Aynigan Fermi-gaz modeli nuklonlar o'rtasida kuchli o'zaro yadro ta'siri bo'lishiga qaramasdan nuklonlarning to'qnashuvi ta'qiqlanadi va ular xuddi o'zaro ta'siri juda kichik bo'lgandagidek, o'zlarini erkin tutadilar. Aslida esa qandaydir bitta nuklon ikkinchisi bilan to'qnashuvi va o'zining energiya va impulsning bir qismini ikkinchi nuklonga berishi mumkin. Bu holda ikki nuklon bo'shroq va yuqoriroq sathga o'tishi mumkin. Birinchi nuklon esa energiyasi pastroq sathga o'tadi. Ammo pastgi sathlar Pauli printsipiga asosan band bo'ladi. Bu shuni ko'rsatadiki, birinchi va ikkinchi nuklonlar orasida to'qnashuv bo'lmaydi, Pauli printsipi to'qnashuvni ta'qiqlaydi. Shuning uchun yadroning barcha nuklonlari Pauli printsipiga ko'ra yadroning o'rtacha maydoni hosil qilgan potensial o'rada eng pastki sathdan tortib, Fermi energiyasi sathigacha bo'lgan sathlarni ketma-ket egallaydi.

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m}$$

kvant mexanikasida impulsning fazosida holatlar zichligi $\rho = \frac{4\Omega}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4V}{\hbar^2}$

p dan $p+dp$ impulsli nuklonlar $dn = \frac{64\pi^2}{3(2\pi\hbar)^3} R_0^3 p^2 dp$

A ta nuklon uchun $A = \frac{64\pi^2 R_0^3}{3(2\pi\hbar)^3} \int_0^{p_F} p^2 dp = \frac{64\pi^2 R_0^3}{9(2\pi\hbar)^3} p_F^3$

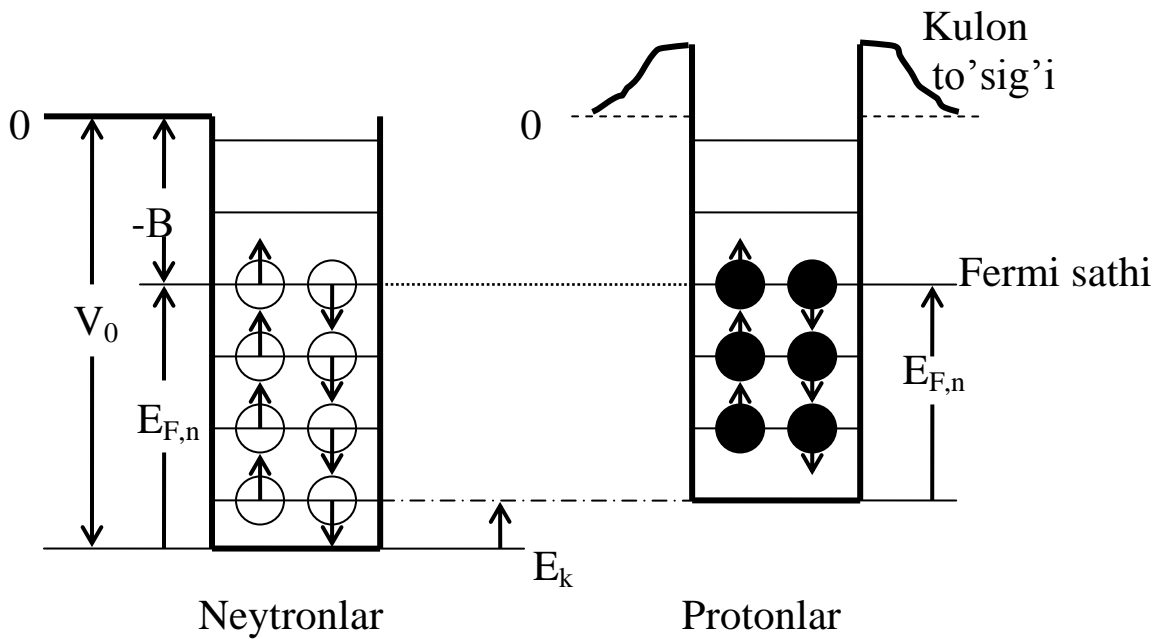
Maksimal impuls $p_F = \hbar(9\pi)^{1/3} \frac{1}{2r_0}$

Yadro nuklonlari noldan boshlab Fermi energiyasigacha bo'lgan sathlarni egallaydi. Uyg'ongan holatlar energiyasi energiyaning ana shu qiymatidan boshlab hisoblanadi.

Proton va neytronlar uchun Fermi impuls $p_F^n = \hbar \left(\frac{n}{A} \right)^{1/3} \frac{1}{r_0}$,

Kinetik energiyasi $E_F^n = \frac{\hbar^2}{2Mr_0^2} \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \approx 54 \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \text{ MeV}$

Agar proton va neytron massalari orasidagi kichkina farqni hisobga olmasak, yadro barqaror bo'lishi uchun eng yuqori proton va neytron holatlarning energiyalari bir xil bo'lishi kerak. Og'ir yadrolarda neytronlar soni protonlar soniga qaraganda ancha kattadir (3.2-rasm).



3.2-rasm

Yadroda tortuvchi markaz bo'lmasada, nuklonlarning o'zaro tortishishi natijasida ular sistemaning inertsiya markazi atrofida to'plangan bo'ladi. Bunda yadroning siqilishiga nuklonlarning yaqin masofalarda o'zaro itarilish ta'sirlari qarshilik qiladi.

Agar yadrodagi nuklonlar harakatining real ta'sirini vaqtincha soddalashtirib, nuklonlararo kuchlar nuklonlarni yadro hajmida faqat ushlab turadi deb hisoblasak, u holda yadro strukturasi tasvirlash masalasi alohida sathlar yoki nuklonlar harakatlanadigan orbitalarning energiyalari va boshqa kvant xarakteristikalarini aniqlashdan iborat bo'ladi. Buning uchun bir nuklonning to'liq funktsiyasi uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak. Bu tenglamada potensial energiya operatori yoki potensial yadroda ma'lum sondagi nuklonni ushlab turishni ta'minlash lozim.

IV-BOB. RADIOAKTIVLIK HODISASI

§ 4.1 Radioaktivlik

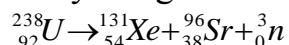
Radioaktivlik vaqtida bir yadro holatidan ikkinchi yadro holatiga o'tadi, bu bilan yadro o'z tarkibida bo'lgan va radioaktivlik vaqtida vujudga keluvchi zarralar (M: alfa, proton, beta, va h.) yengil yadrolar hamda fotonlarni chiqarishi mumkin. Buning natijasida yemirilayotgan yadrolarning tarkibi yoki ichki energiyasi o'zgaradi.

Radioaktivlik tabiiy sharoitda ro'y berib qolmay, sun'iy yo'l bilan ham hosil qilish mumkin. Ammo ikkala radioaktivlik orasida farq yo'q. Radioaktivlik qonunlari radioaktiv izotopning qanday olinishiga bog'liq emas.

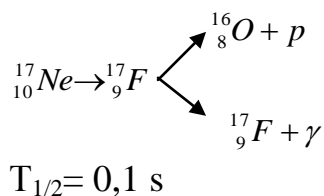
Radioaktivlik yadroning ichki xususiyati bo'lib, har bir yadro o'ziga xos yemirilish turi, intensivligiga ega. Radioaktivlik xususiyati tashqi ta'sirlar (temperatura, bosim, elektr yoki magnit maydon)ga bog'liq emas. Ko'pgina radioaktiv yadrolar nishon yadroni turli tezlantirilgan zarralar bilan bombardimon qilishlik bilan hosil qilinadi.

Dastlabki radioaktiv nurlanishlar tahlili tabiiy radioaktivlik vaqtida alfa, beta zarralar va qisqa to'lqinli gamma fotonlar ekanligini ko'rsatdi.

1939 yilda G.N.Flerov, K.A.Petrjaklar og'ir yadrolarning ($A=240$) o'z-o'zidan ikkita o'rtacha yadroga bo'linishligini kashf etdi.

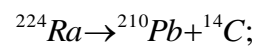
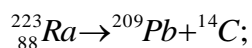
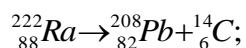


Qaysiki, yadrolarda protonlar soni oshib ketishsa bir proton, ikki proton yemirilishi mumkin. G.F.Flerov 1963 yili proton yemirilishini kuzatgan.



Albatta, proton yemirilish ehtimoliyati raqobatlashuvchi alfa va beta-yemirilishlarga nisbatan juda kichik bo'ladi.

1984 yili Oksford universiteti xodimlari radiy yadrolarining alfa zarralarga nisbatan yirik ${}^{14}\text{C}$ yadrosini nurlanishini qayd qilishdi



1985 yili Dubna va Amerika fiziklari Ne-yemirilishni kashf etdilar.

Radioaktiv yemirilish saqlanish qonunlarining bajarilishligi bilan ro'y beradi.

Radioaktiv yemirilish statistik xususiyatga ega bo'lgan jarayondir. Yemirilayotgan yadrolardan qaysi birini qachon yemirilishini aytolmaymiz. Lekin vaqt birligi ichida nechitasi yemirilishligini aniqlash mumkin. Shuning uchun radioaktivlikni yemirilish ehtimoliyatiga ko'ra o'rganish mumkin.

Radioaktiv yadrolar qarimaydi, yoshga ega emas, yemirilish intensivligi vaqt birligida yemirilgan yadrolar soniga bog'liq.

Vaqt birligida yemirilayotgan (dN) radioaktiv yadrolarning soni shu radioaktiv yadrolarning umumiy soni N ga proporsional. Masalan, dt vaqt oralig'ida dN ga kamayayotgan bo'lsa,

$$-dN = \lambda N dt \quad (4.1)$$

bo'ladi. Bu yerda λ – radioaktiv yemirilish doimiysi, o'lchami $[s^{-1}]$. Vaqt birligida yemirilishlar soni, nisbiy kamayish tezligini ifodalaydi. – manfiy ishora vaqt o'tishi bilan radioaktiv yadrolar sonining kamayishini ko'rsatadi.

(4.1) tenglamani yechish uchun quyidagicha yozamiz:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{N} &= -\lambda dt && \text{integrallasak} \\ \int \frac{dN}{N} &= -\lambda \int dt; && \ln N = -\lambda t + \ln C \\ t=t_0 \quad \text{bo'lganda} \quad N=N_0; & \quad \ln N = \ln C = \ln N_0 && N=N_0=C \\ \ln \frac{N}{N_0} &= -\lambda \cdot t; && N = N_0 e^{-\lambda t} \end{aligned} \quad (4.2)$$

(4.2) formula radioaktiv yemirilish qonuni deyiladi.

Bu qonunga ko'ra radioaktiv yadro vaqt o'tishi bilan eksponensial ravishda kamayib boradi. Formula istalgan vaqt momentida yemirilish ehtimoliyatini aniqlashi mumkin. Lekin (4.2) formula radioaktiv yadrolarning yemirilish intensivliklarini bevosita taqqoslab bo'lmaydi, aniq fizik ma'noga ega emas. Shu maqsadda yarim yemirilish tushunchasi kiritiladi. Yarim yemirilish davri shunday vaqt, bu davr ichida dastlabki radioaktiv yadro ikki marta kamayadi.

U holda (4.2) ifodani yoza olamiz:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}; \quad \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}}; \quad \ln 2 = \lambda T_{1/2} \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (4.3)$$

(4.3) ifoda yarim yemirilish davri bilan yemirilish doimiysi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi.

Radioaktivlik yana o'rtacha yashash vaqti deb ataluvchi τ - kattalik bilan ham xarakterlanadi. Biror t vaqt momentida yemirilmay qolgan yadrolarning yashash vaqti t dan katta bo'ladi. Shu vaqt momentiga qadar yemirilgan yadrolar esa t dan kichik yoki unga teng yashash vaqtiga ega. Bunday yadrolar soni

$$dN(t) = \lambda N(t) dt = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$$

O'rtacha yashash vaqti

$$\begin{aligned} \tau = t &= \frac{\int_0^{\infty} t dN(t)}{\int_0^{\infty} dN(t)} = \frac{\int_0^{\infty} \lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt} = \frac{\lambda N_0 \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt}{\lambda N_0 \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt} = \frac{-\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} t + \frac{1}{\lambda} \int e^{-\lambda t} dt}{-\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} t} = \\ &= \frac{\frac{1}{\lambda} \int e^{-\lambda t} dt}{\frac{1}{\lambda}} = -\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} = \frac{1}{\lambda}; \tau = 1/\lambda \end{aligned}$$

τ -ning qiymatini (4.2) ifodaga qo'ysak

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-1} = N_0 / e$$

Demak, o'rtacha yashash vaqti radioaktiv yadrolarning e-marta kamayish vaqti ekan.

Shunday qilib, radioaktivlikni yemirilish doimiysi, yarim yemirilish davri va o'rtacha yashash vaqti bilan xarakterlanishi mumkin ekan. Bu kattaliklar o'zaro quyidagicha munosabatda:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau$$

§ 4.2 Aktivlik

Radioaktiv namunaning vaqt birligida yemirilishlar soni aktivlik deb ataladi.

(4.1) formuladan $dN = \lambda N dt$

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N;$$

Aktivlik birligi qilib SI sistemasida bekkerel (Bk) qabul qilingan: 1Bk=1 yemir/s. Hosilaviy birliklari kyuri (Ku), rezerford (Rd); 1 Ku=3,7*10¹⁰Bk, 1 Rd =10⁶Bk.

Tajribada radioaktiv manba yarim yemirilish davrining katta yoki kichikligiga ko'ra turlicha uslublar qo'llaniladi. Masalan, aktivlikning pasayishi (T_{1/2}-soat, kun, oylarda bo'lsa), qisqa yashovchi bo'lsa, hosil bo'lgan ion toklariga ko'ra, radiometr, mos tushish usullari va h.k.

Radioaktivlik hodisasining eng ajablanarli tomoni yadro ta'sirlashuv vaqtiga nisbatan juda katta kechikishidir. Haqiqatdan ham yemirilishlar barcha turlari yadroda kechadi. Ma'lumki, yadro kuchlari uchun ta'sirlashuv vaqti ~10⁻²¹ s, lekin radioaktiv yemirilish davri esa 10¹⁰ yillar (M: ²³⁸U uchun T_{1/2}=10¹⁰ y, bu 10¹⁷s) bo'ladi. Ya'ni ²³⁸U yadrosidan chiquvchi α - zarra yadroda 10³⁸ marotaba aylanadi navbatdagi 10³⁸+1 aylanishda yadrodan chiqishi mumkin ekan.

Radioaktiv yemirilishlarda nurlanishlarning kechikishi quyidagicha:

1) Zaryadli zarralar yadrodan chiqishda Kulon to'sig'iga uchraydi (Kulon to'sig'i og'ir yadrolarda ~30 MeV, yemirilish energiyasi ~4 MeV. Klassik fizika qonunlari bo'yicha yadrodan zarra chiqishi mumkin emas, kvant mexanikasi bo'yicha zarra to'siqdan sizib o'tishi mumkin).

2) Radioaktivlik kuchsiz ta'sirlashuvga ko'ra ro'y berishligi. (Yadroda beta-yemirilish kuchsiz ta'sirlashuvga ko'ra amalga oshadi, shunga ko'ra yadro ta'sirlashuvdan kuchsiz ta'sirlashuv necha marta kichik bo'lsa, yemirilish vaqti shuncha marotaba kechikadi).

3) Yemirilish energiyasining kichik bo'lishligi radioaktivlik vaqtini kechiktiradi. (Masalan, yuzta nuklonli A=100 yadro uyg'onish energiyasi 10 MeV bo'lsin. Har bir nuklonga 0,1 MeV to'g'ri keladi, bu energiya solishtirma bog'lanish energiyasidan kichik, lekin hamma uyg'onish energiyani birorta nuklonga berishi, bu bilan nuklon chiqib ketishi ehtimoliyati bor).

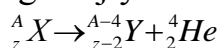
4) Radioaktiv yadro va mahsul yadrolar kvant xususiyatlarining (spin, juftlik, orbital moment) keskin farq qilishligi. Masalan, dastlabki yadro $h_{11/2}$ holatda, mahsul yadro $S_{1/2}$ holatda bo'lsin, bunda dastlabki yadro uchun $I=11/2$, $l=5$, $P=-1$, mahsul yadro uchun $I=1/2$, $l=0$, $P=+1$, $\Delta I=5$, $\Delta l=5$ juftlik o'zgaradi. Demak, spin, orbital moment, juftlik saqlanmasligi yemirilishni ta'qiqlaydi.

§ 4.3 Alfa-yemirilish

Alfa-yemirilish yadroviy kuchlar ta'sirida barcha saqlanish qonunlarining bajarilishligi bilan ro'y beradi. Alfa zarralar xossalarini o'rganish zaryadi $Z=2$, massa soni $A=4$, bog'lanish energiyasi $E=28$ MeV, spini $I=0$, magnit momenti $\mu=0$ bo'lgan yalong'och geliy atomi ekanligini ko'rsatdi.

Tabiiy radioaktiv alfa-yemirilish faqat davriy sistemaning oxiridagi $Z>82$ vismutdan keyin joylashgan og'ir element izotoplarida kuzatiladi. Sun'iy ravishda nuklonlar soni $A=140-160$ sohada yotuvchi nodir yer elementlarida ham alfa aktiv izotoplar hosil qilinadilar.

Alfa-yemirilgan yadro zaryadi $\Delta Z=2$, massa soni $\Delta A=4$ ga kamayadi, davriy sistemada ikki katak oldinga siljiydi:



Alfa-yemirilish energetik jihatdan mumkin bo'lishi uchun ushbu shart bajarilishi lozim:

$$M(A, z) > M(A-4, z-2) + M({}^4_2 He) \quad (4.4)$$

ya'ni dastlabki ona yadroning massasi (energiyasi) hosilaviy yadro va alfa-zarra massa(energiya)lari yig'indisidan katta bo'lishi kerak.

Energiyalar farqiga α -yemirilish energiyasi E_α deyiladi. Yemirilish energiyasi bo'laklarga (α -zarra va hosilaviy yadrolarga) kinetik energiya berishga sarf bo'ladi.

$$E_\alpha = [M(A, z) - M(A-4, z-2) - M({}^4_2 He)]c^2 = T_\alpha + T_{h.ya} \quad (4.5)$$

bu yerda $T_\alpha + T_{h.ya}$ -lar α -zarra va hosilaviy yadrolar kinetik energiyalari.

Agar yemiriluvchi yadro nisbatan tinch holatda $P(A, Z)=0$ bo'lsa, alfa zarra (p_α) va hosilaviy yadro ($p_{h.ya}$) impulsar tengligidan α -zarra va hosilaviy yadrolar tepki energiyasini topish mumkin

$$\vec{p}(A, z) = p_\alpha + p_{h.ya} \quad (4.6)$$

$$\vec{p}(A, z) = 0 \quad \left| \vec{p}_\alpha \right| = \left| \vec{p}_{h.ya} \right| \quad (4.7)$$

$$M_\alpha T_\alpha = M_{h.ya} T_{h.ya}; \quad T_{h.ya} = \frac{M_\alpha}{M_{h.ya}} T_\alpha$$

(4.5) shartdan

$$E_\alpha = T_\alpha + T_{h.ya} = T_\alpha + \frac{M_\alpha}{M_{h.ya}} \cdot T_\alpha = \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_{h.ya}}\right) \cdot T_\alpha ;$$

$$T_{\alpha} = \frac{M_{h.ya.}}{M_a + M_{h.ya.}} \cdot E_{\alpha} \quad (4.8)$$

Xuddi shuningdek $T_{h.ya.} = \frac{M_a}{M_a + M_{h.ya.}} \cdot E_{\alpha} \quad (4.9)$

Shunday qilib, α -yemirilish energiyasi E_{α} ning asosiy qismi zarra kinetik energiyasiga, ozgina ($\sim 2\%$ ga yaqin) qisminigina hosilaviy yadro tepki energiyasiga sarf bo'lar ekan.

Masalan, ${}^{212}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{208}_{81}\text{Tl} + \alpha$ yemirilishda $E_{\alpha} = 6,203 \text{ MeV}$

(4.8) va (4.9) formulalarga ko'ra

$$T_{h.ya.} = \frac{M_a}{M_a + M(Tl)} \cdot E_{\alpha} = \frac{4}{4 + 208} \cdot 6,2 \text{ MeV} = 1,117 \text{ MeV}$$

$$T_{\alpha} = \frac{208}{4 + 208} \cdot 6,2 \text{ MeV} = 6,08 \text{ MeV}$$

Alfa-yemiriluvchi yadrolar bo'yicha tajriba xulosalari:

- 1) Ko'pgina yadrolardan chiquvchi α -zarralar energiyasi monoxromatik.
- 2) Ayrim hollarda energiyalari bir-birlariga yaqin bo'lgan bir necha monoxromatik α -zarralar chiqarishadi, bunga α -yemirilishning nozik strukturasi deyiladi. Masalan,

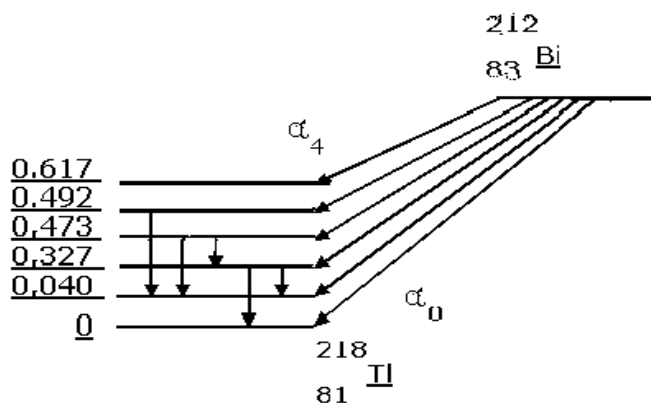
$$T_{\alpha 1} = 4,88 \text{ MeV} (96\%)$$



$$T_{\alpha 2} = 4,68 \text{ MeV} (4\%)$$

Qavs ichida α -zarralar intensivligi foiz hisobida keltirilgan.

Alfa yemirilishning nozik strukturasi dastlabki yemiriluvchi ona yadroning hosilaviy yadro uyg'ongan holatlariga yemirilish tufayli hosil bo'ladi. Hosilaviy yadro asosiy holatiga uyg'ongan holatidan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadilar (4.1-rasm).

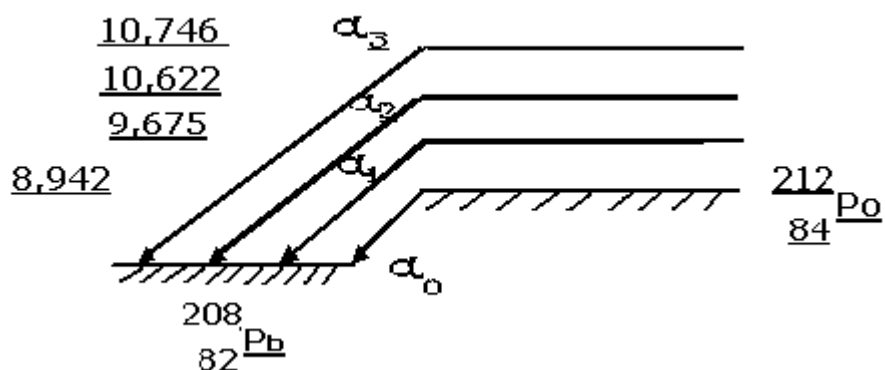


4.1-rasm.

Alfa spektr nozik strukturasi hosilaviy yadroning uyg'ongan holatlari va energiyalarini, ya'ni yemirilish sxemasini aniqlash imkoniyatini beradi.

Alfa spektr nozik strukturasi α_0 -energiyasi yemirilish qiymatiga mos kelsa, qolgan $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ - zarralar energiyalari mos ravishda uyg'onish energiya qadar kichik chiqadi.

Ba'zi hollarda alfa yemiriluvchi ona yadroning uyg'onan holatidan hosilaviy yadro asosiy holatiga yemirilish bilan ro'y berishi mumkin. Bu alfa zarralar kinetik energiyasi uyg'onish energiyasi qadar katta bo'ladi. Bunday alfa-zarralar uzoq chopuvchi alfa-zarralar deb ataladi (4.2-rasm).



4.2-rasm

Bunda $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ lar α_0 -dan uyg'onish energiyalari qadar energiyalari ortiq bo'ladi. Uzoq chopuvchi α -zarralar yemiriluvchi yadroning yemirilish sxemasini aniqlash imkoniyatini beradi.

3) Alfa zarralar intensivligi energiyasiga bog'liq bo'lib, energiyasi oshishi bilan intensivligi keskin osha boradi.

4) Alfa tabiiy radioaktiv izotoplardan chiquvchi α -zarralar energiyalari $4\text{MeV} < T_\alpha < 9\text{ MeV}$ oralig'ida, bu yadrolarning yarim yemirilish davrlari $T_{1/2}$ esa $3 \cdot 10^{-7}$ sekund $< T_{1/2} < 5 \cdot 10^{15}$ yil oralig'ida bo'ladi. Alfa zarralar kinetik energiyalari nisbati 2,5 marta o'zgarsa, yarim yemirilish davrlari nisbati 10^{24} marotaba o'zgaradi. Lekin shunday katta farq bo'lishiga qaramasdan alfa yemirilish davri bilan energiyasi o'rtasidagi aloqadorlik mavjud. Alfa zarralar energiyasi 1% kamaysa, yarim yemirilish davri 10 marotaba oshadi, agar energiya 10% kamaysa, yarim yemirilish davri 2-3 tartibga o'zgaradi. Tajriba natijalariga asoslanib bu bog'lanishni 1911-1922 yillar Geyger-Nettollar aniqlaganlar.

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B \quad (4.10)$$

Bu yerda λ -yemirilish doimiysi, A, B –doimiy sonlar (radioaktiv oilalarga xos bo'lgan o'zgarmas son), R_α - α -zarraning havoda chopish masofasi.

Alfa zarraning havoda chopish masofasi kinetik energiyasi orqali $R_{sm}=0,3 T_\alpha^{3/2}$ MeV ifodalanadi. U holda (4.10) ifodani

$$\lg \lambda = A \lg T_\alpha + B' \quad (4.11)$$

ko'rinishda yozamiz.

(4.11) Geyger-Nettol formulasi ahamiyati shundaki, uzoq yashovchi alfa yemiriluvchi yadrolarning yarim yemirilish vaqtini bevosita o'lchash mumkin

bo'lmagan yadrolarda bu yadrolardan chiqayotgan hajm energiyasi, ikkinchi α -zarralar kinetik energiyasiga ko'ra yemirilish vaqtini aniqlash mumkin.

5) Alfa yemirilish energiyasi massa soniga bog'liq bo'lib, massa sonining oshishi bilan energiyasi oshib boradi, bu o'zgarishda ikkita maksimum qiymati uchraydi: biri $A=145$ da, ikkinchisi $A=212$ da.

Alfa energiyasining massa soni A oshishi bilan o'sib borishligini tomchi modeliga ko'ra, Kulon energiyasi oshishligi bu bilan bog'lanish energiyasining kamayib, massasini oshib borishligi bilan tushuntirish mumkin. Ya'ni dastlabki yadroda hosila yadroga qaraganda zaryad katta, Kulon energiyasi katta, bog'lanish energiyasi kichik, massasi esa oshib boraveradi. Alfa zarralar energiyasi oshib borishligini solishtirma bog'lanish energiyasiga ko'ra tushuntirish mumkin. Solishtirma bog'lanish energiyasini massa soniga bog'liqlik grafigidan ko'rinib turibdiki, o'ta og'ir yadrolarga qariyb $5,5$ MeV to'g'ri keladi. Bu degan so'z, og'ir yadrodan bir proton yoki bir neytronni ajratib olish uchun yadroga $5,5$ MeV energiya berish zarur, demakdir.

V-BOB. BETA-YEMIRILISH TURLARI

§ 5.1 Beta-yemirilish

Radioaktiv yadro β -yemirilish tufayli qo'shni izobar yadroga o'tadi. Beta-yemirilishda yadro zaryadi $\Delta Z \pm 1$ ga o'zgaradi, massa soni A o'zgarmaydi. Beta-yemirilish energiyasi 18 keV dan 16 MeV gacha bo'lib, barcha yadrolar sohasida kuzatiladi. Beta-zarraning aynan elektron ekanligiga $\beta \equiv e$ quyidagi ilmiy dalillarni keltirish mumkin:

- 1) β^- - zarra zaryadi, massasi, spini, magnit momenti elektronikiga teng;
- 2) β^+ - zarra atom qobiq elektronlari bilan annigilyatsiya beradi $\beta^+ + e \rightarrow \gamma + \gamma$ (annigilyatsiyalashuvni faqat antizarralargina vujudga keltiradi);
- 3) Beta-yemirilish atom qobiq elektronlarini yadro tomonidan qamrab olish bilan ham bo'ladi.
- 4) Beta-zarra elektron kabi Pauli tamoyiliga buysunadi, yadrodan chiquvchi β -zarra atom qobig'ida to'xtab qolmaydi, albatta, atomdan tashqariga chiqib ketadi.

Shunday qilib, aytish mumkinki, β -zarra aynan elektron ekan.

Ikkinchi tomondan β -zarra yadroda tayyor holda mavjud emas. Yadro proton va neytronlardan iboratdir. Agar yadroda β -zarra mavjud deyilsa, u holda yadroning spin va magnit momentlarini tushuntirib bo'lmaydi. Bundan tashqari, energiyasini ham tushuntirib bo'lmaydi. Haqiqatan ham impuls va koordinata noaniqligi tamoyiliga asosan

$$\Delta p \Delta r \geq \hbar \quad \Delta p = \frac{\hbar}{\Delta r} = \frac{10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}}{10^{-12} \text{ sm}} = 10^{-15} \frac{\text{erg} \cdot \text{s}}{\text{sm}}$$

$$T = \Delta p \cdot c = 10^{-15} \frac{\text{erg} \cdot s}{\text{sm}} \cdot 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{sm}}{s} = 3 \cdot 10^{-5} \text{erg} =$$

$$= 3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-6}} \text{MeV} = 20 \text{MeV}$$

β -yemirilish energiyasidan katta bo'lib ketadi.

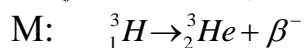
Xulosa qilib aytish mumkinki, β -zarra yadroda tayyor holda mavjud emas, yemirilish vaqtidagina paydo bo'ladi.

Yadroda β -yemirilish jarayonini yadrodagi nuklonlarning o'zaro almashinuvchi, ya'ni protonlarning neytronlarga yoki neytronlarning protonlarga almashinuvi tufayli deb qarash kerak. Beta-yemirilish nuklonlar almashinuviga xos jarayondir. β -zarralar manbai nuklonlardir. Yadrodan tashqaridagi erkin neytron yarim yemirilish davri 11,7 min. davr bilan proton va beta-zarraga yemiriladi, yadro ichida proton ham β -yemirilishini vujudga keltiradi.

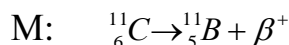
Shuni alohida ta'kidlash mumkinki, erkin neytron $n \rightarrow p + \beta^-$ - bo'yicha β^- -yemirilish ekan. Bu yemirilish yadro va elektromagnit kuchlari tufayli deb bo'lmaydi, chunki yadro kuchlari qisqa masofada ta'sirlashuv xususiyatiga ega bo'lgani uchun erkin neytronga ta'sir etmaydi, neytron zaryadsiz bo'lgani uchun elektromagnit kuchlari ham ta'sir etmaydi. Demak, beta-yemirilish alohida kuchlar, ya'ni kuchsiz ta'sirlashuv deb ataluvchi kuchlar tufayli ro'y beradi.

Beta-yemirilishning uch xili uchraydi: β^- -yemirilish, β^+ -yemirilish va e-qamrash.

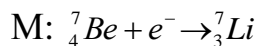
1. β^- -yemirilish yadroda neytronlar ortiqcha bo'lishsa, $n \rightarrow p + \beta^-$ yemiriladi, bu bilan ${}^A_z X \rightarrow {}^A_{z+1} Y + \beta^-$ zaryadi bittaga oshadi.



2. Agar yadroda protonlar ortiqcha bo'lishsa, $n \rightarrow p + \beta^+$ -yemiriladi, bu bilan



3. Atom qobig'idagi elektronni yadro qamrab olishi $e^- + p \rightarrow n$ bu bilan yadro zaryadi bittaga kamayishi $e^- + {}^A_z X \rightarrow {}^A_{z-1} Y$ mumkin.



Elektron qamrash ehtimoliyati atom qobig'ining yadroga eng yaqin joylashgan K-qobiq elektronlari uchun eng katta. Bu jarayonda rentgen nurlari va chet qobiq elektronlari chiqishi kuzatiladi.

§ 5.2 Beta-yemirilishlarda energiya munosabatlari

1. Yuqorida bayon qilinganidek, β^- -yemirilishda yadro zaryadi bittaga oshadi. Shuning uchun dastlabki yadro massasi $M(A, Z)$ hosila yadro $M(A, Z+1)$ va elektron massasi m_e dan katta bo'lishi kerak

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e$$

Odatda yadro massasi emas, atom massasi ishlatiladi. Shuning uchun tenglamaning har ikkala tomoniga Zm_e massani qo'shsak atom massasi hosil bo'ladi

$$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z+1)$$

β^- -yemirilish energiyasi elektronlar bog'lanish energiyalarini hisobga olmaganda dastlabki va hosila atomlar massalari ayirmasiga teng bo'ladi

$$E_{\beta^-} = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z+1)]c^2 \quad (5.1)$$

2. β^+ -yemirilishda yadro zaryadi bittaga kamayadi. Shunga ko'ra

$$M(A, Z + 1) > M(A, Z) + m_e$$

Atom massalari bilan ifodalash uchun $(Z+1)m_e$ qo'shsak

$$M_{at}(A, Z+1) > M_{at}(A, Z) + 2m_e$$

β^+ -yemirilish energiyasi

$$E_{\beta^+} = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(A, Z) - 2m_e]c^2 \quad (5.2)$$

Hosila yadro atomida bitta elektron kam edi va yana bitta elektron yemirilishi lozim, shuning uchun dastlabki yadro hosila yadrodan eng kamida $2m_e = 1,02$ MeV energiya ortiq bo'lishi shart.

3. Elektron qamrab olinganda qobiq elektronni yadro tomonidan qamrab oladi, bu bilan yadro zaryadi bittaga kamayadi

$$e^- + M(A, Z + 1) > M(A, Z)$$

Atom massalari bilan ifodalash uchun zm_e qo'shsak

$$M_{at}(A, Z+1) > M_{at}(A, Z)$$

Elektron qamrash energiyasi

$$E_e = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(A, Z)]c^2 \quad (5.3)$$

(5.2) va (5.3) energetik shartlardan yemirilish energiyasi 1,02 MeV dan katta bo'lganda β^+ va e_q hodisalari bir vaqtda ro'y berishligi ko'rinib turibdi. Yemirilish energiyasi 1,02 MeV dan kichik bo'lganda faqat elektron qamrash bo'ladi, agar 1,02 MeV dan qanchalik yuqori bo'lsa, β^+ yemirilish jarayoni elektron-qamrash jarayoni bilan shunchalik kuchli raqobat qiladi. Bu jarayonlarning ehtimolligi ω ning nisbati yadroning zaryadiga ham bog'liq. $\omega_{eq}/\omega_{\beta^+}$ nisbat berilgan yemirilish energiyasida Z ning ortishi bilan ortib boradi. Yengil va o'rta yadrolarda β^+ -yemirilish ehtimoliyati katta, chunki qobiq elektronlarining yadroga tushish ehtimoliyati kichik, yadro zaryadi o'sishi bilan qobiq yaqinlashadi biror qobiq elektronlarning yadroga tushish ehtimoliyati ω -yadro hajmining atom elektronlar qobiqlari hajmi nisbatiga teng

$$\omega = \left(\frac{R}{r_0}\right)^3$$

bu yerda R -yadro radiusi $R=10^{-12}-10^{-13}$ sm, r_0 -atom qobiq radiusi $r_0=10^{-8}-10^{-10}$ sm.

Bundan ko'rinib turibdiki, og'ir yadrolarda R o'sib boraveradi, elektron qobiq radiusi r_0 kichiklashaveradi, bu esa elektron qamrash ehtimoliyatini keskin oshiradi.

§ 5.3 Beta-turg'unlik sharti va yemirilish turlari

Beta-yemirilishda yadro zaryadi o'zgaradi, massa soni o'zgarmaydi, ya'ni izobar yadrolar ichida eng katta bog'lanish energiyasiga ega bo'lgan yadro β – yemirilishga nisbatan turg'un, qolganlari esa radioaktiv bo'ladi.

Ma'lumki, bog'lanish energiyasi massasi bilan quyidagicha bog'langan

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta E_{bog'} \quad (5.4)$$

$\Delta E_{bog'}$ - energiyasi uchun Veytszekker formulasi orqali ifodasini keltirib qo'ysak

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta A^{-3/4} \quad (5.5)$$

(5.5) ifodadan ko'rinib turibdiki, yadro massasi M yadro zaryadi Z^2 – bog'lanishda bo'lib, grafigi parabola chizig'ini beradi. Izobar yadrolar $A = \text{const}$ ichida β -turg'unlik sharti bog'lanish energiyasining maksimum, massasining eng minimum qiymatiga mos keladi. Shuning uchun (5.5) ifodani $A = \text{const}$ deb o'zgaruvchi Z ga nisbatan M ning maksimum qiymatini olish lozim, buning uchun (5.5) dan Z bo'yicha hosilasini olib, ekstrum qiymatini topamiz.

(5.5) ifodada 5 va 6 hadlar (Kulon va simmetriklik energiyalariga mos keluvchi) Z ga bog'liq

$$\gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{(A - 2Z)^2}{A} = 0$$

$$\gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{A^2 - 4AZ + 4Z^2}{A} = \gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi A - 4Z\xi + 4Z^2 \xi \frac{1}{A} = 0$$

hosila olsak

$$2\gamma Z A^{-1/3} - 4\xi + 8\xi Z \frac{1}{A} = 0 \quad A \text{ ga ko'paytirsak}$$

$$2\gamma Z A^{2/3} - 4\xi A + 8\xi Z = 0$$

$$Z(\gamma A^{2/3} + 4\xi) = 2\xi A$$

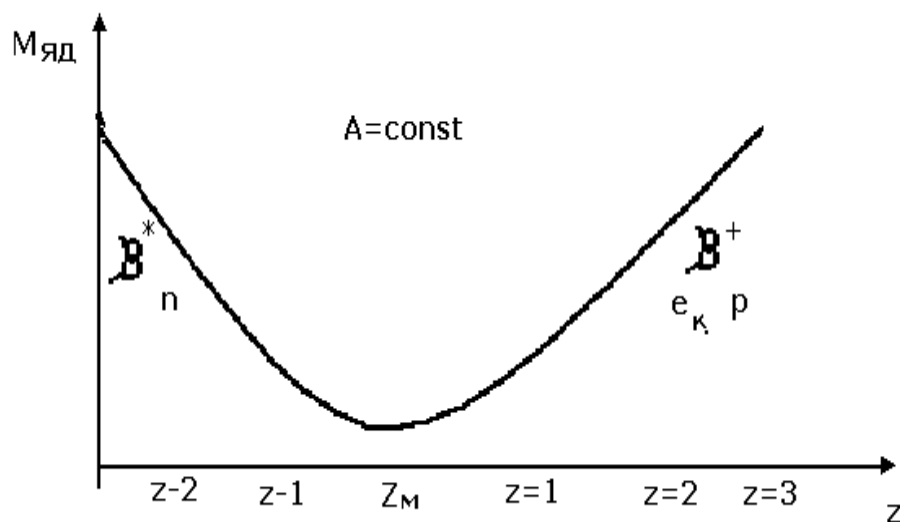
$$Z = \frac{2\xi A}{\gamma A^{2/3} + 4\xi} = \frac{A}{2 + \frac{\gamma A^{2/3}}{2\xi}} \quad (5.6)$$

$\gamma = 0,710 \text{ MeV}$, $\xi = 23,7 \text{ MeV}$ qiymatini e'tiborga olsak (5.6) ifoda

$$Z = \frac{A}{2 + \frac{0,710}{23,7} A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0,015 A^{2/3}} \quad (5.7)$$

(5.7) ifoda β -turg'unlik shartini ifodalaydi. $Z = Z_M$ muvozanat zaryad deb ataladi. A sonli izobarlarda zaryadi $Z > Z_M$ bo'lsa, bu yadrolarda protonlar ortiq bo'lib, neytron noyob yadrolar hisoblanadi, bu yadrolar $p \rightarrow n + \beta^+$, β^- yoki e_q yo'li

bilan zaryadini kamaytirib muvozanatga intilsa, $Z < Z_M$ yadrolarda esa neytronlar soni ortiqcha bo'lib, protonlar noyob bo'lishadilar, bu soha yadrolar $n \rightarrow p + \beta^-$, β^- yemirilish bilan zaryadlarini oshirib muvozanat holatga kela boshlaydilar (5.1-rasm).



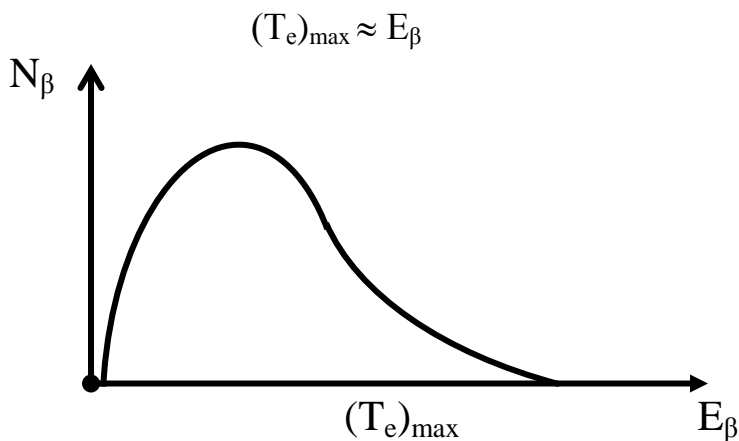
5.1 rasm

Beta-yemiriluvchi yadrolarning toq-juft bo'lishiga ko'ra parabola chizig'i bir-birlariga nisbatan siljigan bo'lishadilar. Juft-juft yadrolarda bog'lanish energiyasi katta bo'lgani uchun parabola chizig'i eng pastga siljigan bo'ladilar.

Beta turg'un holatdan uzoqlashib ketishsa $Z_M > Z$ β^- -yemiriluvchi neytron ortiq yadrolar neytron yemirilishi, $Z_M < Z$ proton ortiq β^+, e^+ - yemiriluvchi yadrolar proton yemirilishi mumkin.

§ 5.4 Beta-spektr va neytrino

Beta-yemirilishda alfa-yemirilishdagi kabi beta-zarralar spektri diskret va monoenergetik bo'lishi kerak edi. Lekin beta – radioaktiv yemirilishlarda hosil bo'lgan beta-zarralar spektri uzluksiz ekanini ko'rsatdi (5.2-rasm). Beta-zarralarning maksimal kinetik energiyasi $(T_e)_{\text{max}}$ beta-yemirilish energiyasiga yaqin bo'ladi



5.2-rasm

Beta-yemirilishda chiquvchi β -zarralar energiyasi uzluksiz bo'lib, energiyasi noldan E_{\max} gachadir. Dastlabki va mahsul yadrolarning energiya holatlari diskret bo'lib, bu holatlar orasida vujudga keluvchi β -zarralar energiyalari uzluksiz bo'lishligi bu jarayonda energiya saqlanmasligini ko'rsatadi. β -yemirilishda spektrning uzluksizligini tushuntirish uchun turlicha taxminlar qilindi.

Masalan: 1) β -yemirilishda yadroning uyg'ongan holatlariga yemiriladi, uyg'ongan holatdan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadilar deb qarashadi. Bu to'g'ri emas, ko'pgina yadrolardan gamma-kvantlar umuman nurlanmaydi.

2) Ikkinchisi β -yemirilishda vujudga kelgan zarralar energiyasining bir qismi atomda yutiladi deb qaraladi. Bu taxminni aniq kilometrik o'lchashlar tasdiqlamaydi, spinini ham tushuntirib bo'lmaydi

$$\begin{array}{ccc} n \rightarrow p + \beta^-; & p \rightarrow n + \beta^+; & e + p \rightarrow n \\ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 1 \\ \hline 2 & 2 & 2 \end{array} & \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 1 \\ \hline 2 & 2 & 2 \end{array} & \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 1 \\ \hline 2 & 2 & 2 \end{array} \end{array}$$

Beta-yemirilishda spektrning uzluksizligi 1931 yili Shvetsariyalik V.Pauli β -yemirilishda β -zarradan tashqari yana bir zarra chiqishligi va yemirilish energiyasi bu ikki zarra o'rtasida taqsimlanishini bashorat qildi. β -yemirilishda chiquvchi ikkinchi zarra zaryadsiz $Z=0$ bo'lishi, tinch holatdagi massasi nol bo'lishi, chunki β^- spektr maksimum energiyasi β -yemirilish energiyasiga aynan teng, spini $1/2$ yoki $3/2$, magnit momenti ham nol yoki nolga yaqin, ta'sirlashuv kesimi $\sigma=10^{-44} \text{ sm}^2$ bo'lishi lozim. Bu zarraga neytrino deb nom berildi.

Neytrino zaryadsiz, massasiz zarra bo'lgani uchun bu zarrani qayd qilib, tutib bo'lmaydi.

Neytrino uchun muhitda erkin chopish masofasi

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{22} \text{ sm}^{-3} \cdot 10^{-44} \text{ sm}^2} = 10^{22} \text{ sm} = 10^{17} \text{ km}$$

Yadro suyuqligida

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{38} \text{ sm}^{-3} \cdot 10^{-44} \text{ sm}^2} = 10^6 \text{ sm} = 10 \text{ km}$$

Neytrinoning tinch holat massasi qiymati β -spektrga ko'ra aniqlanadi. Neytrino massasi va β -spektr maksimum energiyalari farqiga teng. Tajriba natijalari neytrino massasining yuqori chegarasi $m_\nu < 35 \text{ eV}$ bo'lib, elektron massasidan 15 000 marotabalar kichik ekanligini ko'rsatadi.

Ko'pgina laboratoriyalardagi keyingi o'lchashlar neytrino massasi $14 < m_\nu < 46 \text{ eV}$ chegarada ekanligini ko'rsatadi.

Beta-yemirilishda neytrino borligini tasdiqlovchi tajribalarni o'tkazishni A.I.Alixanov (1904-1970), A.I.Alixanyanlar (1908-1978) (${}^7_4\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \nu$) ${}^7\text{Be}$ ning e_q -qamrash jarayonida neytrinoning Li yadrosiga bergan tepkisini o'lchashni tavsiya etdi. Bu yemirilishda yemirilish energiyasi

$$E = [M_{at}({}^7_4\text{Be}) - M_{at}({}^7_3\text{Li})]c^2 = [7,01916 - 7,01824] \cdot 931,4 \text{ MeV} = 0,864 \text{ MeV}$$

Yemirilish energiyasi $E_\beta = 0,864 \text{ MeV}$, demak, β^+ -yemirilish energetik jihatdan mumkin emas, faqat elektron qamrash bo'lishi mumkin. Neytrino massasi β -spektrga ko'ra aniqlansa, bor yo'qligi impulsiga ko'ra aniqlanadi.

Demak, ${}^7\text{Be}$ –elektron qamrash jarayonida neytrino chiqadi va hosila yadro ${}^7\text{Li}$ ga tepki beradi.

Impuls saqlanish qonuniga ko'ra

$$|p_\nu| = |p_{Li}| = \sqrt{2M_{Li} \cdot T_{Li}}$$

Hosila yadro ${}^7\text{Li}$ ning olgan kinetik energiyasi

$$T_{Li} = \frac{p_{Li}^2}{2M_{Li}} = \frac{p_\nu^2}{2M_{Li}} = \frac{E_\nu^2}{2M_{Li}c^2} = \frac{E_\nu^2}{2M_{Li}c^2} = \frac{(0,864)^2 (\text{MeV})^2}{2 \cdot 7 \cdot 931 \text{ MeV}} = 57,3 \text{ eV}$$

Agar tarkibi ${}^7\text{Li}$ tepki energiyaga ega bo'lib, tepki energiyasi 57,3 eV atrofida bo'lsa, β -yemirilishda neytrino borligi tasdiqlanadi, aks holda neytrino gipotezasi noto'g'ri.

Bu tajribani 1942 yili Amerikalik olim Allen o'tkazdi va ${}^7\text{Li}$ ning tepki energiyasi $T({}^7\text{Li})_T = (56,6 \pm 1,0) \text{ eV}$ ekanligini aniqladi. Bu bilan β -yemirilishda β -zarradan tashqari neytrino ham chiqishligini tajribada tasdiqladi.

Bevosita neytrinoni qayd qilishlik katta quvvatga ega bo'lgan yadro reaktorlari yaratilgandan keyin amalga oshirildi. Og'ir yadrolarda neytronlar nisbatan ortiq bo'ladi, bu yadrolar ketma-ket β -yemirilib turg'un holatga o'ta boshlaydi. Har bir yemirilish aktida antineytrino ham chiqadi. Og'ir yadrolar har bir bo'linish aktiga 5-6 antineytrino to'g'ri keladi.

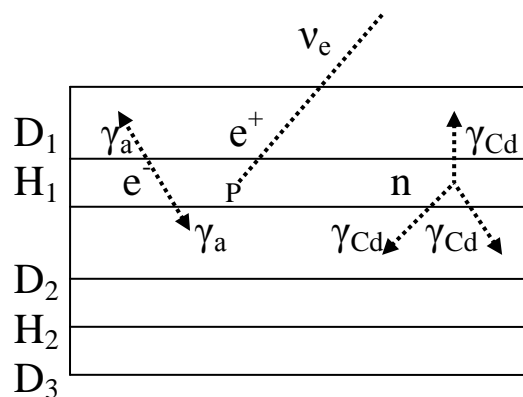
AQShlik Reynis (1918), Kouen (1919) lar 1953-1954 yillarda antineytrinoni bevosita qayd etishdilar. Ular beta-yemirilishda neytrino paydo bo'lsa, teskari jarayon ham bo'lishi kerak deb



reaktsiyadan foydalandilar. (5.8) reaksiya bo'lishligi uchun antineytrino energiyasi 1,8 MeV dan katta bo'lishi kerak, chunki $n + e^+$ lar p-massasidan shunchaga katta.

Qurilma H_1 va H_2 bak nishonlar bilan ajratilgan uchta D_1 , D_2 , D_3 –bak detektorlardan tuzilgan. (5.3-rasm) H_1 va H_2 bak-nishon qalinligi 7 sm dan CdCl_2 tuzi eritmasi bilan aralastirilgan suv, D_1 , D_2 , D_3 -detektorlar (1,9x1,3x0,6 m) suyuq stsintillyatorlardan iborat.

Stsintillyatsion suyuqlik hajmi 150 ta fotoelektron ko'paytirgich yordamida kuzatiladi. Qurilmani tashqi neytron va gamma-fotonlardan saqlash uchun sistema qo'rg'oshinli parafin qutichaga joylashtirilgan va po'lat qoplama bilan berkitilib, Yer ostiga chuqurlikka tushirilgan.



5.3-rasm

Tajriba quyidagicha o'tgan. Antineytrino manbai sifatida sekundiga 10^{18} - 10^{19} ta antineytrino oqimini beradigan yadro reaktori xizmat qilgan. Bak-nishonga kelib tushgan antineytrino nishon protoni bilan $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ reaksiya bo'yicha ta'sirlashsa, neytron va pozitron hosil bo'ladi. Pozitron 1 sm atrofidagi masofani 10^{-9} s da o'tib elektron bilan annigilyatsiyalanadi ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$) va ikkita γ_2 gamma-foton hosil qiladi. Fotonlar moslama sxemaga ulangan D₁, D₂, D₃-detektorlarda qayd qilinadi.

Neytron esa suvda ketma-ket to'qnashish natijasida o'z energiyasini kamaytirib Cd yadrosida yutiladi. Kadmiy yadrosi uyg'ongan holatdan umumiy energiyasi 10 MeVgacha bo'lgan bir necha γ_{Cd} gamma-fotonlar chiqarib asosiy holatga o'tadi. γ_{Cd} -kvantlar ham D₁, D₂, D₃-detektorlarda qayd qilinadi. Qurilma antineytrinoning proton bilan o'zaro ta'sirlashishi sekinlatish oralig'i va neytronlar diffuziyasi vaqti (1 dan 25 mks gacha) bo'yicha siljigan ikki impulsning hosil bo'lishiga moslashgan mos tushish sxemasi asosida ishlaydi.

Qurilma 1400 soat uzluksiz ishlab bir soatda o'rtacha $2,88 \pm 0,22$ impulslarni qayd qildi. Bu antineytrino bilan protonning o'zaro ta'sir kesimi $\sigma_{\nu} \sim 10^{43}$ sm² ga teng ekanligini ko'rsatadi.

Antineytrinoning mavjudligi beta-yemirilish nazariyasini asosladi. Yana shuni ham eslatib o'tish kerakki, neytronning $n \rightarrow p + \beta^- + \nu_e$ sxemasi bo'yicha yemirilishi uning uchta zarradan (p, β , ν) tashkil topganini ko'rsatmaydi: p, β , ν lar yemirilish vaqtida vujudga keladi. Bu atomning bir energetik holatdan boshqasiga o'tganda foton sochilishiga o'xshaydi. Atomda «tayyor» foton bo'lmaganidek, neytron ichida «tayyor» zarralar yo'q.

Neytrino bilan antineytrino bir xil emasligini 1956 yilda R.Devis o'z tajribalarida isbotladi. Haqiqatdan, neytrino bilan antineytrino bir xil bo'lsa, $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ kabi $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ reaksiya ham kuzatilar edi. R.Devis katta hajmdagi to'rt xlorli uglerod antineytrino oqimida nurlantirilib, uzoq kuzatishlar davomida $\nu_e + {}^{37}_{17}Cl \rightarrow {}^{37}_{18}Ar + e^-$ reaksiya natijasida bironta ham ${}^{37}Ar$ hosil bo'lmaganini ko'rsatdi. Hozir neytrino-antineytrino juftining boshqa xillari ham bor. Yuqorida biz ko'rgan elektron-neytrino va elektron-antineytrinolardan tashqari yana myuon-neytrino va myuon-antineytrinolar 1962 yilda topildi. Ular π^+ va π^- - mezonlarning μ^+ va μ^- - mezonlarga parchalanishida hosil bo'ladi.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

1975 yilda og'ir τ -leptonning parchalanishida hosil bo'ladigan neytrino va antineytrino uchinchi xili kashf etildi

$$\tau^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$$

τ -leptonning massasi ancha og'ir ($m_\tau c^2 = 1,9 \text{ GeV}$) proton massasidan deyarli ikki marta katta, u yemirilishda myuon va adronlar (og'ir zarralar) ham hosil bo'ladi.

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

$$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau + \text{adronlar}$$

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \text{adronlar}$$

VI-BOB. GAMMA NURLANISH

§ 6.1 Gamma – nurlanish

Gamma-nurlanishda yadroda massa soni, zaryadi o'zgarmaydi, faqat energiya o'zgarishi ro'y beradi. Gamma-nurlanish yadroning uyg'ongan holatidan holatlar energiyalarining ayirmasiga teng bo'lgan diskret energiyali nurlanishlardir.

Gamma-nur tinch holatdagi massasi nol, zaryadsiz, spini $I=1$ ga teng bo'lgan qisqa elektromagnit to'liqdir.

Gamma-nurlanish yadro ichida ro'y beradi, chunki alohida nuklon gamma nurlamaydi (yutmaydi), beta-yemirilish nuklonlarga xos bo'lsa, gamma-nurlanish yadroga xos jarayondir.

Gamma-nur alfa, beta-yemirilishlardan so'ng, yadro reaksiyalaridan keyin vujudga keladi, yemirilishlardan keyin energiyasi 10 keV-5 MeV gacha reaksiyalardan keyin esa ~ 20 MeV gacha yetishi mumkin.

Gamma-nurlanish yadrodagi nuklonlarning yadro elektromagnit maydoni bilan ta'sirlashuviga ko'ra vujudga keladi.

Foton yoki gamma-kvantlarning massasi nolga teng bo'lganligidan ular 1 orbital momentga ega bo'lmaydi. Fotonlar holatini belgilashda multipol tushunchasidan foydalaniladi. Bu holat, elektromagnit maydonning multipoli L va juftligi π bo'lgan holatidir. Erkin fotonlar to'la momenti L bo'lgan holatlar ega bo'ladi. To'la momentning har bir qiymatiga bitta juftligi musbat bitta juftligi manfiy bo'lgan holat to'g'ri keladi.

Fotonning L momenti va π -juftligi aniq bo'lgan holati ma'lum multipollik bilan xarakterlanadi. Binobarin, kvant elektrodinamikasida 2^L karrali multipollik o'tishda foton manbaga nisbatan L harakat miqdori olib ketishi ko'rsatiladi.

Multipollar $L=1$ bo'lganda dipol, $L=2$ bo'lganda kvadrupol, $L=3$ bo'lganda oktopol va h.k. nomlar bilan ataladi. Shunga asosan elektr dipol va oktopol hamda

magnit kvadrupollar toq-juftlikka, aksincha magnit dipol va oktopol hamda elektr kvadrupollar juft-juftlikka ega. Elektr multipollarni **E** harfi bilan, magnit multipollarni esa **M** harfi bilan belgilash qabul qilingan. Harfning o'ng tomoniga **L** momentning qiymati qo'yiladi.

M: elektr dipol kvant E1, magnit dipol kvant M1, elektr kvadrupol kvant E2, magnit kvadrupol kvant M2 va h.k.

Nuklonlarning yadro bilan ta'sirlashuvida yadro zaryadlarining qayta taqsimlanishi elektr E, spin va orbital magnit momentlarning qayta taqsimlanishi esa magnit M tipidagi nurlanishlar vujudga keladi. Yadrodan chiquvchi γ -kvantlarning energiyalari keV lardan bir necha MeV gacha bo'ladi. Shunga mos ravishda keltirilgan to'lqin uzunligi

$$E = \frac{c\hbar}{\lambda}$$

$2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-14}$ m atrofida bo'ladi.

Agar fotonning to'lqin uzunligi λ u bilan o'zaro ta'sirlashayotgan yadro o'lchami R dan katta, ya'ni $\frac{k}{\lambda} \ll 1$ bo'lsa, odatda bu ta'sirlashuvda harakat miqdori momenti va juftlikni saqlanish qonunlari ruhsat etgan multipollikning eng kichik qiymatlari amalga oshiriladi. Elektromagnit nurlanishlar nazariyasidan elektr E multipol nurlanishlari nurlanish to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lib, nurlanish ehtimoliyati

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2l} \quad (6.1)$$

Magnit nurlanishlari uchun

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2(l+1)} \quad (6.2)$$

Bundan ko'rinadiki, bir xil multipollikda M-nurlanishlar E-nurlanishlarga nisbatan $\left(\frac{R}{\lambda} \right)^2$ marta qiyinlashadi. Boshqacha aytganda, berilgan multipollik L-da ML-o'tish EL-o'tishga nisbatan

$$\left(\frac{e\hbar}{m_p c e R} \right)^2 = \left(\frac{\hbar}{m_p c R} \right)^2 = 10^{-3} \div 10^{-2}$$

omilga yoki shuncha marotaba sekinlashgan bo'ladi.

Gamma o'tishlar ehtimoliyati gamma foton energiyasi va yadroning massa soniga bog'liq.

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2l} \approx E^{2l} A^{2l/3} \quad (6.3)$$

Gamma-nurlanish ehtimoliyati foton energiyasi oshsa, oshadi. Nurlanish multipolligi birga oshsa nurlanish ehtimoliyati $\frac{P_{l+1}}{P_l} = \frac{(R/\lambda)^{2(l+1)}}{(R/\lambda)^{2l}} = \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$ ga kamayadi.

Gamma-nurlanishda ma'lum tanlash qoidalari bajarilishi talab qilinadi. Ya'ni harakat miqdor momenti va juftlik saqlanishlik bilan ro'y beradi.

Harakat miqdori momenti saqlanish qoidasiga ko'ra

$$|I_\delta - I_0| \leq l \leq |I_\delta + I_0| \quad (6.4)$$

bu yerda I_δ va I_0 – yadroning boshlang'ich va oxirgi holat spinlari. Juftlik saqlanish qonuniga ko'ra

$$\frac{\pi_\delta}{\pi_0} = (-1)^l \quad \text{elektr o'tishlar uchun} \quad (6.5)$$

$$\frac{\pi_\delta}{\pi_0} = (-1)^{l+1} \quad \text{magnit o'tishlar uchun}$$

Nurlanish tartibini spin saqlanishiga ko'ra aniqlanadi, nurlanish xili (elektr yoki magnet) juftlik saqlanishiga ko'ra aniqlanadi. Shunday qilib (6.4) va (6.5) formulalardan va yuqorida aytilganlardan shu narsa aniqlanadiki, birinchidan, multipollik l ortishi bilan gamma-o'tish ehtimoliyati kamayadi, ikkinchidan, o'zgarma l da magnet o'tish ehtimoliyati elektr o'tish ehtimoliyatidan kam bo'ladi va uchinchidan aralash o'tishlarda kichik multipollikka ega bo'lgan o'tishlar ehtimolligi katta bo'ladi. To'rtinchidan o'tish energiyasi oshishi bilan ehtimoliyati oshib boradi.

Quyidagi 6.1-jadvalda tanlash qoidasiga ko'ra juftlik o'zgarishi yoki o'zgarimasligiga qarab turli ΔI larda yuz beradigan asosiy gamma-o'tishlar ko'rsatilgan.

6.1-jadval

Juftlik o'zgarishi π_δ/π_0	Spin o'zgarishi ΔI					
	0	1	2	3	4	5
Ha	E1 M2	E1 M2	M2 E3	E3 M4	M4 E5	E5 M6
Yo'q	M1 E2	M1 E2	E2 M3	M3 E4	E4 M5	M5 E6

Bu yerda boshlang'ich va oxirgi juftliklar o'zgarsa-*ha*, o'zgarmasa-*yo'q*. Harakat miqdori momentining saqlanishi spinlari noldan spini nol holatga $I_\delta=I_0=0$ o'tishni ta'qiqlaydi.

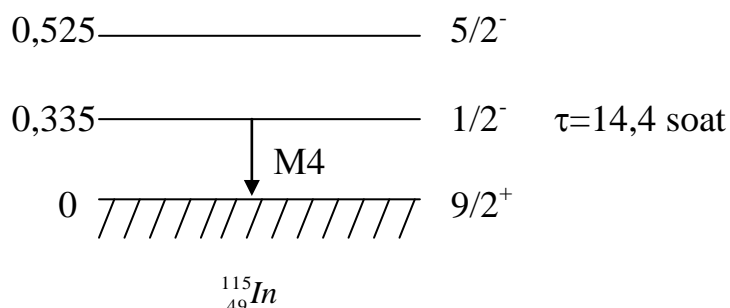
Spin va juftlik bo'yicha tanlash qoidasidan tashqari, izotopik spin bo'yicha ham quyidagi tanlash qoidasi bajarilishi kerak.

$$\Delta T = 0, \pm 1 \quad \text{va} \quad \Delta T_\xi = 0$$

Agar yadro uyg'ongan holati spini asosiy holatining spinidan ancha farq qilsa ($|I_1 - I_2| \geq 3$) unda uyg'ongan holatning o'rtacha yashash vaqti ancha katta bo'ladi. Ba'zi bir hollarda, uyg'onish energiyasi kichik bo'lganda, bu davr sekundlar, kunlar va hattoki yillar bilan o'lchanadi. Katta yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'ongan holatlar metastabil holatlar deyiladi. Tarkibi bir xil bo'lgan, lekin har xil yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'ongan holatlarda tura oladigan yadrolar *izomer* yadrolar deyiladi. Energiyalar bir-biriga juda yaqin, lekin kvant sonlari (spinlari, juftligi) katta farq qiluvchi holatlarga izomer holatlar deyiladi. Izomer yadrolar bo'lishligini qobiqli model yaxshi tushuntiradi.

Masalan ^{115}In izomer holatli yadroga misol bo'ladi (6.1-rasm). ^{115}In yadro asosiy holati $g_{9/2}$ -birinchi uyg'ongan holati $P_{1/2}$, energiyasi 0,335MeV.

E, MeV



6.1-rasm

Bu holatlar spinlari ayirmasi $\Delta I=4$ ga juftliklari o'zgargan eng kichik M4 o'tish bo'ladi. Bu gamma o'tishlar spin va juftlik o'zgarishiga ko'ra taqiqlangan, shuning uchun bu holat o'rtacha yashash vaqti katta $\tau=14,4$ soat.

§ 6.2 Ichki konversiya hodisasi

Yadro o'z energiyasini gamma-nurlashdan tashqari yana bir yo'li, konversion elektronlar chiqarishidir. Bunda uyg'ongan yadro o'z energiyasini qobiq elektronlariga beradi, natijada elektron chiqib ketadi, bu elektronga konversion elektron deyiladi. Ichki konversiya jarayoni gamma-nurlanish bilan raqobatlashadi.

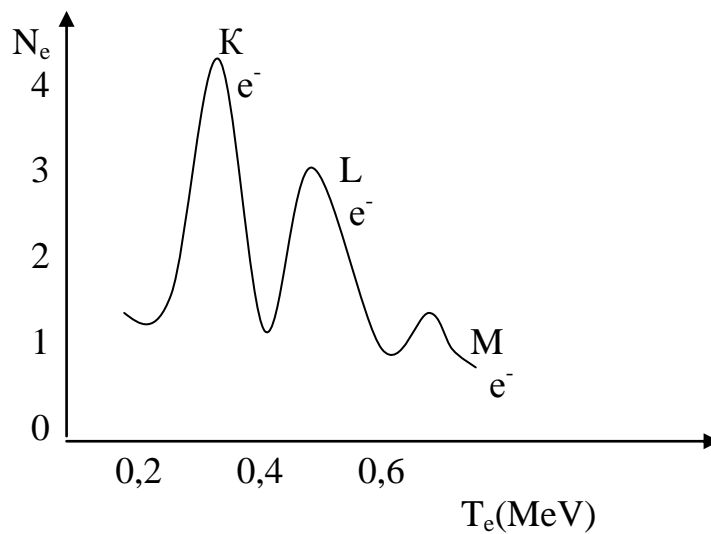
Konversion elektronlar energiyasi β -spektr energiyasidan farqli ravishda monoxromatik bo'ladi. Yadro uyg'onish energiyasi konversion elektron kinetik energiyasi (T_e) va elektronning atom qobig'i ionizatsiya energiyasiga (I) sarf bo'ladi.

$$E_{uy} = T_e + I$$

Konversiya virtual fotonlar bilan amalga oshadi. Konversiya hodisasini kuzatish uchun to'la ionlashgan atom bo'lishi kerak, bu xil tajribalar o'tkazilgan emas.

Konversiya spektri atom qobiq energiyalari farqiga ko'ra to'g'ri keluvchi bir necha monoxromatik spektrlardan iborat bo'ladi. (6.2 rasm).

Konversiya elektronlari yadrodan γ -chiqishi yoki chiqmasa ham kuzatila beradi. Ichki konversiya jarayoni albatta, xarakteristik rentgen nurlanishi yoki Oje elektronlarining chiqishi bilan kuzatiladi. Rentgen nurlanish chiqishi ichki konversiyaga ko'ra atom qobig'idan elektron chiqib ketsa chiqqan elektronning o'rniga keyingi qobiqda joylashgan elektron o'tadi, natijada xarakteristik rentgen nurlanishi hosil bo'ladi.



6.2-rasm

Ichki konversiya tufayli uyg'ongan holatga o'tib qolgan atomning uyg'onish energiyasi atom qobig'idagi tashqi elektronlarning birortasiga berilishi, bu bilan elektron chiqib ketishi mumkin, bu elektronga **Oje elektron** deb ataladi.

Ichki konversiya intensivligi ichki konversiya koeffitsienti α bilan xarakterlanadi. Ichki konversiya koeffitsienti konversion elektronlar sonining (N_e) γ -kvantlar soniga nisbatiga aytiladi.

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma}$$

Alohida qobiqlardan chiquvchi konversion elektronlar sonining N_K, N_L, \dots , γ -kvantlar soniga nisbati parsial (qism) ichki konversiya koeffitsientlari deb ataladi

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}, \quad \alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma}, \quad \alpha_M = \frac{N_M}{N_\gamma} \quad \dots$$

To'la ichki konversiya koeffitsienti, parsial ichki konversiya koeffitsientlari yig'indisidan iborat

$$\alpha_T = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

Ichki konversiya koeffitsienti $10^{-4} < \alpha < 10^2$ chegarasida o'zgaradi.

Ichki konversiya koeffitsienti:

1. O'tish energiyasi oshishi bilan kamayadi, chunki gamma chiqish ehtimoliyati oshadi.

2. Yadro zaryadi Z oshsa ichki konversiya koeffitsienti oshadi, chunki Z o'sishi bilan yadro o'lchami oshadi (kattalashadi), K-qobiq yadroga yaqinlashadi (kichiklashadi), natijada K-elektronlarning va yadro to'lqin funktsiyalarining qoplanishi oshadi.

3. Qobiq tartibi oshishi bilan ichki konversiya koeffitsienti kamayadi, chunki yadro yaqinida elektronni topish ehtimoliyati kamayadi.

4. Multipol o'tishlar tartibi oshishi bilan koeffitsient oshadi, chunki gamma-nurlanishlar ehtimoliyati kamayadi.

Agar o'tish energiyalari kichik multipol o'tishlar L katta bo'lsa, gamma-o'tishlarni payqash juda qiyin bo'lib qoladi, bunday hollarda kerakli ma'lumot qobiq ichki konversiya koeffitsientlarini solishtirish yo'li bilan olinadi. $\frac{K}{L} = \frac{N_K}{N_L}$,

bunda $N_L = N_{L_1} + N_{L_2} + N_{L_3}$; yoki $\frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_2}}; \frac{\alpha_{L_2}}{\alpha_{L_3}}; \frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_3}}$ nisbatlaridan

foydalaniladi.

Ichki konversiya koeffitsientiga ko'ra yadroning energiya holatlari, harakat miqdori momenti, nurlanish multipolliklarini o'rganish mumkin.

Yadro gamma-kvant va ichki konversiya elektronlari chiqarishdan tashqari agar, o'tish energiyasi $E > 1,02$ MeV dan yuqori bo'lganda elektron-pozitron jufti (e^-, e^+) hosil qilishlik bilan ham uyg'onish energiyasini yo'qotadi. Bunda yadro dastlab virtual foton chiqaradi, bu foton elektron-pozitron juftiga aylanadi va yadrodan konversion elektronlar kabi chiqib ketadi. Lekin shuni alohida ta'kidlash lozimki, hosil bo'lgan elektron atom qobig'idagi elektron emas.

Juft konversiya koeffitsienti $\alpha_j = N_j / N_\gamma$ ehtimoliyati ichki konversiya koeffitsientidan farqli ravishda yadro zaryadi, o'tish multipolliigi ortishi bilan kamayadi.

Yuqoridagi o'tishlardan tashqari dastlabki va oxirgi holat spinlari $I_b = I_0 = 0$ bo'lganda bu holatlar orasida bitta kvant chiqishi ta'qiqlangan ikkita kvant chiqish ehtimoliyati juda kichik bo'ladi.

Umuman olganda bunday holatlarda harakat miqdori momentisiz ichki konversiya elektronlari, elektron-pozitron jufti va harakat miqdori momentiga ega bo'lgan ikki fotonli o'tishlar bo'lishi mumkin.

Ikki fotonli o'tishlar ehtimoliyati juda kichik hisoblanadi.

§ 6.3 Myossbauer effekti (samarasi)

Yadro uyg'ongan holat energiyalari diskret holatlar orasida o'tuvchi γ -kvant energiyalari holatlar energiyalari ayirmasiga teng deb qaraladi.

Uyg'ongan holatlar ma'lum Δt vaqt yashar ekan, noaniqlik printsipligiga ko'ra Δt energiya holatiga ega bo'lishi kerak. $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, $\Delta E = \hbar / \Delta t$ bu ΔE -energiya xatoligiga tabiiy holat kengligi deb ataladi.

Demak, uyg'ongan holatdan chiquvchi gamma-kvant energiyasi $\Delta E = \Gamma$ holat kengligi qadar xato bilan chiqadi. ΔE -energiya uyg'ongan holatdan chiquvchi gamma-kvant energiyasiga nisbatan juda kichik.

Masalan, ^{57}Fe yadrosi (6.3-rasm) uchun

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}}{10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} = 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$$

Tabiiy holat kengligi energiyasining gamma-kvant energiyasiga nisbati

$$\frac{\Delta E}{E_\gamma} = \frac{\Gamma}{E_\gamma} = \frac{6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}}{14 \cdot 10^3 \text{ eV}} = 4 \cdot 10^{-11}$$

Yadro uyg'ongan holatidan chiqqan γ -kvant uyg'onmagan o'sha yadro tomo-nidan rezonans yutilmaydi, chunki γ -kvant yadrodan chiqishda va yadroga yuti-lishda energiyasini tepkiga sarflaydi. ^{57}Fe yadrosi uchun tepki energiyasi

$$\begin{aligned} T &= \frac{P_{yad}^2}{2M_{yad}} = \frac{P_\gamma^2}{2M_{yad}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_{yad}c^2} = \frac{E^2}{2M_{yad}c^2} = \\ &= \frac{(14 \cdot 10^3)^2 \text{ eV}^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^6 \text{ eV}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV} \end{aligned}$$

Ko'rinib turibdiki, gamma-kvantning tepki uchun yo'qotgan $2T_T$ energiyasi uyg'ongan holat tabiiy kengligi Γ dan juda katta, shuning uchun rezonans yutilishi kuzatilmaydi.

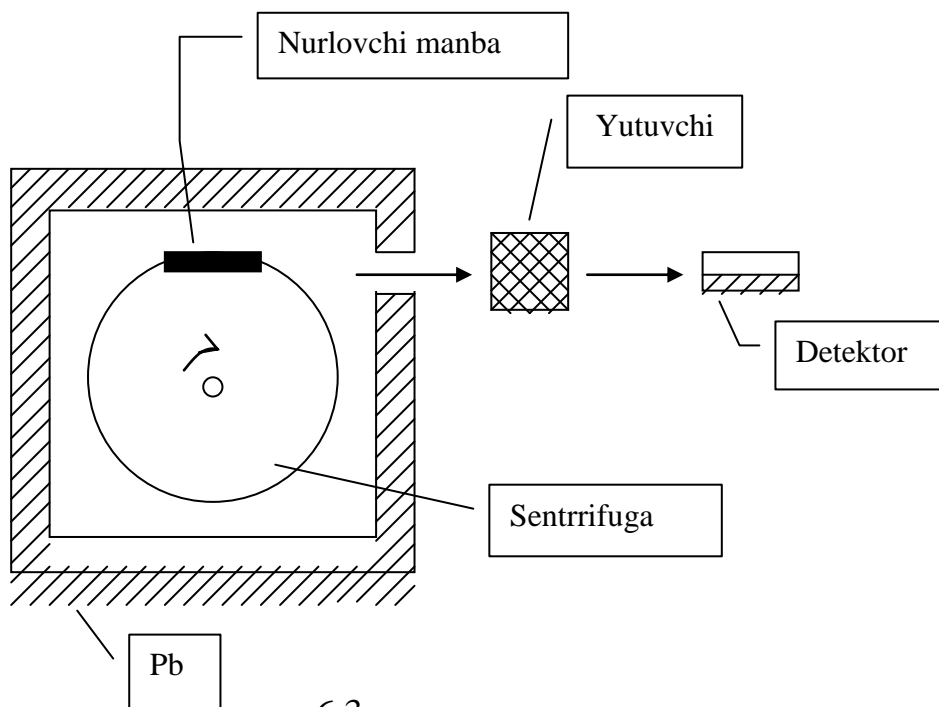
Yadro tepkisiga yo'qotilgan energiyani qoplashning bir necha usullari mavjud: manba va yutuvchini qizdirish, manbani yutgich tomonga har xil tezlikda harakatlantirish hamda yadroni oldingi yemirilishdan olgan tepkisidan foydalanish (M: yadroning uyg'ongan sathi β -yemirilish, e^- qamrash yoki γ -nurlanishdan vujudga kelsa).

1953 yili ingliz olimi Mun, nurlanish manbaini yutgich yo'nalishida sentrofuga yordamida katta tezlik bilan harakatlantirdi. Bunda Doppler effektiga ko'ra gamma-kvant chastotasi $\Delta \nu$ ga oshadi (6.3-rasm). Masalan, ^{57}Fe uchun sentrofuga chiziqli tezligini hisoblaylik.

$$\Delta\nu = \frac{v}{c} \nu \quad \text{energiyasi} \quad h\Delta\nu = \frac{v}{c} E^* = h\nu_0 \frac{v}{c} \quad \text{energiya orttirmasi}$$

$$2 \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{yad}c^2} \quad \text{teng bo'lishi kerak, u holda} \quad h\nu_0 \frac{v}{c} = 2 \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{yad}c^2}; \quad \text{bundan}$$

$$g = \frac{h\nu_0}{M_{yad}c} = \frac{14 \cdot 10^3 c}{M_{yad}c^2} = \frac{14 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ eV} \frac{\text{sm}}{\text{s}}}{57 \cdot 931 \cdot 10^6 \text{ eV}} \approx 100 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$



6.3-rasm

Rezonans yutilishi bo'lishi uchun gamma-foton tepki energiyalari tabiiy holat kengligi energiyasidan kichik bo'lgandagina kuzatiladi $T_T < \Gamma$. Optik sohada foton energiyasi kichik, shunga ko'ra tepki energiyasining ham kichik bo'lganligi sababli rezonans kuzatilaveradi, lekin yadro nurlanishlarida foton energiyasi yuqori bo'lganligi uchun tepki energiyasi oshib ketadi, natijada rezonans yutilish ro'y bermaydi. Masalan, ^{57}Fe uchun yuqorida ko'rinadiki, $\Gamma = 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$, $T_T = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$, ya'ni tepki energiyasi tabiiy holat energiyasidan bir necha tartib yuqori. 1958 yilda nemis fizigi R. Myossbauer (1929 yilda tug'ilgan) tepki effektini yo'qotish uchun kristallarga kiritilgan radioaktiv yadrolarning yemirilishidan foydalanishni taklif qildi. Bu xolda ancha past temperaturalarda tepkini butun kristall qabul qiladi. Kristall alohida yadro massalariga qaraganda favqulodda katta massaga ega bo'lganligi sababli, chiqarilish va yutilish jarayonlarida amalda tepkiga energiya sarflanmaydi.

Kristall temperaturasi qancha past bo'lsa, foton energiyasi qancha kichik bo'lishsa, tepkisiz rezonans yutilish ehtimoliyati shuncha oshib boradi.

Ayrim, masalan, temir kristallida uy temperaturasida ham tepkisiz rezonans yutilish kuzatilishi mumkin ekan.

Myossbauer effekti energiya o'zgarishlariga juda sezgir nisbiy energiya o'zgarishlarini 15-17 tartib aniqlikda o'lchash imkoniyatini beradi. Myossbauer effektiga ko'ra atom qobig'idagi o'zgarishlar tufayli yadroga beradigan eng kichik ta'sirlarni, kristall panjaralardagi bog'lanishlar o'zgarishlarini, temperatura va mexanik kuchlanishlarni va h.k. yuqori sezgirlikda aniqlash mumkin, ya'ni bunday hollarda rezonans yutilish spektri sezilarli siljiydi.

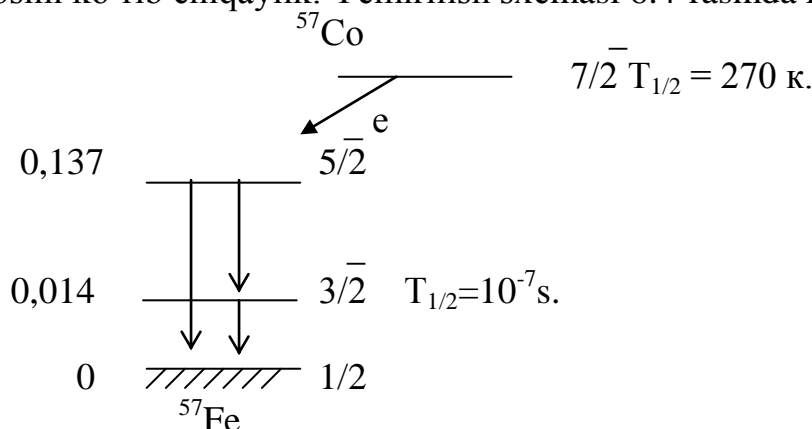
Myossbauer effekti qator yadrolardagi gamma-nurlanishning o'ta nozik tuzilishini tekshirishda, kristallardagi ichki magnit maydonning kattaligi, uyg'ongan yadro holatlarining kvadrupol bog'lanish qiymatlari va magnit momentlari va h.k. o'rganishda keng qo'llanilmoqda.

Myossbauer effektiga ko'ra yadro holatlarining o'ta nozik strukturasi o'rganishda qo'llanilishi. Spektral chiziqlarning o'ta nozik ajralishi atom qobig' elektronlarining yadro sohasida vujudga keltirgan magnit maydoni $H_e \approx 10^5$ gs bilan yadro magnit momenti μ_{yad} ta'sirlashuviga ko'ra $\Delta E \approx \mu_{yad} \overline{H_e} \approx 10^{-7} - 10^{-6} eV$ bo'ladi.

Elektron holatlar o'rtasidagi energiya o'tish energiyalari E_{el} eV bo'lsa, nozik strukturaga mos keluvchi nisbiy energiya $\frac{\Delta E}{E_{el}} \approx 10^{-7} - 10^{-6}$.

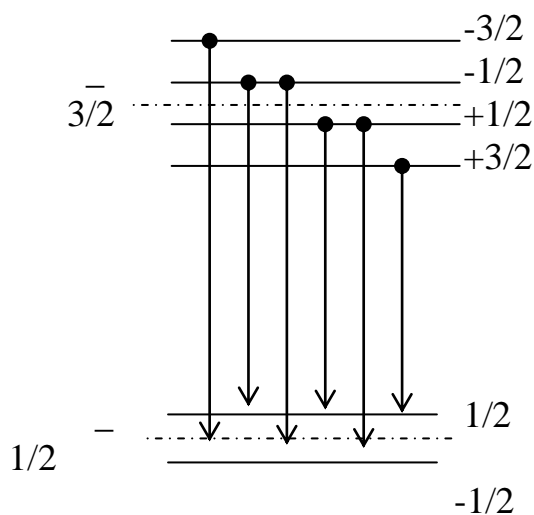
Bu energiya ajralishlarni optik spektroskopiya usuli bilan ham o'rganish mumkin. Lekin yadro holatlariga mos keluvchi o'ta nozik ajralishlar, o'tish energiyalarining ($E_{yad} = 10^4 - 10^5$ eV) yuqori bo'lishligi sababli nisbiy energiya $\frac{\Delta E}{E_{yad}} = \frac{10^{-7} \div 10^{-6}}{10^4 \div 10^5} = 10^{-12} \div 10^{-10}$ bo'lib, energiya o'zgarishlariga o'ta sezgir bo'lgan uslublar bo'lishligini talab etadi. Bu talabga Myossbauer usuli to'la mos keladi.

^{57}Fe yadrosini ko'rib chiqaylik. Yemirilish sxemasi 6.4-rasmda keltirilgan.



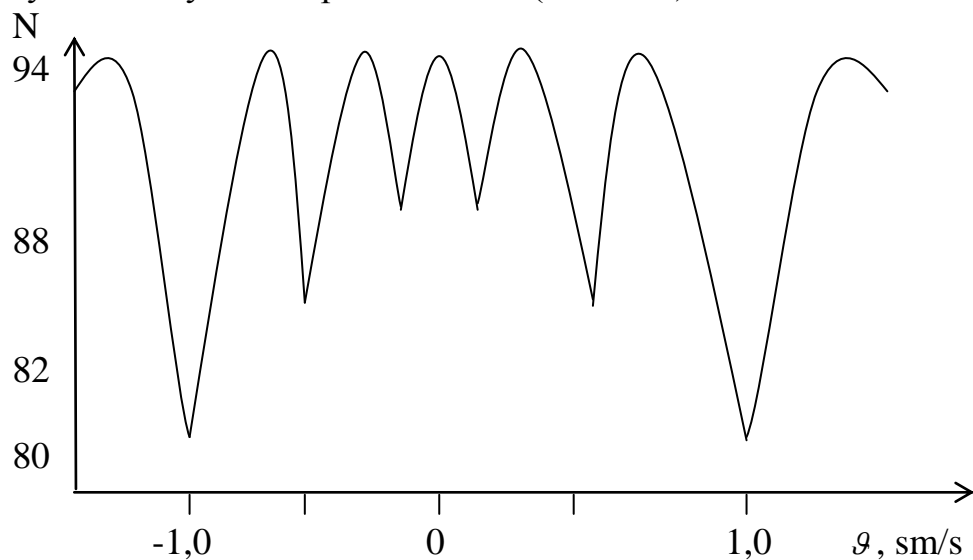
6.4-rasm

Asosiy va birinchi uyg'ongan holat spinlari $1/2^-$ va $3/2^-$ magnit kvant soniga ko'ra asosiy holat $m = +1/2$; $m = -1/2$ birinchi uyg'ongan holati esa to'rtta $+3/2$, $+1/2$, $-3/2$, $-1/2$ holatlarga ajraladi (6.5-rasm).



6.5-rasm

Magnit kvant soni tanlash qoidasiga ko'ra ($\Delta m=0, \pm 1$), ajralgan holatlar o'rtasida oltita o'tish bo'lishi kerak. Tajribada o'tishlarga mos keluvchi Myossbauer yutilish spektri olinadi (6.6-rasm).



6.6-rasm

Olingan tajriba natijalariga ko'ra asosiy va uyg'ongan holatlarga mos keluvchi o'ta nozik ajralish energiyalari ΔE lar hamda o'rtacha elektron magnit maydoni kuchlanganligi H_e va uyg'ongan holat magnit momenti μ -larni aniqlash mumkin.

Paund, Rebka tajribasi. Elektromagnit to'lqinning gravitatsion maydonda siljishini aniqlash. Umumiy nisbiylik nazariyasiga ko'ra gravitatsion maydonda spektral chiziqlarning siljishlarini aniqlash maqsadida 1960 yili Paund va Rebka tajriba o'tkazdilar. Tajribani AQSh Garvard universiteti fizika laboratoriyasining balandligi 21 m bo'lgan minorasida olib borildi. Bu minora ichida tebranishlardan qutilish va bir jinsli temperatura hosil qilish mumkin bo'ldi. Tajribada nur dastasi havo orqali o'tayotganda zaiflashib qolmasligi uchun atmosfera bosimidagi geliy bilan to'ldirilgan, plastmassadan qilingan va diametri 40 sm bo'lgan silindirik trubadan foydalanildi. Gamma-nurlanishning manbai sifatida temir kristalli bilan bog'langan ^{57}Fe yadrolaridan foydalanildi. Temir

kristalli ^{57}Co ni ^{57}Fe ga kiritish yo'li bilan galvanik usulda tayyorlandi. ^{57}Co ning yadrolari K-qamrash yo'li bilan qo'zg'atilgan ^{57}Fe yadrolariga aylanadi va barqaror ^{57}Fe bilan birgalikda kristall panjaralarini hosil qiladi. ^{57}Fe yadrosidan chiqqan gamma-nurlar balandligi $h=21$ m bo'lgan trubadan o'tib, ^{57}Fe ning uyg'onmagan yadrolariga ega bo'lgan temir kristallaridan iborat yutuvchi moddaga tushadi. Yutilgan gamma-kvantlarning nisbiy soni stsintillyatsion schetchikda qayd qilinadi.

Nisbiylik nazariyasiga ko'ra E_γ -energiyali gamma kvantning gravitatsion massasi $m = \frac{E_\gamma}{c^2}$ bo'lib, gamma-kvant gravitatsion maydon kuch chiziqlari bo'ylab harakat qilganda, masalan yuqoridan pastga tik harakatlanayotgan yorug'lik nurining energiyasi $\Delta E = mgH = \frac{E_\gamma}{c^2} gH$ qiymatga ortib qolishi kerak. Bu yerda g -erkin tushish tezlanishi, H -yorug'lik kvantining bosib o'tgan yo'li.

Yorug'lik kvantining chastotasi esa $\Delta \nu = \left(\frac{E_\gamma}{hc^2} \right) gH$ ga ortadi. Agar yorug'lik kvanti gravitatsion maydonga teskari yo'nalishda (yuqoriga) harakat qilayotgan bo'lsa, uning chastotasi, aksincha, yuqoridagi qiymatga kamayadi.

Chastota kamayganda yorug'lik to'lqinining uzunligi ortgani uchun bu hodisa qizil siljish deb nom olgan. Masalan, gamma-foton 1 m masofa o'tganda energiyasi nisbiy o'zgarishi

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\frac{E_\gamma}{c^2} gH}{E_\gamma} = \frac{gH}{c^2} = \frac{9,81 \frac{m}{s^2} 1m}{9 \cdot 10^{16} \frac{m^2}{s^2}} \approx 10^{-16}$$

Qizil siljishni o'lchashga manba va yutgich sifatida ^{57}Fe foydalanishgan. Bu izotop uchun energiyaning nisbiy o'zgarishi $\frac{\Gamma}{E_\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-13}$. Gamma-kvant 21 m balandlikni o'tganda energiyasining nisbiy o'zgarishi $2,5 \cdot 10^{-15}$ ni tashqil etadi. Bu esa Γ/E_γ qiymatidan taxminan yuz marta kam. Demak, qizil siljishni sezish uchun energiyaning $10^{-3} \Gamma$ absolyut xatolik yoki $\Gamma/E_\gamma = 5 \cdot 10^{-16}$ nisbiy xatolik bilan o'lchash zarur. Bunday katta aniqlikdagi o'lchashlarni bajarish uchun yutgich geliy bilan to'ldirilgan truba ichiga joylanib, harorat 1^0K aniqlikda ushlab turiladi. Sistematik xatolardan qutilish uchun manba bilan yutgich o'rni almashtirib turildi. Qizil siljish natijasida buzilgan rezonans yutilish manba yoki yutgichni $0,75$ mkm/s tezlik bilan harakatlantirish hisobiga hosil bo'lgan Dopler siljish bilan kompensatsiyalanib tiklandi. Ko'p oylar davom etgan tajriba natijalari asosida qizil siljish uchun $\Delta \nu = (2,34 \pm 0,01) \cdot 10^{-15}$ qiymat olindi. Bu esa nazariy hisoblashlar natijalarini tasdiqladi.

VII-BOB. YADRO FIZIKASINING TAJRIBAVIY USULLARI

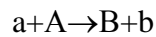
§ 7.1 Yadro reaksiyalari

Zarralarning zarralar bilan, zarralarning yadrolar bilan, yadrolarning yadrolar bilan yadro masshtabida intensiv ta'sirlashuvi yadrolar tarkibini o'zgartishga olib kelsa yadro reaksiyalari amalga oshgan bo'ladi.

Yadro reaksiyasida energiya, impuls yadroda qayta taqsimlangan bo'ladi. Reaksiyalar kuchli, elektromagnit, kuchsiz ta'sirlashuvlarga ko'ra amalga oshishi mumkin.

Reaksiyalar zaryadli, zaryadsiz zarralar, fotonlar ta'sirlashuvlariga ko'ra bo'ladilar.

Barcha reaksiyalar saqlanish qonunlarining bajarilishi bilan ro'y beradi.



Agar ko'p kanalli bo'lishsa

$$a + A = \begin{cases} -B + b \\ -C + c \\ -D + d \end{cases}$$

Reaksiya kanallari chiqish ehtimoliyatlariga ko'ra ularga ruhsat etilgan yoki cheklashlarga sabab bo'ladigan kvant xarakteristikalarini aniqlash imkonini beradi.

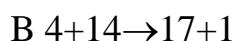
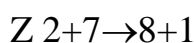
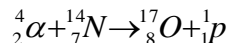
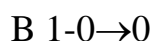
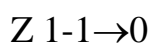
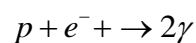
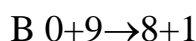
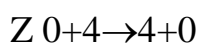
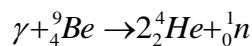
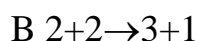
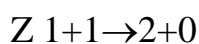
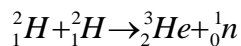
Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari to'la bajarilishligi reaksiyada qatnashayotgan zarralar yoki yadrolar xarakteristikalarini yuqori aniqlikda aniqlash imkonini beradi (masalan: impulsi, zaryadi, juftligi va h.k.).

Yadro reaksiyalari ta'sirlashuv energiyasiga, reaksiyani yuzaga keltirayotgan zarraning turiga, xossalriga hamda yadroning massa soniga, reaksiyaning borish mexanizmiga, reaksiya energiyasiga va h.k.ga qarab tavsiflanadi.

Reaksiyaga kirishayotgan zarralarning turiga qarab reaksiyalarni n, zaryadli zarralar, γ -fotonlar reaksiyalari deb ataladi.

Ta'sirlashuv mexanizmi nuqtai nazaridan reaksiyalar ikki sinfga: kompaund yadro hosil qilish va bevosita o'zaro ta'sirli reaksiyalarga bo'linadi.

1) Barcha yadro reaksiyalarida zaryad soni va nuklon(barion)lar soni saqlanadi.



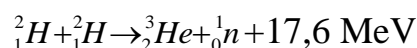
2) Energiya va impuls saqlanadi. Yadro reaksiyalarini yopiq sistemada deb qarash mumkin, chunki atom qobigi 10^{-8} sm, yadro o'lchamidan (10^{-13} sm) uzoqda va ximiyaviy bog'lanish energiyasidan katta, qisqa masofada kuchli ta'sirlashuvchi nuklonlar orasidagi ta'sirlashuvdan cheksiz kichik. Yopiq sistemada energiya va impuls saqlanadi

$$\begin{aligned}
 & a+A \rightarrow B+b \\
 & m_a c^2 + M_a c^2 + T_a + T_A = m_b c^2 + M_B c^2 + T_b + T_B \quad (7.1) \\
 & E_1 + T_1 = E_2 + T_2 \quad Q = E_1 - E_2 = T_2 - T_1
 \end{aligned}$$

Bu yerda $E_1 = m_a c^2 + M_a c^2$, $E_2 = m_b c^2 + M_B c^2$ tinch holat massalariga to'g'ri keluvchi energiyalar. $T_1 = T_a + T_A$, $T_2 = T_b + T_B$ – kinetik energiyalari. Q -reaktsiya energiyasi.

$Q=0$ elastik sochilish $T_1 = T_2$.

Agar $Q > 0$ bo'lsa $T_2 > T_1$ – ekzoenergetik reaksiya. $T_2 > T_1$ bo'lib, bunda tinch holat energiyasi harakat energiyasiga aylanadi. Ekzoenergetik reaksiyada zarra yadro to'sig'ini yengib yadroga kira olsa yetarli. Masalan:

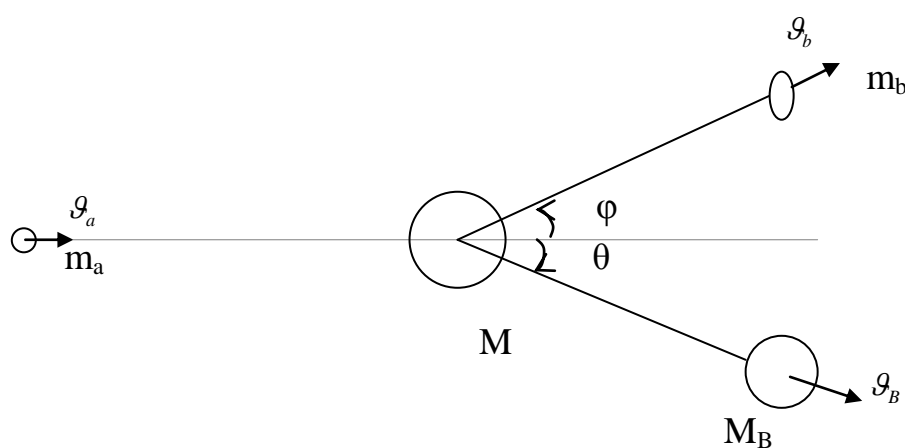


$Q < 0$ to'lsa $T_2 < T_1$ endoenergetik reaksiya zarra kinetik energiyasi hisobidan tinch holat energiyasi oshadi. Reaksiyaga kiruvchi zarralarning to'la impulsi reaksiya mahsuloti zarralarining to'la impulsiga teng bo'ladi.

$$p_a + p_A \rightarrow p_B + p_b \quad (7.2)$$

Odatda $p_A = 0$ bo'ladi (laboratoriya sistemasiga ko'ra). Shuning uchun $p_a \rightarrow p_B + p_b$

$$\frac{m_a v_a^2}{2} = \frac{m_b v_b^2}{2} + \frac{m_B v_B^2}{2} - Q \quad (7.3)$$



7.1-rasm. Impulsning x va y o'qlariga proektsiyalari.

$$\begin{aligned}
 m_a v_a &= m_b v_b \cos \phi + m_B v_B \cos \theta \\
 0 &= m_b v_b \sin \phi - m_B v_B \sin \theta \quad (7.4)
 \end{aligned}$$

Endotermik reaksiyada tushayotgan zarra kinetik energiyasi zarraning tinchlikdagi energiyasiga aylanar ekan, tushuvchi zarra kinetik energiyasi reaksiya energiyasidan katta bo'lishi kerak.

Laboratoriya sistemasida $p_A=0$ sababli, nishon-yadro va zarradan iborat sistemaning to'la impulsi zarraning impulsiga teng

$$p_A=0 \quad p_a+p_A=p_a \neq 0$$

Demak, zarra va nishon-yadro laboratoriya sistemasida harakatda bo'ladi. Uning inersiya markazining impulsi

$$p_1=(m_a+m_A) \mathcal{G} = p_a = m_a \mathcal{G}$$

Kinetik energiyasi

$$T_1 = \frac{1}{2}(m_a+m_A) \mathcal{G}_1^2 = \frac{p_1^2}{2(m_a+m_A)} = \frac{p_a^2}{2(m_a+m_A)} = \frac{m_a^2 \mathcal{G}_a^2}{2(m_a+m_A)} = \frac{m_a}{(m_a+m_A)} T_a \quad (7.5)$$

Zarraning kinetik energiyasi- T_a ortishi bilan uning ma'lum qiymatidan boshlab endotermik reaksiya jarayoni boshlanadi. Bu qiymatga endotermik reaksiya ostonasi deyiladi. (7.5)- formulaga asosan, zarra kinetik energiyasining T_1 -qismi sistema kinetik energiyasiga aylanadi, qolgan qismi esa yadro va zarralardan iborat sistemani qo'zg'alish energiyasiga ya'ni, reaksiya energiyasiga sarflanadi.

$$|Q| = T_a - T_1 = T_a - T_a \frac{m_a}{(m_a+m_A)} = T_a \frac{m_A}{(m_a+m_A)} \quad (7.6)$$

(7.6) reaksiya ostonasi deyiladi.

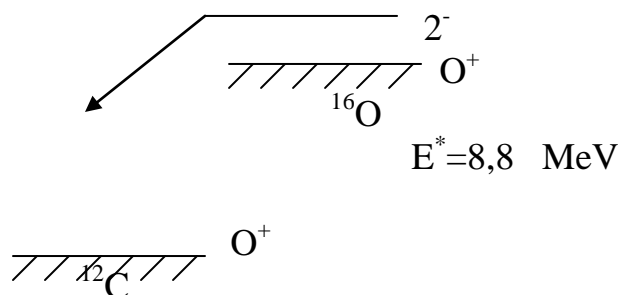
$$T_{ost} = \frac{m_a+m_A}{m_A} |Q| = \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) |Q| \quad (7.7)$$

Reaksiya ostonasi qiymat jihatdan har doim reaksiya energiyasi Q dan katta .

Lekin ko'p hollarda nishon-yadro massasi- m_A zarra massasiga nisbatan katta bo'ladi $m_A \gg m_a$ bunday holda $T_{ost} = |Q|$ bo'ladi. Fotonlar bilan bo'ladigan endotermik reaksiyada $T_{ost} = |Q|$ - ga teng chunki foton uchun $m_a=0$. Ostona energiyasi yengil yadrolarda katta, og'ir yadrolarda kamayib boradi.

3) Yadro reaksiyalarida to'la moment va biror o'qqa proektsiyalari saqlanish kerak. $\vec{I}_1 = \vec{i}_a + I_A + \vec{i}_{aA} = \vec{i}_b + I_B + \vec{i}_{bB} = I_2$

Masalan: 2-holatdan $^{12}\text{C}(0^+)$ ga ehtimoliyoti juda kichik, chunki spin saqlanmaydi.



7.2-rasm.

4) Kuchli va elektromagnit ta'sirlashuv bilan bo'ladigan yadro reaksiyalarida juftlik saqlanadi.

$$p_a p_A (-1)^{I_{aA}} = p_b p_B (-1)^{I_{bB}}$$

Masalan; $\pi^- + {}^2_1H \rightarrow n + n$

Bu reaksiyadan deytron spini va juftligi $I^\pi = I^+$; π^- - mezon juftligida aniqlash lozim. π^- -mezon plastinkaga tushib sekinlashib deyteriy orbitasiga yutiladi. K-orbitada joylashib deytron bilan reaksiyaga kirishadi. Shunday qilib reaksiyagacha dastlab spinlar yig'indisi $I_\sigma^v = 1$ faqat deytron spinigagina teng.

Reaksiyagacha to'la juftlik π^- -mezon 2_1H – deytronlar juftliklari ko'paytmasiga teng.

$$\pi_q = \pi_\pi * \pi_{{}^2_1H}$$

Deytron 2_1H –proton, neytronlari bog'langan holda S-holatda bo'lganligi uchun juftligi $\pi_{{}^2_1H} = 1$ juftdir.

Reaksiyadan keyin ikkita neytron hosil bo'lsa, bu bog'lanmagan aynan bir-xil zarrachalar bo'lgani uchun to'liq funksiyalari antisimmetrik bo'lishi kerak.

Bu ikkita neytron 1S , 1D holatda tura olmaydilar, aks holda to'liq funksiyalari simmetrik bo'lib qoladi. 3P holatda bo'lsa spinlari 0,1,2(yig'indi spin 1) bo'lishi mumkin.

Shunday qilib, ikkala neytron P-holat bilan xarakterlansa juftligi toq, demak reaksiya oxirida juftlik $\pi_0 = -1$.

Shunday qilib π^- -mezon juftligi toq ekan.

5) Kuchli ta'sirlashuv bilan kechadigan yadro reaksiyalarida izotopik spin saqlanadi (boshqa ta'sirlashuvlarda saqlanmaydi).

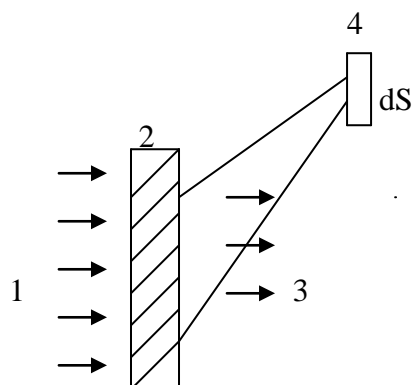
$T_a + T_A = T_b + T_B$ – izotopik invariantlik.

Yadro reaksiyalari kesimi. Yadro reaksiyalari kesimi zarralarning yadrolar bilan to'qnashish ehtimolligini ya'ni reaksiya ehtimoliyatini xarakterlaydi. Reaksiyalar ehtimoliyati tushayotgan zarralar oqimiga bog'liq

$$W = \sigma \Pi \quad (7.8)$$

Bu yerda Π oqim birlik yuzadan vaqt birligida o'tuvchi zarralar soniga bog'liq. Agar yupqa nishon-plastinka olsak, tushayotgan zarralar hamma yadrolar bilan bir-xil sharoitda ta'sirlashadi.

Tajriba sxemasi 7.3-rasmda keltirilgan.



- 1 – tushayotgan α -zarra
- 2 – nishon yadro
- 3 – reaksiyada hosil bo'lgan yadro
- 4 – detektor

7.3 -rasm

Nishondagi yadrolar zichligi tushayotgan zarralar oqimi (ya'ni tushayotgan zarralar dastasiga tik o'tkazilgan birlik yuzadan birlik vaqtda o'tayotgan zarralar soni $n_a v_n$ (n_a – tushayotgan zarralarning zichligi, v_n - ularning tezligi) bo'lsin.

U holda 7.3-rasmdagi cheksiz kichik dS yuzadan bir sekundda o'tayotgan zarralar soni tushayotgan zarralarning oqim zichligi va nishondagi yadrolar soni aniqlanadi:

$$dN = d\sigma \cdot n_a \cdot \mathcal{G}_n \cdot nV$$

Bundan

$$d\sigma = \frac{dN}{n_a \cdot \mathcal{G}_n \cdot nV} \quad (7.9)$$

Bu yerda V -nishonning hajmi, dV -proportsionallik koeffitsenti. Bu koeffitsent tushayotgan zarralar oqimiga ham, nishondagi yadrolar soniga ham bog'liq bo'lmasdan, zarralarning yadrolar bilan bo'ladigan ayrim ta'sirlanish elementar aktlarining miqdoriy xarakteristikasini ifodalaydi va effektiv kesim deyiladi.

$d\sigma$ - ni fazoviy burchak elementga bo'lib, differentsial effektiv kesim hosil qilamiz.

$$\sigma = \int d\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{\Delta N}{n_a \cdot \mathcal{G}_n \cdot nV} \quad (7.10)$$

Bu yerda ΔN -yupqa nishondan uchib chiqadigan va 7.3-rasmda ko'rsatilgan uch turdagi (tushayotgan, o'tayotgan va sochilayotgan) zarralarning to'layig'indisi.

Integral kesim reaksiyaning borish intensivligini xarakterlaydi.

(7.10) formuladan σ - o'lchov birligi yuza birligiga teng ekanligi kelib chiqadi.

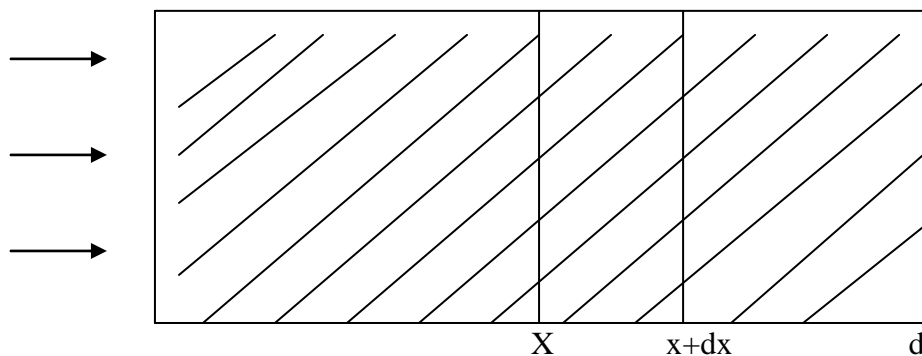
$$[n] = \text{zarra}/m^3; \quad [\mathcal{G}_n] = m/s; \quad [n] = \text{zarra}/m^3$$

Umumiy holda σ -reaksiya jarayonining miqdoriy xarakteristikasi bo'lib, reaksiyaning borish jadalligini bildiradi.

α zarraning A-nishon yadro bilan to'qnashish jarayonida B-yadro bilan b-zarraning vujudga kelish ehtimoliyoti tushayotgan oqim zichligi $n_a v_a$ -ga proportsional

$$W = \sigma n_a v_a$$

d -qalinlikdagi nishon neytral zarralar bilan bombardimon qilinayotgan bo'lsin. (7.4-rasm).



7.4-rasm.

Zarralar dastasiga perpendikulyar joylashgan birlik yuzaga birlik vaqtda tushayotgan zarralar soni (oqim zichligi yoki intensivligi) N - bo'lsa, dx qalinlikdan so'ng $N-dN$ bo'ladi. (kamayadi)

Agar zichligi ρ_0 bo'lgan moddaning birlik massadagi yadrolar sonini n_0 bo'lsa nishonning dx –qalinlikdagi yadrolar soni $n = n_0 \rho_0 dx$ dastaning susayishi

$$N = n_0 \rho_0 dx$$

$$-\frac{dN}{N} = \sigma n_0 \rho_0 dx \text{ integrallasak } N = N_0 e^{-\sigma n_0 \rho_0 x}, \text{ bu yerda } n = n_0 \rho_0 \quad N_0 \text{ esa } d=0$$

bo'lgandagi intensivligidir. Kub santimetr hajmdagi makroskopik kesim

$$\Sigma = N\sigma \text{ bu yerda } N - 1 \text{ sm}^3 \text{ dagi yadrolar soni.}$$

$$N = \frac{\rho N_a}{A}$$

Bu yerda ρ -zichlik (t/sm^3), N_a -Avogadro soni, A -atom massasi.

Yadro reaksiyalarining chiqishi. Yadro reaksiyalarining chiqishi deganda ma'lum bir fizik sharoitda eksperimental qurilma yordamida har bir reaksiya aktiga mos qayd qilinadigan zarralar soni tushiniladi.

Agar yupqa nishonga tushayotgan zarralar oqimining zichligi N ($N = n_a v_a$) nishon 1 m^2 yuzasidagi yadrolar soni N_s zarralarning yutilish va sochilish kesimi σ_i bo'lsa, u holda shu yupqa nishonning birlik yuzasida sodir bo'ladigan reaksiyalar soni $\Pi_i = \sigma_i N_s N$, bo'ladi. Tushayotgan zarralarni, oqim zichligiga bo'lsak, yupqa nishon uchun reaksiya chiqishi $Y_i = \sigma_i N_s$ bo'ladi. 1 m^3 hajmdagi atomlar soni yuzasi 1 m^2 , qalinligi 1 m bo'lgan nishondagi yadrolar soniga teng ekanligini hamda yuzasi 1 m^2 bo'lgan X -qalinligidagi nishonda

$$N_s = \frac{\rho_0 x}{A} * 6,02 * 10^{26} \text{ yadro/m}^2$$

$$\text{Yadro mavjudligini hisobga olsak, reaksiya chiqishi } Y_i = \frac{\sigma_i \rho_0 x}{A} * 6,02 * 10^{26}$$

ρ_0 - nishon moddasining zichligi, A -esa atom massasi.

§ 7.2 Tezlatgichlar

Zarra bilan yadro yoki yadro bilan yadro yadroviy kuch ta'sir radiusi (10^{-13} sm) qadar yaqinlashib o'zaro ta'sirlashishi natijasida yadroda turli o'zgarish yoki yadro zarralarining qayta taqsimlanishi mumkin. Yadroviy reaksiya deb ataladigan bunday jarayonda yadro uyg'onadi yoki yangi zarralar hosil bo'ladi.

Shunday qilib, yadroviy reaksiyani hosil qilish uchun yadrolarni katta energiyali zarralar yoki yadrolar bilan bombardimon qilish kerak. Bunday yuqori energiyali zarralar radioaktiv yemirilishda hosil bo'ladi. Masalan, alfa-radioaktiv yadrolar yemirilishida 4-9 MeV energiyali alfa-zarralar ham uchraydi. Lekin intensivligi kam bo'lganligi uchun ulardan yadroviy reaksiylarni o'rganishda foydalanib bo'lmaydi.

Yadro va elementar zarralar xususiyatlarini keng o'rganishlik uchun yuqori energiyagacha tezlatib beruvchi tezlatgichlar yaratilishi juda muhim hisoblanadi.

Hozirgi vaqtda yaratilgan tezlatgichlar yordamida turli xil reaksiyalar o'tkazilmoqda.

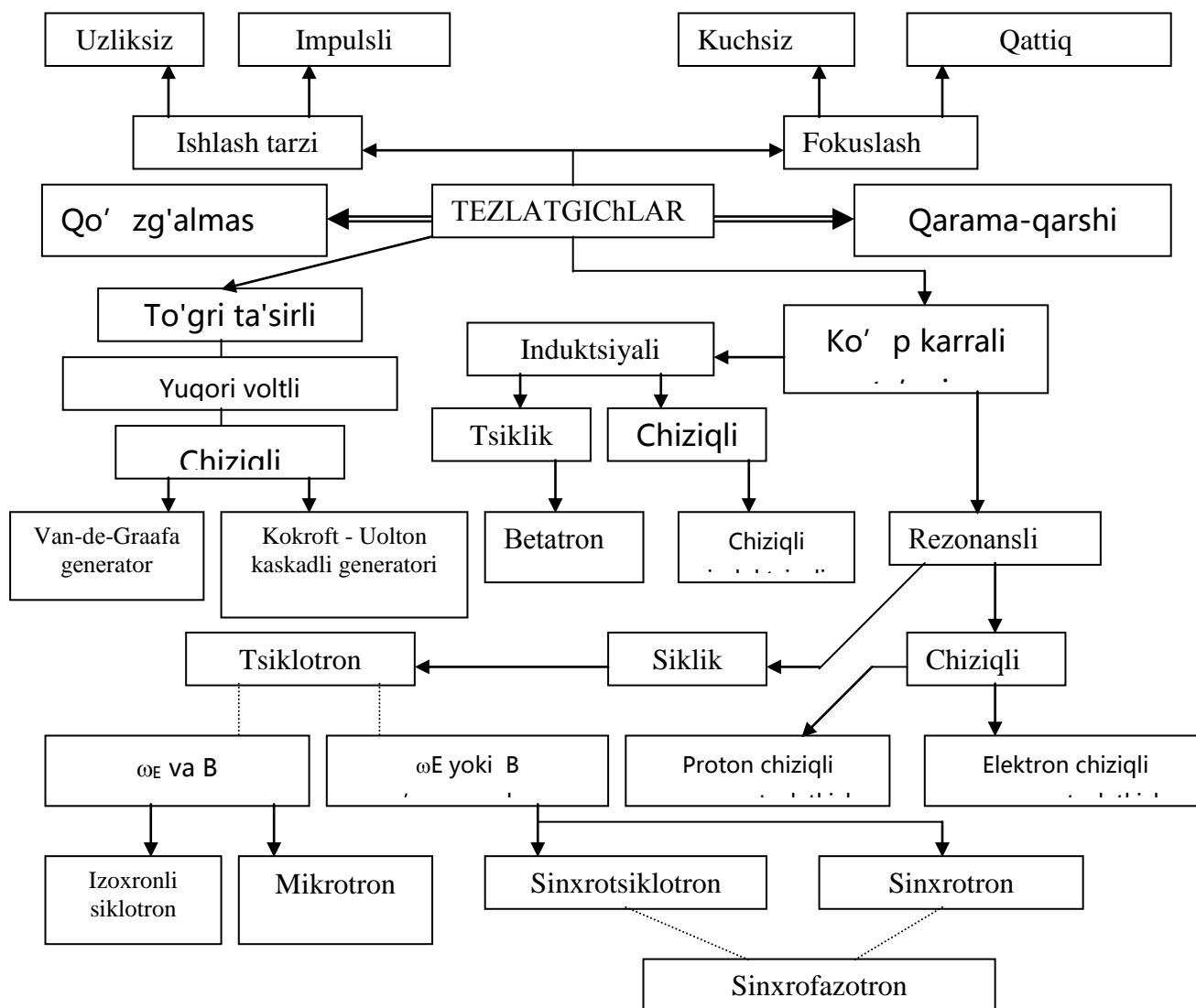
Yadro tuzilishini o'rganish, yadro reaksiyalarini amalga oshirish hamda elementar zarralar xususiyatlarini aniqlash va boshqa ko'plab muammolarni hal qilishlik uchun yuqori energiyagacha tezlashtirilgan katta oqimdagi zarralar dastasi talab etiladi.

Tezlatgichlar 1930 yillardan boshlab qurila boshlandi. Dastlabki tezlatgichlar energiyalari MeV bo'lsa, hozirgi vaqtda bir necha GeV energiyagacha yetkazildi. Zaryadli zarralarni tezlatish odatda elektr maydonda yoki elektr va magnit maydonlar birgalikda amalga oshiriladi.

Tezlatgichlar tezlashtiruvchi maydon turiga qarab zarralar oqimini fokuslashi, tezlashtirilayotgan zarralar xili, erishgan energiyalariga ko'ra turlicha nomlar bilan ataladilar.

Tezlatgichlarning turlari 7.1-jadvalda keltirilgan

7.1-jadval



To'g'ri ta'sirli tezlatgichlar zarra maydonidan o'tishda bir marotaba energiyasini oshirsa, ko'p karrali ta'sirli tezlatgichlarda esa shu maydondan zarra bir necha marotaba energiya orttirmasi oladilar. Yuqori voltli tezlatgichda energiya

orttirmasi potentsiallar ayirmasiga to'g'ri kelsa, induktsiyali tezlatgichda magnit oqimi o'zgarishiga mos keluvchi uyurma elektr maydoni, rezonans tezlatgichlarda esa yuqori chastotali o'zgaruvchi elektr maydoni kattaliklariga mos keladi. Chiziqli tezlatgichlarda zarralar to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlansa, siklik tezlatgichlarda aylana yoki spiralsimon harakatlanadilar.

Uzluksiz oqimli tezlatgichlar zarralar oqimi o'zgarmas bo'lishsa, impulslarida esa zarra dastasi ma'lum vaqt oralig'ida tezlashtiriladi.

Odatda tezlashtirilgan zarralar qo'zg'almas nishonga yo'naltiriladi. Qarama-qarshi oqimda tezlashtirilganda o'zaro massalar teng ma'lum impulsiga ega bo'lgan zarralar bir-birlariga qarama-qarshi yo'nalishda ta'sirlashadilar.

Barcha tezlatgichlarda zarralarni tezlatish jarayonida fokuslab turishlik lozim. Ko'ndalang radial va vertikal tekislik bo'yicha fokuslash magnit maydonining radius bo'yicha kamayib borishi bilan amalga oshiriladi. Bunda magnit maydonining pasayishi darajasi $0 < n < 1$ oralig'ida bo'ladi. Bu xil fokuslashga yumshoq (kuchsiz) fokuslash deb ataladi. Bu xil fokuslashda vakuum kamera va magnit o'lchami oshib ketadi, natijada tezlatgich narxining juda yuqori bo'lishiga olib keladi. Juda yuqori energiyali tezlatgichlarda kuchli fokuslash usuli qo'llanilmoqda, bunda zarralar oqimi turli magnit qismlaridan o'tishda har xil ishorali katta gradient maydonga keladilar. Zarralar oqimi gorizontal va vertikal yo'nalishlar bo'yicha ketma-ket fokuslanib, defokuslanadilar.

Rezonans tezlatgichlarda zarralar oqimi bo'ylama yo'nalish bo'yicha ya'ni zarralar aylanish chastotasi bilan tezlashtiruvchi elektr maydoni chastotalarining rezonansini ta'minlash elektr maydon chastotasini yoki magnit maydonni vaqt bo'yicha o'zgarishlik bilan amalga oshiriladi.

Tezlatgichlarda zarralar energiyasi va zarralar oqimi intensivligi muhim xususiyati hisoblanadi. Intensivligini oqim tok kuchi $I=qN$ bilan ifodalanadi.

Siklik tezlatgichlarda tezlashtiriladigan zarralar tezlashtiruvchi maydonga takror-takror kiritilib, energiyasini oshirib boradi.

Birinchi tezlatgichlardan siklotron 1930 yili Lorens (1901-1958) tomonidan qurildi.

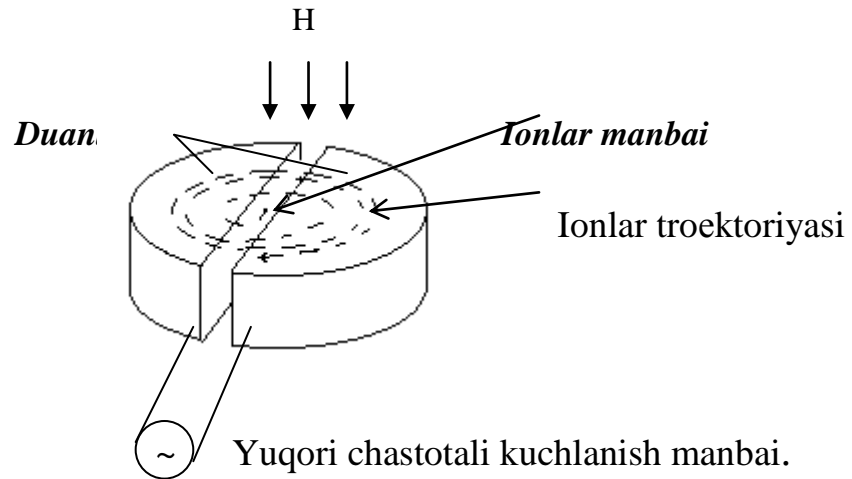
Siklotron (sxemasi 7.5-rasmda keltirilgan) ikkita A, B duant, ionlar manbai, tezlashtiruvchi yuqori chastotali elektr kuchlanish manbai, magnit maydonlaridan iborat. Duant magnit qutblari orasiga joylashtirilgan. Elektr maydoni duantlar uchlariga beriladi. Ion (zaryadli zarralar) ion manбайдan chiqishi bilan duantning manfiy qutbiga tortilib, energiyasini oshiradi, bu ion magnit maydon ta'sirida duant ichkarisida yarim aylana shaklida aylanadi, yarim davr $T/2$ oralig'ida qarama-qarshi duant chegarasiga keladi, bu paytda duant ishorasini o'zgartiradi yana energiyasini oshiradi va h.k. Shunday qilib, siklotronda ion (zarra) rezonans energiyasini orttirib borishligi uchun elektr maydon chastotasi ion (zarra)ning duant ichida aylanish chastotasiga mos kelishligi talab etiladi.

Siklotronda elektr maydoni ion(zarra)ga tezlanish beradi

$$F_E = eZE \cdot 10^7 \text{ dina} \quad (7.11)$$

Bunda eZ -ion zaryadi, E -elektr maydon kuchlanganligi, magnit maydoni esa ion (zarra)larni egadi (buradi).

$$F_H = 0,1eZH \quad (7.12)$$



7.5 rasm

Bunda ϱ -zarra tezligi, H -magnit maydon kuchlanganligi. Ma'lumki, egri chiziqli harakatda markazdan qochma kuch vujudga keladi

$$F_{mq} = \frac{m\varrho^2}{R} \quad (7.13)$$

(7.12) va (7.13) kuchlar o'zaro teng bo'lishi kerak.

$$0,1eZH = \frac{m\varrho^2}{R} \quad \text{bundan} \quad 0,1eZH = \frac{m\varrho}{R} \quad (7.14)$$

$$\frac{\varrho}{R} = w \quad \text{ekanligini e'tiborga olib} \quad w = \frac{0,1eZH}{m} \quad (7.15)$$

(7.15) w -zarraning duantda aylanish chastotasi w_3 ni ifodalaydi. Siklotronda ion $T/2$ davr ichida energiyani oshirib spiralsimon harakat qiladi. Rezonans ravishda energiyani oshirib borishligi uchun zarra aylanish chastotasi w_3 har doim tezlashtiruvchi generator chastotasi w_3 ga teng bo'lishi kerak. Tezlashtiruvchi elektr maydon kuchlanishi 100 kV lar bo'ladi.

Siklotronda zarra maksimum energiyasi tezlatuvchi maydon kattaligiga bog'liq bo'lmasdan, magnit maydon kuchlanganligi N va radius R ga bog'liq.

Haqiqatdan ham $\varrho = wR$, kinetik energiya

$$E = \frac{1}{2} m w^2 R^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{(eHR)^2}{mc^2} \quad (7.16)$$

Agar $H=15$ kGs, $R=0,4$ m bo'lsa, proton tezlashtirilsa ($m_p c^2=938$ MeV), siklotronda proton maksimum kinetik energiyasi

$$E = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 1,5 \cdot 10^4 \cdot 40)^2}{2 \cdot 938 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \text{ eng} = 17 \cdot 10^6 \text{ eV} = 17 \text{ MeV}$$

Siklotronda zarralar energiyasini cheksiz oshirib borish mumkin emas, chunki zarra energiyasi oshishi bilan massasi relyativistik oshib, zarraning aylanish chastotasi w_3 kamayishiga olib keladi, natijada tezlashtiruvchi maydon chastotasi w_g orasidagi moslikni buzilishiga rezonans yo'qolishiga olib keladi.

Bundan (7.15) ifodadan ko'rinadiki, siklotron yengil zarralarni (elektron) tezlashtirishga yaroqsiz, chunki yengil zarra tezda massasini relyativistik oshiradi. Siklotron proton, alfa-zarra, og'ir ionlarni tezlashtirishga hosdir.

Sinxrotsiklotron – siklotronning modifikatsiya qilingan varianti. Bunda siklotrondan farqli ravishda tezlashtiruvchi elektr maydon chastotasi zarra aylanish chastotasining kamayishiga mos ravishda kamayib boradi.

Tezlatish jarayonida zarralar barqaror oqimini avtomatik ravishda hosil qilish avtofazirovka printsiplini 1944-1945 yillari V.I.Veksler (1907-1966), Mak-Millan (1907 y.t.) lar ishlab chiqishdilar.

Zarra aylanish chastotasi kamayishi avval bayon qilinganidek massasining relyativistik oshishi va magnit maydonining birmuncha kamayishi sababidan sinxrotsiklotron impuls tarzida ishlaydi, zarralar oqimi intensivligi siklotrondagidan birmuncha kichik, bu tezlatgich ham og'ir zaryadli zarralar proton, deytion, alfa, ionlarni 1 GeV energiyagacha tezlashtiradi.

Sinxrotsiklotronda zarra tezlashtiruvchi kamera markazidan chetlarigacha spiralsimon aylanib boraveradi. Energiyasi oshishi bilan kamera o'lchami ham oshib boradi, kameraning to'la hajmi magnit qutblari orasida turishi kerak, bu esa ko'p tonnalab temir elementini bo'lishligini talab etadi, qurilmaning tannarxining keskin oshib ketishiga olib keladi.

Sinxrotsiklotronda zarra maksimum energiyasi $W \sim 1$ GeV dan oshmaydi, chunki tezlashtiruvchi elektr maydoni chastotasining keskin kamayishi imkon bermaydi. Bundan tashqari zarra orbitasi oshib borishi bilan magnit maydoni kamayishi juda katta radiusni tashkil etadi. Masalan: sinxrotsiklotronda zarra energiyasi $W \sim 10$ GeV bo'lsa, magnit maydoni H kamayishi 20%, dastlabki $H_0=18$ 000 erst dan $H = 14$ 500 erst gacha kamayadi, radiusi $R = 25$ m bo'lib, magnit massasi $\sim 1,5 \cdot 10^6$ t bo'ladi. Shuning uchun energiyasini oshirishning boshqa bir usuli sinxrofazotronda zarrani o'zgarmas radiusda tezlatishdir.

Sinxrofazotronda zarrani o'zgarmas radiusda tezlatish uchun $R = \frac{\sqrt{W(W + 2E_0)}}{300ZH} = \text{const}$ bo'lishi kerak, ya'ni energiya oshishi bilan magnit maydoni kuchlanganligi H ham oshib borishi lozim.

Sinxrofazotronda zarra aylana halqada va to'g'ri chiziqli harakatda qatnashadi, tezlashtiruvchi rezonator halqa va to'g'ri chiziqli bo'laklar orasiga joylashgan.

Tezlashtirilayotgan zarralar o'zgarmas orbitada harakatlanishi uchun orbitaga yetarli darajada tezlashtirilib injeksiya (purkash) qilinadi. Sinxrofazotron maksimum energiyasi injeksiya energiyasiga bog'liq.

$$\frac{W_i(W_i + 2E_0)}{H_i^2} = \frac{W(W + 2E_0)}{H^2} \quad (7.17)$$

Bu yerda W_i –injeksiya energiyasi, W -sinxrofazotron maksimum energiyasi, H -lar mos ravishda magnit maydon kuchlanganligi.

$W_i \ll W$ ekanligini e'tiborga olib (7.17) ifodadan

$$W_i = \frac{W(W + 2E_0)}{2E_0} \frac{H_i^2}{H^2} \quad (7.18)$$

kelib chiqadi.

Injektsiya energiyasi qancha oshsa, sinxrofazotron energiyasi kvadratik marotaba oshib boradi.

§ 7.3 Detektorlar

Zarralarni qayd qilishlik detektorlar yordamida amalga oshiriladi.

Detektorlarni ikkita toifaga – hisoblagichlar va zarralar izlarini hosil qiluvchilarga ajratish mumkin. Zarralar hisoblagichlarda elektr impulsi hosil qilishga, bu bilan zarralar oqimini, massa, zaryad, tezlik va energiyalarni va h.k. aniqlash mumkin.

Izli detektorlarda zarra izini, harakat yo'nalishini boshqa zarra, yadrolar bilan to'qnashuv jarayonlarini, yemirilish va boshqa ko'plab ta'sirlashuv xususiyatlarini aniqlash mumkin. Zaryadsiz zarralar muhit bilan ta'sirlashganda ionizatsiya hosil qilishmaydilar, bu zarralarni ta'sirlashuvida hosil bo'luvchi ikkilamchi zaryadli zarralarga ko'ra qayd qilinadi.

Hisoblagich detektorlarga – ionizatsiyali kamera, proporsional, Geyger-Myuller, stsintillyatsiyali, Cherenkov hamda yarimo'tkazgichli hisoblagichlar, izli detektorlarga – Vilson, pufakli kameralar, qalin qatlamli fotoemulsiya, keng oraliqli uchqunli kamera va strimerli kameralar kiradilar.

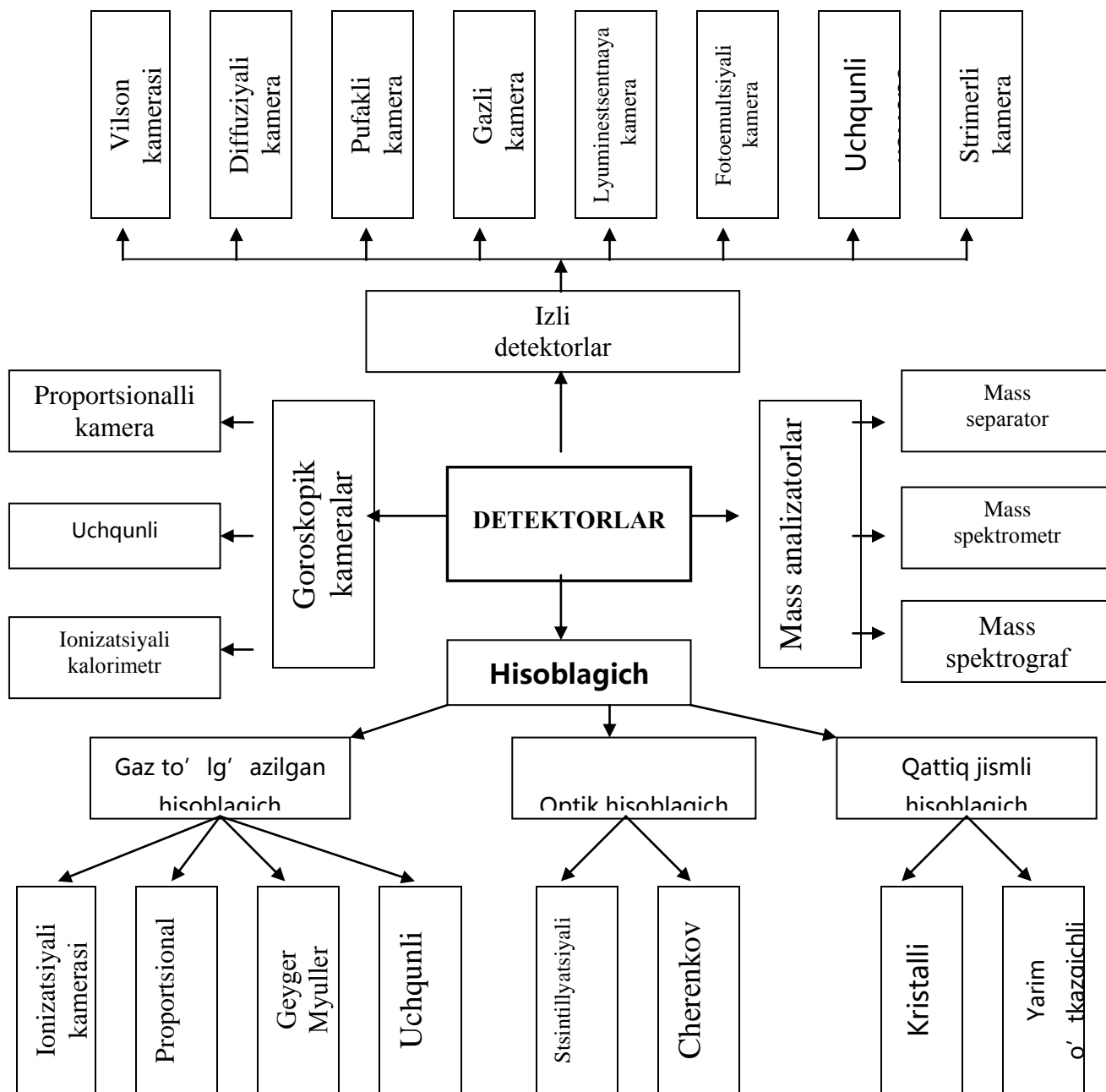
Hisoblagich detektorlarning asosiy xususiyatlari:

1. Effektivligi – hisoblagichda qayd qilingan zarralar sonining hisoblagichga kelib tushgan zarralar soniga nisbati foiz hisobida $\varepsilon = \frac{N_k}{N_T} = 100\%$, bu yerda ε - effektivlik, N_k -hisoblagich qayd qilgan zarralar soni, N_T -hisoblagichga kelib tushgan zarralar soni.

2. Vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati – bu shunday vaqt oralig'iki, bu vaqtda detektorga kelib tushgan zarralarni alohida-alohida ajrata olish uchun kerak bo'lgan minimum vaqtdir.

3. Energiya ajrata olish qobiliyati.

7.2-jadval



Izli detektorlar xususiyatlari:

1. Effektiv hajm – effektiv hajm oshsa zarra izlari va yemirilish jarayonlari izlari to'la joylashadi. Kameradan chiqib ketishmaydi.
2. Vaqt birligida ishchi sikl soni. Detektor qancha tez ishchi holatiga qaytsa shuncha yaxshi.
3. Sezgirliigi. Eng kichik ionlashtirishlarni seza olishi.
4. Boshqarilishi.

5. Tajriba natijalarini yengil va tezda qayta ishlash. Masalan, fotografik usullarda izlarni olish va qayta ishlash uzoq muddatli qiyin ishlardir.
 6. Iqtisodiy ko'rsatkichi. Ayrim kameralar narxi juda qimmatligi uchun jahondagi bir nechagina laboratoriyalar mavjud.
- Hozirgi vaqtda ko'plab detektorlar mavjud, muhim turlari 7.2-jadvalda keltirilgan.

VIII-BOB. YADRONING BO'LINISH REAKTSIYALARI

§ 8.1 Atom yadrosining bo'linishi

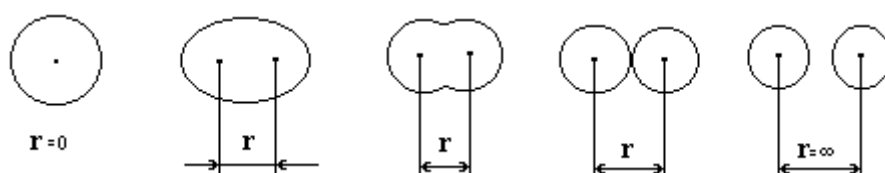
Yadroning bo'linish tarixi E.Fermi va uning izdoshlarining 1934 yilda uran yadrosini neytronlar bilan bombardimon qilish bo'yicha o'tkazgan tajribalaridan boshlanadi. Ular zaryadsiz neytron uchun kulon to'sig'i yo'qligi sababli og'ir yadrolarni neytron bilan bombardimon qilib, nishon yadroni neytronlar bilan boyitish, bu yadrolar o'z navbatida radioaktiv bo'lib β^- - yemirilish bilan zaryadini bittaga oshirishi, shu yo'l bilan davriy sistemada uran elementidan keyin joylashgan transuran elementlari hosil qilish edilar. Haqiqatda esa ular bo'linish parchalarini (yarim yemirilish davrlari: $T_{1/2}=13\text{min.}$, $T_{1/2}=90\text{min.}$) kuzatgan edilar.

Ko'p yillik muntazam izlanishlar olib borib 1939 yili O.Gan (1879-1968) va Shtrassman (1902-1980) lar E.Fermi tajribalarini takrorlab, bunday reaksiya natijasida boshlang'ich yadro o'zidan ancha yengil elementlarga parchalanishini ko'rsatdilar.

I.Kyuri va P.Savich (1909 y.t.) lar yuqoridagi reaksiyalarda radioaktiv lantanning, O.Gan va Shtrassmanlar radioaktiv bariy elementining hosil bo'lishini aniqladilar.

Bu tajriba natijalarini tahlil qilib, 1939 yilda Meytner va O.Frish (1904-1979) lar neytronlar ta'sirida uran yadrosi ikki bo'lakka ajralishi kerak, degan fikrga keldilar. Bu fikr keyinchalik tasdiqlandi va bu jarayon yadroning bo'linishi degan nomni oldi.

L.Meytner va Frishlar yadro bo'linishini tomchi modeliga ko'ra tushuntirishga harakat qildilar. 1939 yili N.Bor, D.Uiler (1911) bulardan mustaqil Ya.I.Frenkel (1894-1952) lar yadro bo'linish mexanizmini tomchi modeli asosida tushuntirib berdilar.



8.1-rasm. Tomchi modeliga asosan yadroning bo'linishi

8.1-rasm

Nishon yadro neytron ta'sirida uyg'ongan holatga o'tadi va yadro suyuqlik tomchisida kuchli tebranishlar yuzaga keladi. Bunday tebranishlar yadrodagi zaryadlangan protonlar o'rtasidagi kulon itarishish kuchlari bilan yadroni barqaror holatga qaytaruvchi sirt taranglik kuchlari tufayli vujudga keladi. Darhaqiqat, yadrodagi nuklonlarning harakatlari natijasida, ayniqsa, ular tashqaridan neytron yutish yo'li bilan energiya olganlarida yadro-tomchining shakli o'zgaradi. Tomchi tebranish natijasida shar, ellipsoid yoki boshqa murakkab shaklga kiradi.

Agar uyg'onish energiyasi sirt taranglik energiyasini yengishga yetarli bo'lmasa, ellipsoid shaklini olgan yadro yana sferik shakliga qaytadi. Lekin, agar yadro uyg'onish energiyasi yetarli darajada katta bo'lsa, yadro shakli tebranish natijasida gantel shaklini olishi va u dastlabki shakliga qaytmasligi mumkin, chunki gantel uchlarida to'plangan protonlarning o'zaro elektrostatik itarilish kulon energiyasi yadro tomchisini uzilishiga olib keladi, gantel bo'laklaridagi sirt kuchlari ham bo'linishga moil bo'ladi.

Tomchi modeliga ko'ra, yadro bo'linish shartini qarab chiqaylik. Yadro bog'lanish energiyasi uchun Veytsezeker formulasini yadro bog'lanish energiyasi

$$E = [zm_p + (A - z)m_n]c^2 - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 A^{-1/3} + \dots \quad (8.1)$$

Yadro shakli o'zgaranda bu formuladagi $E_\sigma = \beta A^{2/3} = 4\pi R^2 \sigma$ sirt taranglik energiyasi va $E_k = \gamma Z^2 A^{-1/3} = \frac{3}{5} \cdot \frac{(Ze)^2}{R}$ protonlarning kulon ta'sir energiyasi o'zgaradi. Sirt taranglik kuchi yadro shaklini sferik holiga qaytarishga intilsa, protonlarning kulon ta'sir energiyasi yadrodagi protonlar orasidagi masofani ortishiga, ya'ni deformatsiyalanishiga sabab bo'ladi. Demak, yadroni bo'linishi shu ikki xil energiya yig'indisiga bog'liq.

Berilgan hajm uchun shar shakli eng kichik sirtga ega. Shuning uchun yadro a shakldan b shaklga o'tganda (8.1-rasm) uning sirti ortadi va demak, sirt taranglik energiyasi E_σ ortadi. Protonlar orasidagi o'rtacha masofa ortgani uchun kulon ta'sir energiyasi E_k kamayadi. Yadroga tashqaridan berilgan uyg'onish energiyasi yetarli bo'lmasa, ma'lum vaqtdan so'ng yadro siqiladi va E_σ kamayib E_k ortadi, natijada yadroda tebranishlar hosil bo'ladi. Yadroning uyg'onish energiyasi yetarlicha katta bo'lsa, sirt taranglik kuchi protonlarning kulon ta'sir energiyasini yengishga yetarli bo'lmaganidan, yadro shakli gantel shaklini olishi mumkin. Bu holda yadrodagi protonlar gantel uchlarida to'planadi va endi sirt taranglik energiyasi gantel uchlarida to'plangan yadro suyuqlik materiyasining sferik shaklini olishga «yordamlashadi». Natijada yadro ikki bo'lakka ajraladi. Kulon itarilish energiyasi E_k ning sirt taranglik E_σ ga nisbati yadro bo'lina olish qobiliyatining o'lchami bo'lib xizmat qiladi. E_k yadroning zaryadi Z^2 ga E_σ esa A-massa soniga proporsional bo'lganligidan,

$$\frac{E_k}{E_\sigma} = \frac{\frac{3}{5} \cdot \frac{(Ze)^2}{R_0 A^{1/3}}}{4\pi\sigma R_0^2 A^{2/3}} = \frac{3e^2}{20\pi R_0^3} \cdot \frac{Z^2}{A} \quad (8.2)$$

Bu formulada turli yadrolar uchun $\frac{Z^2}{A}$ o'zgaruvchan ko'paytmadir. $\frac{Z^2}{A}$ ortib borishi bilan yadroning bo'linishi osonlashadi. Shuning uchun $\frac{Z^2}{A}$ ni bo'linish parametri deb ataladi.

Deformatsiyalangan yadrolar uchun yadro to'la energiyasini, (8.1)-ifodani quyidagicha yozamiz,

$$E = E' + E_k + E_\sigma \quad (8.3)$$

Bu yerda sirt taranglik energiyasi E_σ bilan protonlarning kulon energiyasidan (E_k) tashqari hamma boshqa energiyalar yig'indisi E' bilan belgilanadi. Agar yadro birmuncha deformatsiyalansa sirt taranglik energiyasi oshadi va kulon ta'siri energiyasi birmuncha kamayadi, E' energiya o'zgarmay qolaveradi.

Shuning uchun yadro energiyasining o'zgarishi ΔE , E_k va E_σ energiyalarning o'zgarishiga bog'liq:

$$\Delta E = |\Delta E_\sigma| - |\Delta E_k| \quad (8.4)$$

Agar $\Delta E > 0$, ya'ni $|\Delta E_\sigma| > |\Delta E_k|$ bo'lsa, yadro o'z holatiga qaytadi, $\Delta E < 0$ bo'lsa, deformatsiya orta boradi, yadro bo'linadi. $\eta = \frac{|\Delta E_k|}{|\Delta E_\sigma|} = 1$ kritik holdir. $\eta < 1$ - yadro bo'linmaydi, $\eta = 1$ kritik holat, $\eta > 1$ - yadro so'zsiz bo'linadi.

Agar yadro tekis zaryadlangan ellipsoid deb qaralsa bo'linish parametri:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_k}{E_\sigma} \quad (8.5)$$

Kritik hol uchun bo'linish parametrini hisoblasak (8.2), (8.5) ifodalardan

$$\eta = \frac{3e^2 Z^2}{2 \cdot 20\pi R_0^3 \sigma A} \quad \eta = 1 \text{ deb,}$$

$$\frac{Z^2}{A} = \frac{40\pi R_0^3 \sigma}{3e^2} = \frac{40 \cdot 3,14 (1,3 \cdot 10^{-13})^3 10^{20} \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2}}{3(4,8 \cdot 10^{-10})^2 (\text{CGSE})^2} = 45$$

bu yerda $R_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$, $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$, $\sigma_{\text{yad}} = 10^{20} \text{ erg/sm}^2$

Demak, kritik hol $(Z^2/A) = 45$ yaqinlashganda yadro o'z-o'zidan bo'linib ketadi. Yadro bo'linish parametri $Z^2/A > (Z^2/A)_{\text{kr}}$ bo'lganda u asosiy holatda ham bir onda spontan bo'linib ketadi.

Demak, yadrolar uchun Z ning maksimal qiymatini $(Z^2/A)_{\text{kr}} = 45$ dan keltirib chiqarish mumkin. U taxminan 110 ga teng. Shuni ham aytish lozimki, tomchi modeli hamma tajriba natijalarini to'la tushuntirib bera olmaydi. Masalan, yadroning bo'linish parametri Z^2/A ning o'zgarishiga qarab monoton o'zgaravermaydi, bo'linish yadrodagi nuklonlarning toq-juftligiga bog'liq, keyingi vaqtlarda izomer holatdan bo'linishlar kashf etildi. Bularning hammasi yadrodagi qobiqlarni nuklonlar bilan to'ldirilish tartibini, ya'ni yadro qobiq modelini e'tiborga olishni talab etadi.

Yadro energiyasi va deformatsiyalari orasidagi munosabatdan bo'linish xususiyatlarini tushuntirish mumkin.

8.1-rasmdan $r=0$ hol sferik shakldagi uyg'onmagan yadroga mos keladi. Yadro deformatsiyalanganda ellipsoid orasidagi masofa yadroning deformatsiyalanish parametrini ifodalaydi. Kuchli deformatsiyalangan yadro uchun r masofa ortib boradi va $r=r_{kr.}$, shar shaklini olgan bo'laklar bir-biriga tegib turgan holda ular markazlari orasidagi masofani ko'rsatadi. $r=r_{kr.}$ da $E=E(r)$ maksimumga erishadi (8.2-rasm).

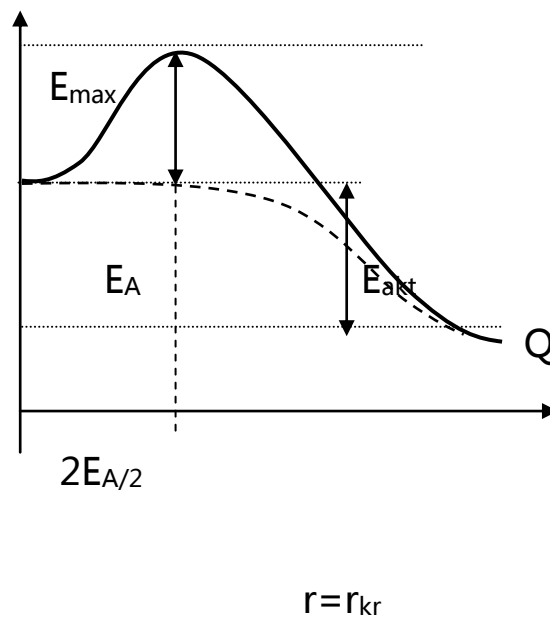
Yadro energiyasi kichik r larda orta boradi, $r=r_{kr.}$ maksimumga erishadi va $r>r_{kr.}$ da yana kamayadi. Uyg'ongan yadro energiyasi E_A bilan $r \rightarrow \infty$ dagi bo'lakchalar energiyasi $E=2E_{A/2}$ orasidagi farq reaksiya energiyasini beradi.

$$Q = E_A - 2 E_{A/2}$$

$E_{akt}=E_{max} - E_A$ – aktivatsiya energiyasi deyiladi.

Yadro bo'linishi uchun tashqaridan aktivatsiya energiyasidan kam bo'lmagan uyg'onish energiyasi $E_{uyg'}$ ni berish kerak, natijada energiya ajraladi.

Bo'linishda ajralib chiquvchi energiya $E_{ajr} = Q_{bo'l} - E_{uyg'}$ ga teng.



8.2-rasm

§ 8.2 Neytron ta'sirida yadrolarning bo'linishi

Tabiatda uran asosan ikki izotop aralashmasi sifatida uchraydi: $^{235}_{92}\text{U}$ (0,7%) va $^{238}_{92}\text{U}$ (99,3%). Neytronlar ta'sirida uran yadrosi bo'linish kesimi izotop turi va neytron energiyasiga bog'liq ravishda har xil bo'ladi. Neytronlar energiyasiga qarab quyidagicha toifalarga bo'linadi: energiyasi 0,025 eV dan 0,5 eV ga qadar bo'lgan neytronlar issiq neytronlar; 0,5 eV dan 1 keV gacha energiyali neytronlar rezonans neytronlar; 1 keV dan 100 keV gacha energiyali neytronlar oraliq neytronlar; 100 keV dan 14 MeV gacha energiyali neytronlar esa tez neytronlar deb ataladi.

Bo'linish kompaund yadro hosil bo'lish bilan yuz berganda yadrolarning bo'linishi yadro vaqtiga ($10^{-22} - 10^{-23}$ s) nisbatan ancha sekin yuz beradi. Kinetik energiyasi T_n bo'lgan neytronni yutgan yadroning uyg'onish energiyasi $E_{o'yg'} = T_n + \varepsilon_{A+1}$ bo'ladi. Bu yerda ε_{A+1} - neytronning kompaund yadro bog'lanish energiyasi. Demak, biror $^A_Z X$ yadroning T_n kinetik energiyali neytron ta'sirida bo'linish sharti

$$T_n > E_f = E_{akt} - \varepsilon_{A+1} \quad (8.6)$$

bu yerda E_f -bo'linishning effektiv chegarasi deyiladi. Aktivatsiya energiyasi E_{akt} bo'linish parametriga bog'liq bo'lib, uncha og'ir bo'lmagan yadrolar uchun bo'linish parametri kritik qiymatdan kichik $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{kr} > \frac{Z^2}{A}$, aktivatsiya energiyasi E_{akt} katta bo'ladi.

Shuning uchun bunday yadrolarni bo'lish uchun neytron energiyasi yetarli darajada katta bo'lishi lozim. Og'ir yadrolarda esa bo'linish parametri oshib, aktivatsiya energiyasi E_{akt} kamayib boradi. Nihoyat, ba'zi yadrolar uchun $E_{akt} < \varepsilon_{A+1}$, ya'ni ular uchun E_f - manfiy. Bunday yadrolar issiq neytronlar ta'sirida ham bo'linadi. 8.1 va 8.2-jadvallarda ba'zi yadrolar bo'linishining aktivatsiya energiyasi va neytronning yadrodagi bog'lanish energiyasi keltirilgan.

8.1-jadval

Ba'zi yadrolar bo'linishining aktivatsiya energiyasi

Yadro	^{207}Tl	^{207}Bi	^{210}Po	^{233}Th	^{236}U	^{239}U	^{239}Pu	^{240}Pu
$E_f(\text{MeV})$	19,8	22,2	19,7	5,4	6,6	7,1	5,3	5,1

8.2-jadval

Neytronning yadrodagi bog'lanish energiyasi

Boshlang'ich yadro	^{238}U	^{235}U	^{239}Pu	^{232}U	^{232}Th
Boshlang'ich yadro+n	^{239}U	^{236}U	^{240}Pu	^{233}U	^{235}Th
Boshlang'ich energiyasi MeV	6,0	6,8	5,3	5,1	5,1

Jadvallardan ko'rinib turibdiki, ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu yadrolar uchun bo'linish energiyasi E_f -manfiy, istalgan issiq neytronlar ta'sirida bo'linsa, ^{238}U uchun E_f neytron energiyasi hech bo'lmaganda $T_n > 1,1$ MeV bo'lgan tez neytronlar bilan bo'linishi mumkin.

Haqiqatdan ham, ^{235}U neytron yutib ^{236}U ga aylanadi, ^{236}U juft-juft yadro bo'lgani uchun bog'lanish energiyasi nisbatan yuqori, 6,8 MeV. ^{238}U esa neytron yutib ^{239}U ga aylanadi, bu yadro juft-toq yadro bo'lgani uchun bog'lanish energiyasi past, 6,0 MeV. Aktivatsiya energiyalari bo'linish parametriga Z^2/A bog'liq bo'lganida ^{236}U uchun 6,6 MeV, ^{239}U uchun 7,1 MeV.

Og'ir yadrolarning issiq neytronlar ta'sirida bo'linishi energiya nuqtai nazaridan juda qulaydir. Undan tashqari ^{233}U , ^{235}U va ^{239}Pu izotoplar uchun bo'linish reaksiyasining kesimi juda katta va nihoyat issiq neytronlar ta'sirida bo'linish reaksiyalari ekzotermik bo'lganida n yuqoridagi yadrolar uchun kichik energiya sohasida « $1/v$ qonun» bajariladi. Neytron energiyasi $T_n=0,025$ eV bo'lsa, $\sigma_{nf}=600$ bn; $T_n=1$ MeV da $\sigma_{nf}=1,5$ bn.

Og'ir yadrolar bo'linishida katta energiya ajralib chiqadi. Og'ir yadrolar bo'linishida massa sonlari $A=100$ yaqin bo'lgan bo'lakchalarning har bir nuklonga to'g'ri keluvchi solishtirma bog'lanish energiyasi $A \geq 325$ katta bo'lgan bo'linuvchi og'ir yadrolar solishtirma bog'lanish energiyalaridan taxminan 0,85 MeV katta. Demak, bo'linish natijasida har bir nuklonga 0,85 MeV ga teng bo'lgan energiya ajraladi, ya'ni har bir yadroga to'g'ri keladigan bo'linish energiyasi $Q=235 \cdot 0,85 = 200$ MeV.

Masalan, 1 kg ^{235}U bo'linganda ajralgan energiya: 1 kg da $N = \frac{mN_A}{A}$ uran yadrosi. To'la ajralgan energiya

$$Q = NQ_1 = \frac{1\text{kg} \cdot 6,023 \cdot 10^{26}}{235} 200\text{MeV} = 5,125 \cdot 10^{26} \text{MeV} = 8,2 \cdot 10^{10} \text{kJ}$$

Bu – 1800 t benzin, 2700t ko'mir yonganda beradigan issiqlikka teng. Bo'linish energiyasi – asosiy qismi: bo'lakchalar kinetik energiyasiga – 169 MeV, oniy gamma-nurlar energiyasiga – 8 MeV, bo'linishda vujudga kelgan neytronlar energiyasiga – 5 MeV, β – yemirilish energiyasiga ~ 9 MeV, γ -nurlar energiyasiga – 7 MeV, neytrino energiyasiga ~ 11 MeV sarf bo'ladi.

Bo'linish energiyasining neytrino energiyasidan tashqari hamma qismini issiqlikka aylantirish mumkin.

Bo'linishda ajralgan energiya uran yadrosi massasining $\sim 0,1$ foizini tashkil etadi.

Bo'linish reaksiyasi (n,f) bilan bo'linishga xalaqit beruvchi noelastik sochilish (n,n'), elastik sochilish (n,n), radiatsion qamrash (n, γ) jarayonlari raqobatlashadi. Ammo kichik energiyalarda noelastik, elastik sochilishlar bo'lmasdan ^{235}U yadrosi 16 foiz – radiatsion qamrash, ~ 84 foiz – hollarda yutilgan neytronlar bo'linishni vujudga keltiradi.

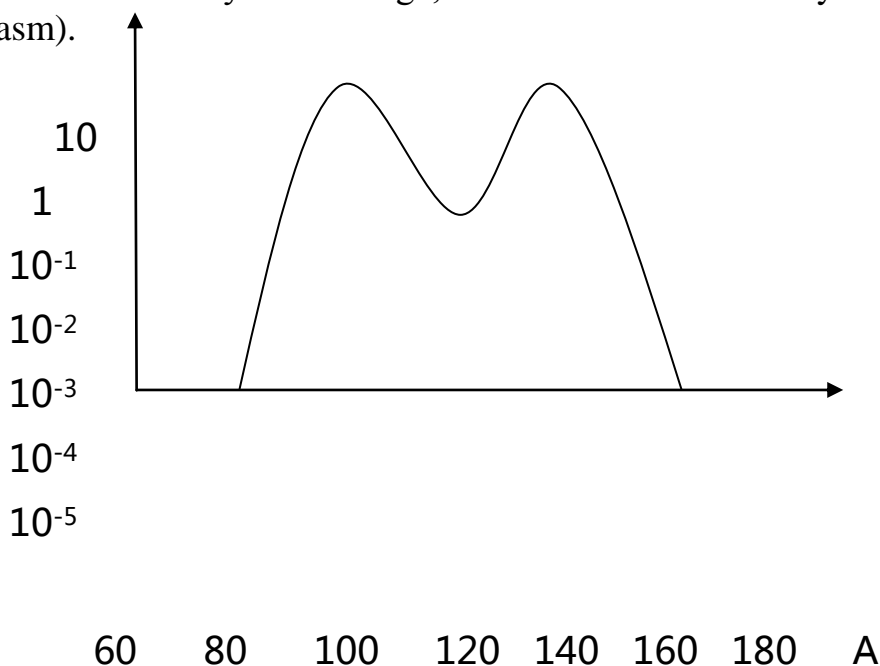
Uran ^{235}U yadrosi sekin neytronlar ta'sirida nuklonlar soni $A = 90$ va $A = 140$ atrofida bo'lgan ikki bo'lakchalarga bo'linadi. Bu bo'lakchalar kripton ($_{36}\text{Kr}$) va ksenon ($_{54}\text{Xe}$) yoki shu yadrolar atrofidagi yadro izotoplari bo'lib bo'lakchalar biri ikkinchisidan taxminan 1,5 marta og'irroqdir. Bo'linishda taxminan $\sim 1\%$ lar teng bo'lakka bo'linadilar.

Sifat jihatdan bo'linishning assimmetrik bo'linishi qobiq modeli bilan tushuntiriladi. Yadro uchun neytronlar soni 50 va 82 «sehrli» sonlaridan biriga yaqin bo'lgan bo'lakchalarga bo'linishi afzaldir.

Birinchi bo'lakcha neytroni 50 ga, ikkinchi bo'lakcha neytroni 82 ga yaqindir (8.3-rasm).

bo' linishdan

chiqish %



8.3-rasm. Uranning bo'linishida hosil bo'lgan yadrolarning massa bo'yicha taqsimlanishi

Uran-235 yadrosida neytronlarning protonlarga nisbati 1,6 ga teng. Lekin bo'linishda hosil bo'lgan bo'lakchalarga bu nisbat ancha kamdir. Masalan, $^{108}_{47}\text{Ag}$, $^{137}_{56}\text{Ba}$ yadrolari uchun 1,3 va 1,45 ga teng. Demak har bir bo'linish jarayonida bir necha neytronlar hosil bo'lishi kerak. Haqiqatdan, uran-235 bo'linishining har bir aktida o'rta hisobda 2-3 ta oniy neytron hosil bo'ladi. Oniy neytronlarning o'rtacha kinetik energiyasi 2 MeV bo'lib, ular bo'linish energiyasining 30% ini olib ketadi.

Oniy neytronlar chiqarganidan keyin bo'lakchalar uyg'ongan holatlarda bo'ladi. Ular tezda oniy gamma-kvantlarni chiqarish bilan asosiy holatga o'tadi. Har bir bo'linishda ~1MeV li qariyb 8 foton chiqaradi, bu bilan bo'linish energiyasining taxminan 3,5% ni olib ketadi.

§ 8.3 Zanjir reaksiyani amalga oshirish

Tabiiy uran bir jinsli blokiga, ya'ni 99,3% ^{238}U va 0,7% ^{235}U izotoplar aralashmasiga biror neytron kelib tushsa, bo'lish sodir etsa, 2 MeV energiyali neytronlar hosil bo'ladi. Bu neytronlar:

1) Neytronlar ta'sirida ^{238}U bo'linish ehtimoliyati 1/5, ^{235}U bo'linishi mumkin, lekin tarkibida kam bo'lgani uchun tabiiy uranda zanjir reaksiya bormaydi.

2) Tez neytronlar noelastik sochiladi, natijada energiyasini kamaytiradi, $E < 100$ keV bo'lgan oraliq neytronlarga aylanadi, bu neytronlar ^{238}U yadrosini bo'la olmaydi. Lekin biroz kichik ehtimollik bilan ^{235}U yadrosini bo'lishi mumkin.

Uranning tabiiy aralashmasida oraliq neytronlar yordamida zanjir reaksiyasi yuz berishi mumkin emas.

3) Noelastik sochilish natijasida neytron energiyasi kamayib boradi, oraliq va rezonans soha neytronlariga o'tadi. Bu soha neytronlari yadroga yutilishi natijasida radioaktiv bo'lib qoladi, lekin bo'linmaydi. Bu soha neytronlarining yutilish juda foydali, lekin zanjir reaksiyasi borishida xavflidir.

4) Ko'rsatilgan hamma bosqichlarda aralashmalar, bo'linish reaksiya mahsulotlari va hokazo yadrolari tomonidan neytronlarning juda ham nomaqbul qamralishi yuz beradi.

5) Neytronlarning muhitdan chiqib ketishligi uning o'lchamiga bog'liq.

6) Hamma xavfli bosqichlardan o'tgan neytronlar issiq energiyaga qadar sekinlashadi va katta ehtimollik bilan ^{235}U ning yadrolarini bo'ladi. Lekin tabiiy uran blokidagi neytronlarning boshlang'ich miqdorida issiq neytronlar juda ham oz bo'lganligi uchun zanjir reaksiyasini yuzaga keltira olmaydi.

Zanjir reaksiyasini amalga oshirish uchun:

1) Neytronlarni intensiv yutuvchi boshqa aralashmalardan tozalash zarur. Undan tashqari bo'linish jarayonida hosil bo'lgan boshqa mahsulotlardan aktiv zonani o'z vaqtida tozalab turish kerak.

2) Tez neytronlarda zanjir reaksiya borishi uchun yoqilg'isining tarkibini ^{235}U izotoplari bilan boyitish zarur. Tajribadan ma'lumki, uran ^{235}U bilan boyitilganda 5,56% dan boshlab zanjir reaksiya boshlanganligi, amalda 15%dan kam bo'lmasligi kerak.

3) Reaksiyani amalga oshirishda rezonans sohada neytronlarni rezonans qamrab olish (n,γ) jarayon katta xalaqit beradi. Shuning uchun rezonans sohadan tezroq issiq neytronlar sohasiga o'tkazish lozim.

Neytronlarni sekinlashtirishda massasi neytron massasiga yaqin bo'lgan turli moddalardan – sekinlashtirgichlardan foydalaniladi.

Kinetik energiyasi T_n bo'lgan neytron nuklonlar soni A bo'lgan sekinlashtirgich yadrosi bilan to'qnashganda har bir to'qnashuvda neytronning energiya yo'qotishi

$$\Delta T_n = \frac{4A}{(A+1)^2} T_n \quad (8.7)$$

Demak, sekinlatgich qancha yengil bo'lsa, neytronlar shuncha tez sekinlashadi. Sekinlashtiruvchi yadro neytronlarni yutmasligi kerak. Sekinlatgich:

1) Suv bo'lsa; tarkibidagi protonlarning neytronlar bilan ta'sirida deutronlar hosil bo'lishi hisobiga neytronlar suvda intensiv yutiladi;

2) Geliy ^4He bo'lsa, neytronni yutmaydi, ^5He tabiatda uchramaydi. Lekin gaz bo'lgani uchun zichligi kichik, foydalanish noqulaydir;

3) Eng yaxshi sekinlatgich og'ir suv D_2O ;

4) Sekinlashtiruvchi moddaning fizik xossalarini, iqtisodiy jihatdan arzonligini ham hisobga oladigan bo'lsak, u holda og'ir suv, uglerod, berilliy va berilliy oksidi va boshqalari bo'lishi mumkin. Suv yuqorida aytilgan kamchiliklarga qaramay, sekinlatgich sifatida keng ishlatiladi;

5) Sekinlatuvchi moddaning uran bilan aralashmasidan tashqari (bunday reaktorlarga gomogen reaktorlar deyiladi) bo'linuvchi uran va sekinlatgichlar

alohida bir-biriga yonma-yon qo'yiladi. Uran moddasida hosil bo'lgan neytronlar sekinlatgichga o'tadi, u yerda neytronlar issiq neytronlar energiyasiga qadar sekinlashadi va yana uran yoqilg'isiga o'tadi va hamda bo'linish reaksiyasini hosil qilishini davom ettiradi. Bunday reaktorlar geterogen reaktorlar deyiladi. Gomogen reaktorda zanjir reaksiya hosil qilish uchun qimmatbaholi og'ir suv sekinlatgichdan foydalansa, geterogen reaktorlarda arzon grafit ishlatilganda ham zanjir reaksiya hosil bo'lishi mumkin;

6) Zanjir reaksiyaning kechishida bo'linuvchi moddaning formasi ham muhim rol o'ynaydi. Sferik shaklda bo'lganda neytronlarning aktiv zonadan tashqariga chiqib ketishi eng kam bo'lar ekan;

7) Zanjir reaksiya yetarli darajada massaga ega bo'lganda ro'y beradi. Zanjir reaksiya borishi mumkin bo'lgan sistemaning minimal massasi kritik massa deb ataladi. Sistemaning (aktiv zonaning) kattaligi esa kritik kattalik deyiladi. Kritik massa sistemaning geometriyasiga bog'liq. Masalan: toza ^{235}U dan iborat ellipsoid shaklda ($a=1,94$ m, $b=1,55$ m) bo'lgan sistemaning kritik massasi 47 kg. Shar radiusi $R=17$ sm. Agar uran moddasi berilliy qobiqli polietilen plyonkalar bilan qatlam-qatlam ajratilsa, kritik massa 242 g radiusi $R=3$ sm bo'ladi;

8) Aktiv zona kritik kattaligini va yoqilg'i kritik massasini yanada kamaytirish uchun reaksiya zonasini neytronlarni qaytaruvchi modda – qaytargich bilan o'raladi. U aktiv zonadan chiqib ketadigan neytronlar sonini kamaytiradi. Qaytargich bilan o'raladi. U aktiv zonadan chiqib ketadigan neytronlar sonini kamaytiradi. Qaytargich sifatida berilliy ishlatiladi.

Shunday qilib, issiq neytronlar ishtirokida ishlaydigan reaktorning k_{∞} ko'payish koeffitsienti

$$k_{\infty} = \eta \rho f \varepsilon \quad (8.8)$$

ko'rinishdagi taqribiy formuladan foydalanish mumkin. (8.8) formuladagi uchta ko'paytuvchi to'g'risida yuqorida bayon etildi. To'rtinchi (ko'paytuvchi esa tez neytronlarda ko'payish koeffitsientini, bu koeffitsient tez neytronlar sekinlashgunga qadar bo'linishga olib kelishi mumkinligini hisobga olish uchun kiritiladi. O'z ma'nosiga asosan (doim birdan katta bo'ladi. Issiq neytronlar ishtirokida bo'ladigan reaksiyalar uchun uning qiymati 1,03 atrofida bo'ladi. Tez neytronlar ishtirokida bo'ladigan bo'linish reaksiyalari uchun (8.8) formula o'rinli bo'lmaydi. η - kattalik yonilg'ining turiga bog'liq bo'lganligi, ε esa sekin neytronlar bilan amalga oshadigan reaksiyalar uchun 1 ga yaqin bo'lganligidan, biror aktiv muhitning sifati ρf ko'paytma bilan aniqlanadi va $(\rho f)_{\text{get}} = 0,823$; $(\rho f)_{\text{gom}} = 0,595$ bo'ladi. Tabiiy uran uchun $\eta=1,34$ ekanligidan $(k_{\infty})_{\text{get}} > 1$, $(k_{\infty})_{\text{gom}} < 1$. Bu sonlar geterogen muhitning gomogen muhitga nisbatan afzalligini ko'rsatadi.

1942 yilning dekabrda Chikago (AQSh) universitetida E.Fermi boshchiligida jahonda birinchi boshqariladigan reaktor qurildi. 1946 yilning dekabrda Moskva shahrida I.V.Kurchatov va A.I.Alixanov boshchiligida reaktor ishga tushirildi. Bu reaktorlarda sekinlatgich sifatida grafit, boshqarishda neytronlarni kuchli yutuvchi kadmiy yoki bordan yasalgan sterjenlardan foydalanilgan.

Zanjir reaksiyani boshqarishda kechikuvchi neytronlarning ahamiyati katta. Kechikuvchi neytronlarni hisobga olib, ko'payish koeffitsientini $k=k_0 + k_{\text{kech}}$ (bu yerda k_0 –oniy neytronlarning ko'payish koeffitsienti) yig'indi ko'rinishida yozish mumkin. Zanjir reaksiyaning rivojlanib borish tezligi neytronlarning ko'payish koeffitsienti k bilan ikki ketma-ket bo'linish jarayonlari orasida o'tuvchi vaqt miqdoriga ham bog'liq. Bu vaqt (τ)bir bo'linish jarayonining o'rtacha yashash vaqti deb ataladi. Bir bo'linish bosqichida neytronlar soni $\Delta n=n(k-1)$ ga ortadi. Vaqt birligida esa neytronlar sonining ortishi

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k-1)}{\tau} \quad (8.9)$$

Bu tenglamadan istalgan t-vaqtdagi neytron sonini aniqlash uchun formula

$$n = n_0 e^{k-1/\tau} \quad (8.10)$$

bu yerda n_0 -boshlang'ich vaqtdagi neytronlar soni.

Reaktorda neytronlar soni (8.10) formula bo'yicha eksponensial qonun bilan ortib boraveradi. Quvvati $e=2,718$ marta orttirish uchun kerak bo'ladigan vaqt zanjir reaksiya davri yoki reaktor davri deyiladi.

Zanjir reaksiyani boshqarishda kechikuvchi neytronlarning ahamiyati katta. Agar kechikuvchi neytron bo'lmasa reaksiya n – ta avloddan so'ng neytronlar miqdori, reaksiya tezligi va quvvati k^n marta ortadi, ya'ni vaqtning t momentidagi quvvati $N=N_0 k_0$ bo'ladi. τ -issiq neytronlarda ishlaydigan reaktorlar uchun $\tau=10^{-3}$ s. Kechikuvchi neytronlarni hisobga olmaganda issiq neytronlar ishtirokida ishlaydigan reaktorning davri 10 s ga yaqin bo'ladi. (8.10) formuladan quvvati e marta oshirganda $2,718 = k^{10/10}$; $k_0 = 1,0001$ hosil bo'ladi.

Reaksiya $(k_0)^{T/\tau}$ - ga proporsional keskin oshib ketadi, bunda hech qanday qutqarish chorasini ko'rib bo'lmaydi. Kechikuvchi neytronlar zanjir reaksiya davrini bir necha tartibga oshirib, reaktorni boshqarish imkoniyatini beradi.

$k=1,001$ bo'lganda sistemaning davri yoki neytronlar sonining e -marta ko'payish vaqti 80 s ni tashkil etadi. Bu vaqt zanjir reaksiyasini shoshmasdan boshqarishga imkon beradi.

Sof yoqilg'i muhitda, odatda neytronlar siklining vaqti $\sim 10^{-8}$ s teng, $k=1,1$ bo'lganda dastlabki 1 dona neytron 6 mks da 10^{26} ta neytron hosil qiladi yoki bitta bo'linish 10^{26} bo'linishni vujudga keltiradi. Bu $t=6$ mks oxiridagi bir neytron sikli vaqtida 40 kg uranning bo'linishiga tengdir.

Zanjir reaksiyasining o'sib borishi sistemada neytronlar ko'payish koeffitsienti bilan xarakterlanadi.

$$k = \frac{N_i}{N_{i-1}} \quad (8.11)$$

Agar birinchi avlodda N_i neytronlar bo'lsa, n –avlodda $N_n = N^1 k^{n-1}$ bo'ladi. k - o'z navbatida

$$k = \varphi k_{\infty} \quad (8.12)$$

bu yerda k_{∞} cheksiz muhitning neytronlar ko'payish koeffitsienti. φ -muhitdan neytronning chiqib ketmaslik ehtimolligi.

Har doim $\varphi < 1$ bo'lib, qiymati sistema geometriyasi va qaytaruvchi qobiliyatiga bog'liq. Neytronlarning yuqorida ta'kidlanganidek, k_{∞} - bo'linmaydigan elementlar tomonidan yutilmaslik ehtimoliyati, neytronlarni aktiv yadro tomonidan yutib bo'linish ehtimolligi $P = \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}$, uchinchidan har bir

bo'linish aktida yangi ν - sondagi neytronlar vujudga kelish ehtimolligiga bog'liq.

Zanjir reaksiyasi bo'lishi uchun $\eta = \nu P > 1$ bo'lishi kerak. η -qiymati bo'linuvchi yadroga va bo'luvchi neytron energiyasiga bog'liq.

8.3-jadvalda ayrim yadrolar uchun ikki energiya tizimida η , ν , P , k -qiymatlari keltirilgan (R_{kr} , m_{kr} –kritik o'lcham va kritik massa).

8.3-jadval

Bo'linuvchi element		^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{238}U
Issiq neytronlar ($E_n=0,025$ eV)	ν	2,47	2,91	2,52	-
	P	0,84	0,72	0,90	0
	η	2,07	2,09	2,28	0
Tez neytronlar ($E_n=1,2$ MeV)	ν	2,65	3,0	2,7	2,5
	P	0,87	0,9	0,91	0,12
	η	2,3	2,7	2,45	0,3
	$R_{KD}(\text{sm})$	8,5	6	6	-
	$m_{KD}(\text{kg})$	48	6	12	-

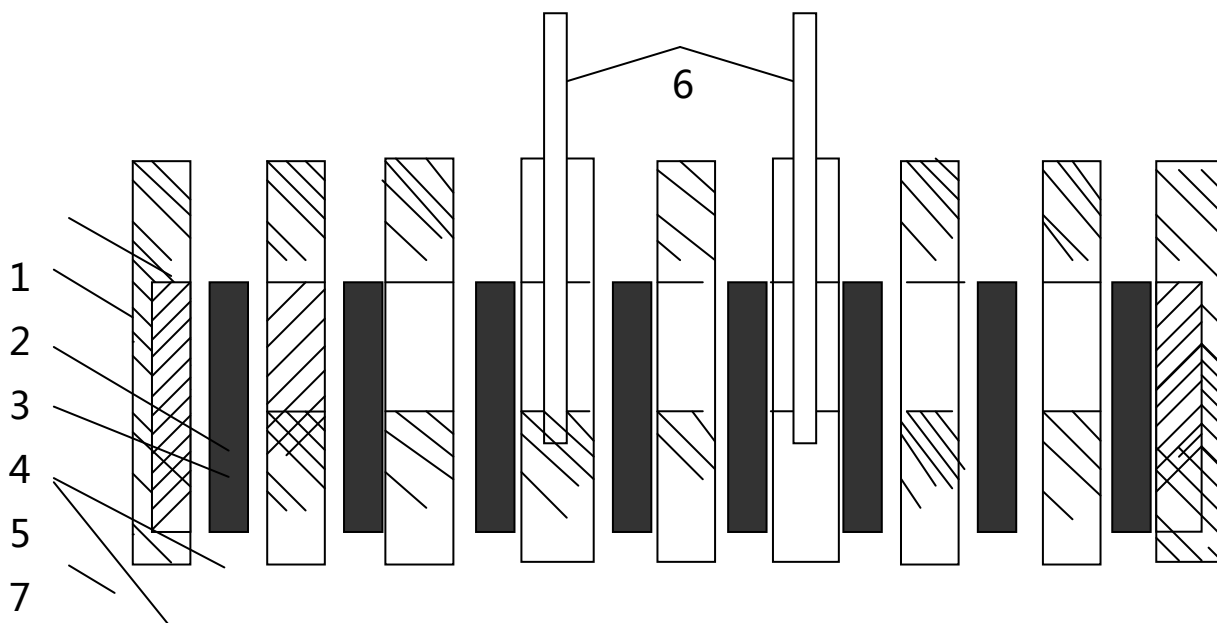
Jadvaldan ko'rinib turibdiki, ^{238}U issiq yoki tez neytronlar bo'linish zanjir reaksiyasida qatnashmaydi.

§ 8.4 Yadro reaktorlari

Yadro reaktorlari qator xususiyatlari bilan tavsiflanadi va shunga ko'ra reaktorlar turli xil bo'ladilar. Yadroni bo'luvchi neytronlarning energiyasiga qarab reaktorlar issiq, tez va oraliq energiyaga ega bo'lgan neytronlarda ishlovchi reaktorlarga ajraladi.

Reaktorlar yonilg'ining turiga, sekinlashtiruvchi moddasiga (oddiy suv, og'ir suv, grafit, berilliy, organik suyuqliklar va h.k.), aktiv zonaning tuzilishiga (gomogen yoki geterogen), issiqlik uzatgichga (suv, suv bug'i, organik suyuqlik, geliy, karbonat angidrid gazi, havo, azot, suyuq metallar va h.k.), bajaradigan vazifasiga (ilmiy tekshirish, energiya olish, izotoplar olish va h.k.), ishlash rejimi (uzluksiz yoki impulsli)ga qarab turlicha nomlanadilar.

Issiq neytronlarda ishlaydigan reaktorlar. Issiqlik neytronlarida ishlaydigan reaktorning sxemasi 8.4-rasmda keltirilgan.



8.4-rasm

Reaktorning asosiy qismi aktiv zonadir (1). Unda zanjir reaksiya yuz berib, energiya ajraladi. Neytronlarning tashqariga chiqib ketishini kamaytirish uchun aktiv zona qaytargich (2) ichiga joylanadi. Aktiv zona neytronlarni sekinlatuvchi bloklardan (3) va ularni ichida joylashgan yoqilg'i kassetalari TVEL lardan (4) tashkil topgan (TVEL – issiqlik ajratuvchi element). (5) kanallar orqali TVELdan ajralgan issiqlikni olib ketuvchi gaz yoki suyuqlik (issiqlik eltkich) o'tkaziladi. Reaksiya intensivligi neytronlarni kuchli yutuvchi moddalardan yasalgan maxsus sterjenlar yordamida boshqariladi. Reaktor ishga tushirilishdan oldin neytronlarni yutuvchi (kadmiy yoki bor karbidi) sterjen (6) aktiv zonaga to'la kiritilgan holatda bo'ladi. Bu holda $k < 1$ va zanjir reaksiya bo'lmaydi. Sterjen aktiv zonadan chiqarila borishi bilan k ortadi va $k=1$ da reaktor statsionar rejimda ishlay boshlaydi. Reaktorning halokatini oldini olish maqsadida qo'shimcha sterjen doim tayyor turadi. Neytronlar soni keragidan ortib ketishi bilan bu sterjen avtomatik ravishda aktiv zonaga kiritiladi va halokat oldi olinadi. Reaktorda hosil bo'lgan radioaktiv nurlanishlardan saqlanish uchun u neytron va gamma-nurlarni yutuvchi radiatsion xavfsizlikni ta'minlaydigan massiv jism bilan (7) o'raladi.

§ 8.5 Tez neytronlarda ishlaydigan reaktorlar

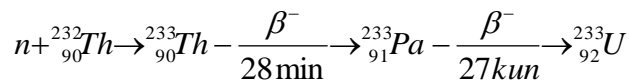
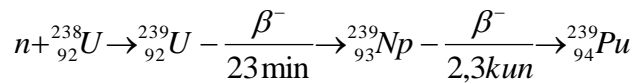
Tez neytronlarda ishlaydigan reaktorlar alohida xususiyatga ega.

- 1) Yoqilg'ini yuqori aniqlikkacha tozalash talab etilmaydi. Aralashmalarda tez neytronlar kam yutiladi.
- 2) Yoqilg'i kuchli kontsentrlangan, ya'ni uran bilan boyitilgan bo'lishi kerak.
- 3) Tez neytronlarning effektiv kesimi kichik bo'lgani uchun yoqilg'ini issiq neytronli reaktorlardagidan ko'proq olish talab etiladi.

4) Bu reaktorlar uchun sekinlatgich talab etilmaydi. Aktiv zonaning o'lchami juda kichik, energiya ajralish zichligi yuqori $0,5 \text{ kVt/sm}^3$ gacha yetadi.

5) Issiqlikni olib ketuvchi modda neytronlarni sekinlatmasligi kerak. Shu maqsadda suyuq natriy foydalaniladi.

6) Tez neytronlar moddalarda yutilish ehtimoliyati kichik bo'lgani uchun reaktorni boshqarishda yutuvchi sterjenlardan foydalanib bo'lmaydi. Tez neytronli reaktorlarni boshqarish aktiv zona va neytronlar qaytargich oralarini yaqinlashtirish, uzoqlashtirish bilan olib boriladi. Tez neytronli reaktorlarni boshqarish murakkab. Lekin shunga qaramay ulardan kelajakda keng foydalanish mumkin. Chunki sekin neytronli reaktorlar uchun zarur bo'lgan ^{238}U va ^{237}Th element yadrolari tomonidan radiatsion yutilish natijasida yadroviy yoqilg'i sifatida ishlatish mumkin bo'lgan yangi ^{239}Pu va ^{235}U izotoplari hosil bo'ladi. Bunday reaktorlarga ko'paytiruvchi reaktorlar yoki brederlar deyiladi.



Tez neytronli reaktorlarga yoqilg'i sifatida ^{238}U , (^{232}Th) kam miqdorda ^{239}Pu , (^{233}U) aralashmasi joylashtiriladi. Reaktorda ajralgan energiya ^{239}Pu bo'linishdan hosil bo'ladi, ^{238}U esa ^{239}Pu hosil bo'lish manbai hisoblanadi.

IX-BOB. TERMOYADROVIY SINTEZ

§ 9.1 Termoyadroviy sintez

Solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'liqligidan ma'lumki, yengil yadrolarning qo'shilishi natijasida yuz beradigan sintez reaksiya ekzotermik bo'lib, bu reaksiyalardan bitta nuklonga to'g'ri keluvchi ajralgan energiya og'ir yadrolarning bo'linishida ajralgan energiyadan ancha katta bo'ladi. Yengil yadrolarning qo'shib sintez reaksiyasini amalga oshirishi uchun musbat zaryadli ikki atom yadrosini bir-biriga yaqinlashtirish, ular orasidagi kulon itarilish kuchini yengish lozim. Zaryadlari Z_1e va $+Z_2e$ bo'lgan ikki yadro orasidagi kulon to'sig'i balandligi

$$U_{kul} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi E_0 R_{12}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi E_0 r_0 A^{1/3}} = 1,2 \frac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}} \text{ MeV} \quad (9.1)$$

ga teng bo'ladi. $R_{12}=R_1+R_2$ - yadrolar orasidagi masofa, R_1 , R_2 – birinchi va ikkinchi yadro radiusi.

Kulon potensial to'sig'ini yengishga yetarli energiyaga ega bo'lishi zarur.

Shunday qilib, kinetik energiyasi yetarli darajada katta bo'lgan yadrolargina sintez reaksiyasini hosil qila oladi. Bunday yadrolarni (reagentlarni) juda yuqori temperaturagacha qizdirish hisobiga olish mumkin. Agar kerakli temperatura sintez reaksiyasi jarayonida hosil bo'ladigan bo'lsa, u holda reaksiya o'z-o'zini ta'minlaydigan bo'ladi. Umuman olganda, kuchli qizdirish hozircha ma'lum bo'lgan yagona uslubdir. Shuning uchun bu usul bilan hosil qilinadigan sintez reaksiyalarini termoyadro reaksiyalari deb ataladi.

Zarraning kinetik energiyasi bilan harorat orasida quyidagicha bog'lanish mavjud:

$$T(\text{grad}) = 1,16 \cdot 10^4 E(\text{eV}) \quad (9.2)$$

Masalan, ikki proton Kulon to'sig'i (9.1) ga asosan 1 MeV ga to'g'ri kelsa, termoyadro reaksiyasi yuz berishi uchun $T=1,16 \cdot 10^{10} \text{K}$ temperaturagacha qizdirish lozim. U Quyosh markazidagi harorattan taxminan 100 marta katta.

Termoyadroviy sintezni issiqlik uslubi bilan hosil qilish mumkin emasdek ko'rinadi. Lekin quyidagi ikkita muhim omilni hisobga olsak: birinchidan zarralarning energiya bo'yicha taqsimoti Maksvell qonuniga bo'ysinadi, ya'ni berilgan temperaturada yadrolarning ma'lum qismi o'rtacha energiyadan kattaroq energiyaga ega bo'ladi, ikkinchidan, Kulon potensial to'sig'idan energiyasi kichik $E < U_{kul}$ bo'lgan yadrolar ham tunnel effekti hisobiga kulon bareridan o'tib reaksiyaga kirishishi mumkin. Shuning uchun tabiatda termoyadro reaksiyalari intensiv yuz beradi va Quyosh hamda boshqa yulduzlarning energiya manbai bo'ladi.

Sintez reaksiyasini reaksiyada qatnashadigan yadrolarni tezlatgichlar o'ramida tezlashtirib keyin o'zaro to'qnashtirish yo'li bilan amalga oshirish kutilgan

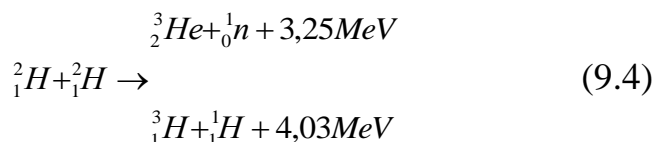
natijalarni bermadi. Bunda tezlatish uchun sarf bo'lgan energiya sintez natijasida ajralib chiqadigan energiyadan katta, undan tashqari, sintez reaksiyalarining kesimi ionizatsiya kesimidan 8-9 tartibga kichik. Shuning uchun tezlatilgan yengil yadrolarning eng ko'p qismi, sintez reaksiyasiga emas balki, nishon atomlarini uyg'otish va ionizatsiyaga sarflaydi.

Demak, hozircha termoyadro reaksiyasini olish uchun deyteriy-tritiy reaksiyasidan foydalanish maqsadga muvofiq hisoblanadi.



bu reaksiya Kulon to'sig'i kichik, past energiyada katta kesimga ega. Bu reaksiyaning har bir nuklonga to'g'ri keluvchi energiya chiqarishi $q = \frac{Q}{A} = \frac{17,6}{5} \approx 3,5MeV$. Og'ir yadrolarning bo'linishidagi $q \sim 1MeV$.

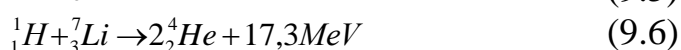
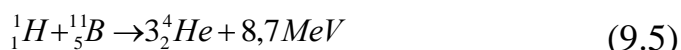
Kelajakda deyteriy-deyteriy reaksiyasi asosida sintez reaksiyasini hosil qilish mo'ljallangan:



(9.3) reaksiyadan bu (9.4) reaksiyaning ko'rsatkichlari bir muncha past, lekin (9.4) reaksiya ustunligi shundaki, ularda faqat deytronlar ishtirok etadi.

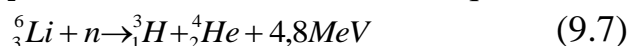
Deyteriyning Yerdagi manbai tuganmas, chunki u okean suvidagi hamma vodorodning 0,015% ni tashkil qiladi. 250 g suvdagi deyteriy 1 kg ko'mir yongandagi issiqlikni beradi. Okeanlardagi suv taxminan $1,45 \cdot 10^{24}$ kg bu esa $6 \cdot 10^{18}$ kg ko'mirga ekvivalent, bu esa Yer massasi ($6 \cdot 10^{21}$ kg) ning 10^{-3} qismiga teng.

Termoyadro bo'linish reaksiyalaridan ham foydalanish mumkin.



Termoyadroviy reaksiyalardan so'ng radiaktiv chiqindilar va neytronlar oqimidan iborat bo'lgan nurlanish hosil bo'lmaydi.

Yuqorida sintez reaksiyasi (9.3) tretiy 3_1H va deyteriy 2_1H lar bilan bo'lishligi maqsadga muvofiqligini ta'kidladik. Tretiy 3_1H radioaktiv yarim yemirilish davri $T_{1/2} = 12,3$ yil tabiiy holatda uchramaydi. Sun'iy ravishda reaktorda vujudga keluvchi n-lar bilan 6_2Li -ni nurlantirish bilan hosil qilinadi.



Sintez reaksiyasi jarayonida 3_1H ni hosil qilishlik uchun (9.3) deytron -tretiy reaksiyasida vujudga kelgan n-lardan foydalanishlik lozim. Buning uchun (9.7) reaksiyaga ko'ra reaktor devorlarini litiy bilan o'rab qo'yishlik lozim.

Bu qoplamaga litiy blanketi deyiladi. Shunday qilib, (d,t) reaksiyasida vujudga kelgan n-reaktor devorlaridagi litiy Li bilan reaksiyaga kirishib, bevosita

reaktorda tretiy H hosil qilishadi. Li o'rniga asosiy Li izotopi olinsa (tabiiy holda litiyning Li-7,52 %, Li-92,18% tashkil etadi), endotermik reaksiya



kuzatiladi.

Bu reaksiya energiya jihatidan noqulay bo'lsada, neytronlarni yo'qotmasdan tritiy hosil qilish mumkin. Tabiatda litiy zahirasi istalgancha yetarli, shuning uchun aytish mumkinki, (d,t) reaksiyalari bo'lishligi faqatgina deyteriy miqdoriga bog'liq.

§ 9.2 Termoyadroviy reaksiya hosil bo'lish shartlari

Barqaror termoyadro reaksiyalari mavjud bo'lishi uchun plazma temperaturasi T , konsentratsiyalari bir xil $n/2$ bo'lgan deyteriy va tritiy aralashmasidan ishchi hajmda τ -vaqtni ushlab turishi lozim, albatta termoyadro reaksiyalari ro'y berayotganda ajralib chiqadigan energiya miqdori yonilg'i aralashmasini qizdirish va boshqa isrofgarchiliklarga sarf bo'layotgan energiya miqdoridan ortiq bo'lishi, buning uchun plazmaning zichligi ham yuqori bo'lishi lozim.

Hajm birligida sintez jarayonlar soni

$$N = \alpha(T) n_D n_T \tau \quad (9.9)$$

Bu yerda n_D , n_T -deyteriy va tritiy konsentratsiyasi, τ -plazmani issiq holda ushlab turish vaqti, $\alpha(T)$ -harorat funktsiyasi bo'lib, plazmada issiqlik almashinish va reaksiya kesimining energiyaga bog'liqligini ifodalaydi.

Bir sintez aktida Q energiya ajralsa, τ -vaqt ichida hajm birligidagi QN energiya ajraladi. Bu issiqlik energiyadan olinadigan elektr energiya:

$$W_{el} = \eta Q N = \eta Q \alpha(T) n_D n_T \tau \quad (9.10)$$

bunda η - foydali ish koeffitsienti bo'lib, bir energiyani (issiqlik) ikkinchi (elektr) xil energiyaga aylantirish koeffitsienti deb ham ataladi.

Plazmani qizdirganda quyidagi energiya sarflanadi:

$$W_{issiq} = 2 \frac{3}{2} k(T) (n_D + n_T) \quad (9.11)$$

Bu formuladagi 2 koeffitsient plazmadagi ionlar va elektronlar mavjudligini hisobga oladi.

Termoyadro reaksiya ekzotermik bo'lishi uchun ajralgan energiya katta bo'lishi, yani $W_{el} > W_{is}$ bo'lishligi lozim, bu esa τ -ga bog'liq. (9.10) va (9.11) formulalardan

$$\tau > \frac{3kT(n_D + n_T)}{\alpha(T)\eta Q n_D n_T} \quad (9.12)$$

Bu yerda $n = n_D + n_T$, plazma to'la konsentratsiyasi $n_D = n/2$ da reaksiya minimal bo'lishini e'tiborga olib (9.12) ifodadan yoza olamiz.

$$\tau \gg \frac{3kTn}{\alpha(T)\eta Q \frac{n}{2} \left(n - \frac{n}{2} \right)} = \frac{12kT}{\alpha(T)\eta Q n} \quad (9.13)$$

Bundan

$$\tau \gg \frac{12kT}{\alpha(T)\eta Q} = f(T) \quad (9.14)$$

Kichik haroratlar sohasida T ning ortishi bilan $f(T)$ funktsiya kamayadi, chunki reaksiya kesimi ortadi. Yuqori haroratlarda $f(T)$ aksincha, T ning ortishi bilan ortadi (9.1-rasm). Shuning uchun haroratning ma'lum $T=T_0$ qiymatida $f(T)$ funktsiya minimumga ega bo'ladi. Bu harorat boshqariluvchi termoyadroviy sintez uchun eng qulay haroratdir.

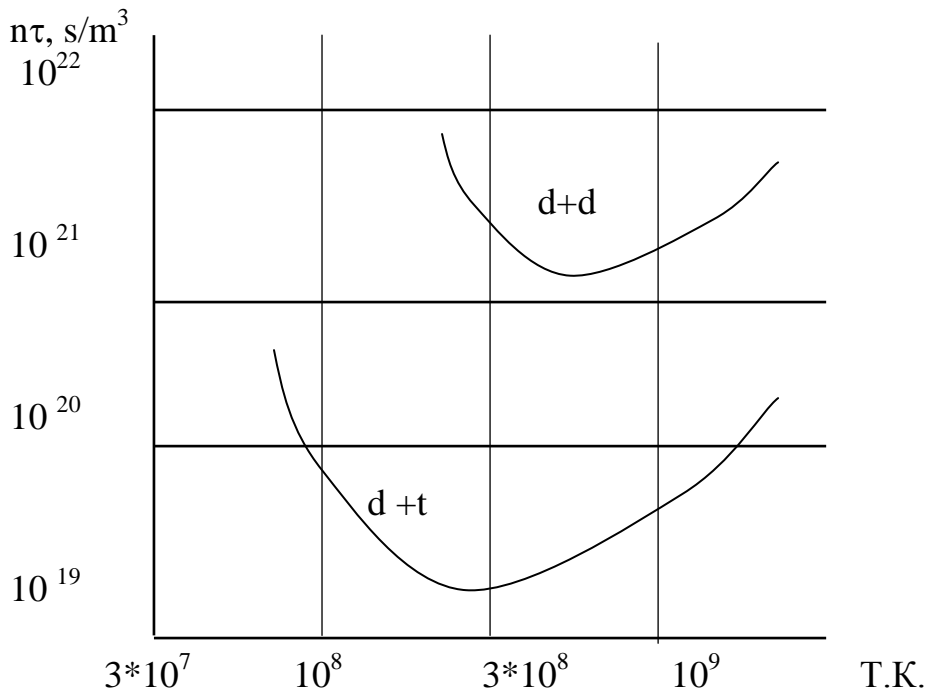
(9.3) reaksiya uchun $\eta=1/3$, $Q=17,6$ MeV qiymati olinsa, $T_0=2 \cdot 10^8$ K to'g'ri keladi, $f(T)$ uchun 10^{20} s/m³ kelib chiqadi. Shunday qilib, deyteriy–tritiy reaksiyasining hosil bo'lish sharti

$$n\tau \geq 10^{20} \text{ s/m}^3; \quad T_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ K (17 keV)} \quad (9.15)$$

(9.14) va (9.15) shartlar **Louson kriteriyasi** deb ataladi. Deyteriy-deyteriy reaksiyasi uchun Louson kriteriyasi.

$$n\tau = 10^{22} \text{ s/m}^3; \quad T_0 = 10^9 \text{ K } (\approx 100 \text{ KeV}) \quad (9.16)$$

Ko'rinib turibdiki, boshqariladigan termoyadroviy sintez uchun deyteriy-tritey reaksiyasidan foydalanish ancha qulay.



9.1-rasm. Deyteriy tritiy, deyteriy-deyteriy reaksiyalari uchun plazmani ushlab turish parametrlarining temperaturasi bilan bog'liqligi.

Umuman, boshqariladigan termoyadro jarayonida ko'p miqdorda energiya ajralib chiqishining (100 Vt/sm^3) talab qilinishi hamda zichligi $10^{14} = 10^{16}$ zarra/sm³ bo'lgan plazmani yuqori temperaturagacha ($10^8 - 10^9$ grad) qizdirish lozim bo'lishidan

tashqari, uni uzoq vaqt davomida termoyadro reaktori kamerasining ichki devorlaridan yetarlicha masofada ushlab turish talab qilinadi.

Plazmani idish devorlaridan uzoq masofada ushlab turish uchun magnit maydonidan foydalanish mumkin. Ma'lumki, gaz orqali elektr toki o'tganda (razryad), bu tok atrofida hosil bo'lgan magnit maydon gazni ingichka shnur ko'rinishini olishga undaydi. Zaryadlangan zarralarning shu zarralar hosil etgan bunday ingichka shnur shakliga tortilishi *pinch-effekti* deyiladi.

Shnur markazidan r-masofadagi magnit maydon kuchlanganligi

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad (9.17)$$

formula bilan ifodalanadi.

Bunda I - r-radiusli shnur ichidagi tok kuchidir. Shnur o'qiga parallel ravishda harakatlanayotgan ionga bu maydon tomonidan, shu maydonga urinma bo'lgan aylana bo'lgan aylana markazi tomonga yo'nalgan kuch ta'sir etadi.

$$F = \frac{\mu H^2}{2\pi r} = \frac{\mu I^2}{8\pi^3 r^2} \quad (9.18)$$

Plazmani qisilishga undaydigan F kuch $P=(n_{ion}+n_{el})kT$ gaz kinetik bosim kuchiga qarshilik qiladi.

Magnit maydonning ma'lum bir H_0 qiymatida va plazma shnur radiusining r_0 - qiymatlarida $F=P$ bo'ladi. Tok kuchi bir necha amperga teng bo'lganda, magnit maydonining bosimi shunchalik katta bo'ladiki, razryad shu razryad hosil qilingan idish devorlaridan ajraladi va plazma idish devorlaridan izolyatsiyalanadi, magnit maydon ta'sirida plazma adiabatik siqilganda $TV^{2/3}=\text{const}$, $PV^{5/2}=\text{const}$ qonunlarga asosan uning temperaturasi va bosimi yanada ko'tariladi. Yuq'orida aytilganlardan faqat plazmani silindr uchki tomonlari izolyatsiyalanmay qoladi. Bu muammo kamerani halqasimon qilib tayyorlash yo'li bilan bartaraf etilishi mumkin. Lekin plazma tabiatda gaz emas, balki ko'proq suyuqlikka o'xshashligi uchun plazmani uzoq ushlab turish imkoniyatini bermaydi.

Toroidal kameraning ichki halqa markaziga yaqin tomonidagi magnit maydoni tashqi (markazning uzoq) tomonidagi magnit maydonidan katta bo'lganligidan, bu hol butun plazmani tashqi devor tomon surilishga va tashqi devorga urilib «halok» bo'lishiga olib keladi. Plazmaning bu «surib chiqarilish» effektini bartaraf qilish uchun L.Spittser kamerani sakkiz raqami ko'rinishida tayyorlashni taklif etdi.

Bunday kamerada yarim aylanishdan so'ng biror tomonga surilib qolgan plazma ikkinchi yarim aylanishda boshqa tomonga suriladi va kamera ichidagi devordan yetarlicha uzoqroq masofada bo'ladi. Bunday kamera *stellarator* deb ataladi.

Stellaratorlarda magnit sirt plazma hosil qiluvchi hajmdan tashqarida joylashgan o'tkazgichdan oquvchi tok yordamida hosil qilinadi.

Plazma o'zidan tok o'tkazsa plazmadan oqayotgan elektr toki protsessning boshlang'ich davrida plazmani yaratadi, uni qizdiradi, plazmani idish devorlaridan uzib termoizolyatsiyalaydi va nihoyat, plazma berk doiraviy tok rolini o'tab, uning

atrofida berk magnit sirtini hosil qiladi. Bu prinsip asosida ishlovchi termoyadroviy sintez qurilmalari *tokamak* deb ataladi.

Termoyadro reaksiyasini amalga oshirishda tokamak usulidan tashqari plazmaga yetarli darajada tezlashtirilgan neytral atomlarning injeksiya qilish ham istiqbolli usullaridan hisoblanadi. Bunda atomlar plazmani ushlab turgan magnit maydonidan erkin o'tadi va qizdirilgan plazmaga kirib ionlashadi.

Boshqa usullardan intensiv lazer nurlanishi va tez elektronlarni injeksiya qilish va hokazo.

Lazer nurlari bilan nurlantirilganda hosil bo'lgan intensiv nurlanish jism sirtida katta bosim hosil qiladi. Buning hisobiga deyteriy-tritiy aralashmasi ming marta kuchliroq siqiladi va termoyadroviy reaksiyaning bo'lish intensivligi million marta ortib ketadi. Lekin bu jarayonda energiya sochilishi kattadir. Masalan, lazerda elektr energiyani yorug'lik energiyasiga aylantirish foydali koefitsenti atigi 1%. Lazer yorug'lik energiyasining 6-10% gina termoyadroviy yoqilg'ini qizdirishga sarf bo'ladi, qolgan qismi bug'langan modda bilan sochiladi.

Kuchli tokli impulsli elektron tezlatgichlarda olingan relyativistik elektronlar oqimidan foydalanilganda, lazer termoyadroviy qurilmalardan afzalligi shundaki, ularning foydali ish koefitsienti kattaroqdir. Lekin relyativistik elektronlarni fokuslash va energiyasini juda kichik hajmda konsentratsiyalash muammosi juda murakkabdir. Hozirgi vaqtda bu sohada turli uslublarda butun dunyo olimlari intensiv izlanishlar olib bormoqdalar. Bu muammoning hal bo'lishi energetikada katta o'zgarish yasaydi va Yer yuzida insoniyatning energiyaga bo'lgan ehtiyojini to'la qondiradi.

§ 9.3 Quyosh va yulduzlarda yuz beradigan termoyadroviy reaksiyalar

Quyosh nurlanishini spektral tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, Quyosh xromosferasi asosan vodorod va geliydan ekanligini Quyosh moddasining zichligi esa taxminan 100 g/cm^3 ekanligi aniqlandi. Bu Quyoshdagi zarralar orasidagi masofa atom o'lchamlaridan kichik ekanligini ko'rsatadi.

Vodorod sikli uch reaksiya orqali o'tadi.

9.1-jadval

Reaksiya	Sikldagi reaksiyalar soni	Ajralgan energiya Q, MeV	E_M^{\max} MeV neytrino energiyasi	Reaksiya o'tish vaqti τ
${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + e^+ + \nu_e$	2	2	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ y
${}^1_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma$	2	2	-	5,7s
${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2{}^1_1\text{H}$	1	12,85	-	10 yil
Jami: $4{}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma$	5	24,67	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ y

Demak, Quyosh va yulduzlarda modda to'la ionlashgan holatda bo'ladi, bunda elektron va yadrolardan tashkil topgan gaz, ya'ni plazma katta gravitatsiya kuchi hisobiga ularning harorati bir necha million gradusga qizigan bo'ladi.

Termoyadro sintezining asosiy natijasi to'rtta protonning geliy yadrosiga aylanishidir. Bu ikki usul uglerod-azot va vodorod-vodorod sikllari bilan ro'y beradilar.

Birinchi bosqichda proton-proton bilan qo'shilib deytron hosil bo'ladi, hosil bo'lgan deytron bir vodorod yadrosi bilan tezda qo'shilib geliy-3 izotopini hosil qiladi. Yetarli darajada geliy-3 izotopini ikki geliy-3 qo'shilishi natijasida ${}^4_2\text{He}$ va ikkita proton hosil bo'lishi bilan sikl tugaydi.

Vodorod sikli nisbatan kichik haroratlarda bo'lib o'tadi. Shuning uchun u asosan yulduzlar hosil bo'lishi va rivojlanishining dastlabki bosqichida energiya manbai rolini bajaradi. Yulduzlarda yetarli miqdorda geliy hosil bo'lgan yuqoriroq haroratlarda, yangi nuklonlarning qo'shilishi natijasida, og'irroq elementlar hosil bo'la boshlaydi.

Masalan, $\sim 100 \cdot 10^6$ grad haroratda uch geliy yadrosi qo'shilib uglerod -12 hosil qilishi mumkin. Bundan tashqari, uglerod-12-oraliq ${}^8_4\text{Be}$ ning hosil bo'lishi bilan ham ro'y berishi mumkin. Yulduzlarda uglerod mavjud bo'lsa, $T > 15 \cdot 10^6$ graduslarda oltita reaksiyadan iborat uglerod azot sikli bo'lishi mumkin.

9.2-jadval

Reaksiya	Q, MeV	E_M^{\max} MeV	τ
${}^1_1\text{H} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + \gamma$	1,95	-	$1,3 \cdot 10^7$ yil
${}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + e^+ + \nu$	2,22	1,2	7 min
${}^1_1\text{H} + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \gamma$	7,54	-	$2,7 \cdot 10^6$ yil
${}^1_1\text{H} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma$	7,35	-	$3,2 \cdot 10^8$ yil
${}^{15}_8\text{O} \rightarrow {}^{15}_7\text{N} + e^+ + \nu$	2,71	1,7	82 s
${}^1_1\text{H} + {}^{15}_7\text{N} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He}$	4,96	-	$1,1 \cdot 10^5$ yil
Jami: $4 {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu + 3\gamma$	26,73	2,9	$3,2 \cdot 10^8$ yil

Sikl natijasida 26,73 MeV energiya ajraladi. Siklning vaqti $\tau = 3,2 \cdot 10^8$ yil, bu siklda ham pirovard natijada to'rt proton dan ${}^4_2\text{He}$ hosil bo'ladi. Uglerod esa bu siklda katalizator rolini o'ynaydi.

Quyosh va yulduzlarda termoyadro reaksiyalarida solishtirma energiya ajralish q , Yerdagi o'lchamlar bo'yicha juda kam. Quyosh uchun $q = 10^{-4}$ JG/kg*s ga teng, ya'ni modda almashinish natijasida tirik organizmdagi solishtirma, energiya ajralishdan 400 000 marta kichik. Ammo Quyoshning massasi juda katta bo'lgani uchun u nurlatadigan to'la quvvat ham juda kattadir, u $\sim 4 \cdot 10^{26}$ Vt ga teng. Quyosh nurlanish tufayli har sekundda 4,3 mln tonnaga kamayadi, bu esa Quyosh massasining $2 \cdot 10^{-19}\%$ ni tashkil etadi.

X-BOB. YADROVIY NURLANISHLARINING MODDALAR BILAN O'ZARO TA'SIRI

§ 10.1 Ionizatsion energiya yo'qotish. Zaryadlangan zarralarning muhitdan o'tishi

Yuqori energiyali har xil nurlanishlar manbai yadro yemirilishlari, reaksiyalari, zaryadli zarralar tezlatgichlari hamda kosmik nurlar hisoblanadi. Bu nurlanishlarning zaryadli yoki zaryadsiz, energiyalarining katta-kichik bo'lishiga qarab ta'sirlashayotgan muhit atomlari bilan turlicha ta'sirlashadilar. Shuning uchun yadro nurlanishlarining moddalar bilan ta'sirlashuvini o'rganish, ta'sirlashuvdagi muhitning xususiyatlarini va nurlanishlar xususiyatlarini aniqlash imkoniyatini beradi. Ta'sirlashuvga ko'ra muhit ichki tuzilishi, mustahkamligi, tarkibi, biologik xususiyatlarining o'zgarishi, bundan tashqari, nurlanishlardan himoyalanih va nurlanishlarni qayd qilishlik imkoniyatini beradi. Yadroviy nurlanishlarning moddalar bilan ta'sirlashuv qonunlarini o'rganish yadro fizikasining amaliy maqsadlarda qo'llanish asosini yaratadi.

Yadro nurlanish zarralari muhit atomlari bilan kuchsiz, elektromagnit va kuchli-yadroviy o'zaro ta'sir kuchlari bilan bevosita ta'sirlashadilar.

Zaryadli og'ir zarralar va gamma fotonlar muhitdan o'tishda ta'sirlashuvni asosan elektromagnit ta'sirlashuv bilan amalga oshiradi, kuchli yadroviy ta'sirlashuvda qatnashmaydi, chunki qisqa masofada ta'sirlashadi, bundan tashqari, yadroda elektronlar Z -qadar ko'pdir.

Yadro nurlanishlar energiyasi (0,01-0,1 MeV dan GeV gacha) atomlarda elektronlar ionizatsiya energiyasidan ($I=13,5Z$ eV) juda katta bo'lgani uchun elektronning atom qobigida bog'lanish energiyasini e'tiborga olmasdan elektronni erkin deb qarash mumkin.

Zarralar muhit bilan turlicha ta'sirlashadilar. Zarralarning muhit bilan ta'sirlashuv mexanizmini zaryadli yengil (elektron, pozitron), og'ir (elektron, pozitronidan boshqa) zarralar va gamma kvantlarga ajratish mumkin.

Zaryadli zarralar muhitdan o'tishda atom elektronlari va yadro elektromagnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvda energiyasi atomni uyg'otish yoki ionizatsiyalashga sarflaydi, yengil zaryadli zarralar esa bu maydonda tormozlanishi natijasida o'z energiyasining bir qismini yo'qotishi mumkin.

Gamma nurlar o'z energiyalarini asosan fotoeffekt, kompton effekt, elektron-pozitron juftini hosil qilish jarayonlariga sarflaydi.

Agar gamma foton energiyasi juda katta $E_\gamma > 10$ MeV bo'lganda fotoyadro reaksiyalarini hosil qilishligi mumkin.

Yuqori energiyali og'ir zaryadli zarra muhitdan o'tishda o'z kulon maydoni bilan atom elektronlariga ta'sir etib energiyasini ionizatsiyalashga sarflaydi. Bu jarayonda kulon ta'sir kuchining uzoq masofagacha ta'sirlasha olish xususiyatiga ega bo'lganligidan zarra ko'plab elektronlar bilan ta'sirlashadi. Muhitga tushuvchi zarra zaryadi Z_e massasi M , tezligi ρ , elektronga yaq'in kelish masofa b bo'lsin. Ionizatsiya energiya formulasini keltirib chiqarishda quyidagi mulohazalardan foydalanamiz.

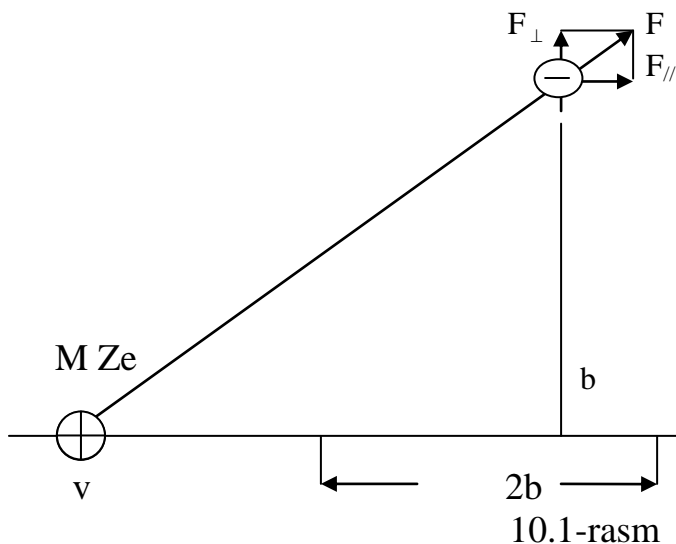
1) Zarraning elektronlar bilan ta'sirlashuvini klassik fizika qonunlari asosida tushuntiriladi $Pb \gg h$.

2) Atom elektronlarining tezligi g_e , tushuvchi zarra tezligidan juda ham kichik $g \gg g_e$, ta'sirlashuv vaqtida elektron joyidan qo'zgalmas, siljmaydi deb qaraladi.

$$E \gg \frac{M}{m_e} E_e$$

3) Elektronni atomda erkin deb qaraymiz.

Muhitga tushuvchi zarra zaryadi Ze , massasi M , tezligi g , elektronga eng yaqin kelish masofasi b bo'lsin (10.1-rasm). Zarra massasi $M \gg m_e$ elektron massasidan katta bo'lgani uchun elektronlar bilan ta'sirlashuvda o'z yo'nalishini o'zgartirmasdan to'g'ri chiziq bo'yicha harakatlanib, zarraning elektron bilan ta'sirlashuvi $2b$ masofagacha bo'lsin.



Dastlab zarralarning alohida elektron bilan o'zaro ta'sirini ko'rib chiqaylik. Zarraning harakat trektoriyasiga tik yo'nalishda elektronga bergan impulsi:

$$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt \quad (10.1)$$

bo'ladi. Zarra elektronga yaqinlashganda va undan uzoqlashganda ta'sir kuchi yo'nalishi qarama-qarshi bo'lgani uchun zarra impulsining parallel tashkil etuvchisi nolga teng bo'ladi.

$$\Delta p_{\parallel} = \int F_{\parallel} dt = 0 \quad (10.2)$$

Shuning uchun ionizatsiyani zarra impulsining tik Δp_{\perp} tashkil etuvchisi vujudga keltiradi. O'zaro ta'sir vaqti

$$\Delta t = \frac{2b}{g} \quad (10.3)$$

zarracha tomonidan elektronni itaruvchi kulon kuchi

$$F_{\perp} = \frac{ze^2}{b^2} \quad (10.4)$$

Elektronning zarracha tomonidan olgan impulsi

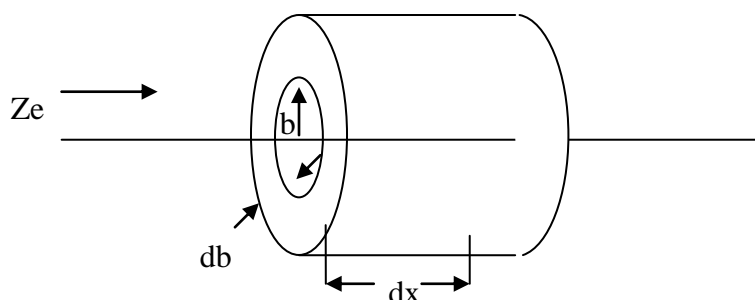
$$\Delta p_{\perp} = F_{\perp} \Delta t = \frac{Ze^2}{b^2} \cdot \frac{2b}{g} = \frac{2Ze^2}{bg} \quad (10.5)$$

Elektronning (10.5) impulsiga mos keluvchi olgan energiyasi

$$\Delta E_i = \frac{\Delta p_{\perp}^2}{2m_e} = \left(\frac{2Ze^2}{bg}\right)^2 \frac{1}{2m_e} = \frac{2Z^2 e^4}{m_e g^2} \cdot \frac{1}{b^2} \quad (10.6)$$

Shunday qilib (10.6) ifoda zaryadli zarra treaktoriyasidan b-masofada joylashgan atom elektronining olgan yoki zarraning elektronga bergan energiyasini ifodalaydi.

Zaryadli zarra muhitdan o'tishda treaktoriyasidan b uzoqlikda, db qalinlikda va dx uzunlikda joylashgan silindr ichidaga barcha elektronlar bilan ta'sirlashadi (10.2-rasm).



10.2 - rasm

Bu elektronlar soni $Vn_e=2\pi bdbdxn_e$ Bu yerda $Vn_e=2\pi bdbdx$ ko'rilayotgan silindr devorining hajmi, n_e - elektronlar konsentratsiyasi. Zarraning barcha elektronlar bilan ta'sirlashganda yo'qotgan energiyasi

$$\Delta E = \Delta E n_e V = \frac{4\pi m_e Z^2 e^4}{m g^2} \frac{db}{b} dx \quad (10.7)$$

Uzunlik birligida yo'qotgan zarraning solishtirma ionizatsiya energiyasi:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{uoh} = \frac{4\pi m_e Z^2 e^4}{m g^2} \frac{db}{b} \quad (10.8)$$

To'la solishtirma ionizatsiya yo'qotish energiyasini topish uchun (10.8) ifodani ta'sirlashuv parametri b ning 0 dan ∞ gacha bo'lgan qiymatlari bo'yicha integrallash kerak. Lekin $b=0$ va $b=\infty$ da $\int_0^{\infty} \frac{db}{b}$ ni integrallash mumkin emas, integral ma'noga ega emas. Shuning uchun b-ning minimal va maksimal qiymatlarini tanlash va integrallash zarur. Zarraning elektronga yaqinlashish parametri b ning minimal masofasi zarra bilan elektronning «*peshona*» to'qnashuvidir. Bunda oraliq masofa minimum, energiya uzatishi esa maksimum E_{\max} , «*peshona*» to'qnashuvda energiya uzatish

$$\Delta E_{\max} = \frac{4mM}{(M+m)^2} E \quad (10.9)$$

Zarra massasi M elektron massasi m_e dan $M \gg m_e$ ekanligini e'tiborga olib (10.9) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\Delta E_{\max} = \frac{4mM}{M^2} E = \frac{4m}{M} \frac{Mv^2}{2} = 2mv^2 \quad (10.10)$$

(6) ifodaga ko'ra b_{\min}^2 :

$$b_{\min}^2 = \frac{2Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2} \frac{1}{\Delta E_{\max}} = \frac{2Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2 2m_e \mathcal{G}^2} \quad (10.11)$$

b_{\max} ni aniqlashda zarraning elektronga uzatish energiyasi elektronning atomda bog'lanish energiyasiga to'g'ri keluvchi masofa olinadi, bu masofadan katta masofadagi elektronlarga uzatilgan energiya ionizatsiya energiyasidan kichik bo'lib, elektronlar ionizatsiyasiga qatnashmaydi.

$$b_{\max} = \frac{2Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2} \frac{1}{I} \quad (10.12)$$

Bu yerda I -atomda elektronlarning o'rtacha ionizatsiya energiyasi. (Elektronlarning atomda ionizatsiya energiyasi turli yadro va turli qobiqlar uchun turlicha o'rtacha qiymat $I = I_0 Z$; $I_0 = 10$ eV)

Shunday qilib (10.8) ifodadan

$$-\left[\frac{dE}{dx} \right]_{ion} = \int_{\mathcal{G}_{\min}}^{\mathcal{G}_{\max}} \frac{dE}{dx} d\mathcal{G} = \frac{4\pi m_e Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}; \quad (10.13)$$

(10.13) ifodadagi $\ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$ ni (10.11) va (10.12) formulalardan foydalanib yozamiz

$$\ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{1}{2} \ln \frac{b_{\max}^2}{b_{\min}^2} = \frac{1}{2} \ln \frac{2m\mathcal{G}}{I}; \quad (10.14)$$

(10.14) ni (10.13) ga qo'ysak, solishtirma ionizatsiya yo'qotish formulasi hosil bo'ladi

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \frac{2\pi Z^2 e^4 n_e}{m\mathcal{G}^2} \ln \frac{2m\mathcal{G}}{I} \quad (10.15)$$

(10.15) formulaga Bor formulasi deb ataladi.

Relyativistik effektlarni e'tiborga olsak solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish formulasi:

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{m\mathcal{G}^2} \left[\ln \frac{2m\mathcal{G}}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right] \quad (10.16)$$

(10.16) formulaga Bete-Blox formulasi deb ham ataladi. Bu yerda energiya yo'qotish (erg/sm) larda o'lchaniladi.

Solishtirma energiya yo'qotish muhitdan o'tayotgan zarra zaryadining kvadratiga to'g'ri, tezligining kvadratiga teskari mutanosiblikda, hamda muhitning elektronlar konsentratsiyasiga ham bog'liq bo'lib, zarra massasiga bog'liq emas.

Zaryadli zarraning elektronga yaqin kelish masofasi, ya'ni ta'sirlashuv parametri norelyativistik yoki relyativistik holatlarda turlicha qiymatlarga ega bo'lishadilar.

Norelyativistik holat uchun yaqinlashish parametrining b_{\max} qiymatini elektronning atomdagi o'rtacha ionizatsiya energiyasi I to'g'ri keladigan qiymat tanlanildi. Relyativistik holatda shuni e'tiborga olish lozimki, zarra ta'sirlashuv vaqti $t=b/v$ (10.17) elektronning orbitada aylanish davri $T=2\pi/\omega$ dan katta bo'lsa, zarra energiyasining atomni uyg'otishga sarflamaydi. Xuddi prujinaga qisqa turtki berilsa, prujina tebranadi, agar prujinani sekin siqib va asta-sekin bo'shatilsa tebranmaganidek, shuning uchun zarraning elektron bilan ta'sirlashuv vaqti hech bo'lmaganda elektronning orbitada aylanish davriga teng bo'lishi kerak.

$$t = \frac{1}{\omega} = T \quad (10.17)$$

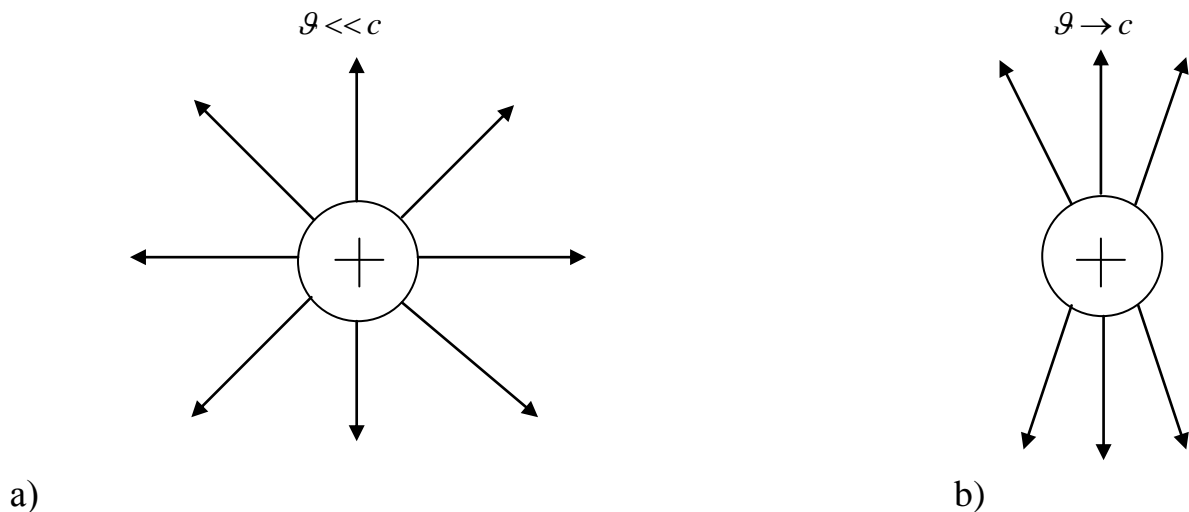
shunday qilib, o'rtacha ionizatsiya energiyasi

$$\bar{I} = \hbar\omega \quad (10.18)$$

relyativistik effektlarni e'tiborga olinsa, ta'sirlashuv vaqti bo'ylama kulon maydonining siqilishi hisobidan kamayadi (10.3-rasm).

$$t_{rel} = \frac{b}{g} \sqrt{1-\beta^2} \quad (10.19)$$

bundan
$$b_{\max} = \frac{g}{\omega \sqrt{1-\beta^2}} \quad (10.20)$$



10.3-rasm. Relyativistik zaryadli zarralar bo'ylama elektr maydonining siqilishi. a) Tinch zarra elektr maydoni kuch chiziqlari. b) relyativistik zarra kuch chiziqlari.

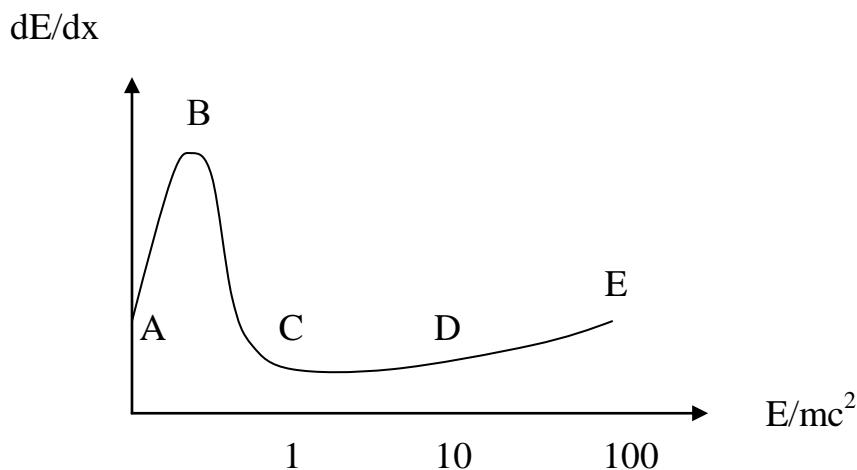
Yaqinlashish masofasining b_{\min} qiymati uchun relyativistik holat uchun

$$b_{\min} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{m g} \quad \text{yoki} \quad b_{\min} = \frac{\hbar}{m g} \sqrt{1-\beta^2} \quad \text{bo'lishi lozim.}$$

Og'ir zaryadli zarralarning energiyalariga ko'ra solishtirma energiya yo'qotish grafigi 10.4-rasmda keltirilgan.

Muhitga tushuvchi zaryadli zarra energiyasi juda kichik va katta bo'lganda ionizatsiya formulasidan foydalanib bo'lmaydi. 10.4-rasmdagi AB qismda, bunda tushuvchi zarra tezligi elektronning orbitada aylanish tezligidan kichik, zarra muhitdan o'tishda elektronga impuls bermaydi. Elektron bilan yonma-yon

harakatlanib elektronni yutadi (yoki elektronga yutiladi), natijada zaryadsizlanadi, ma'lum vaqtdan keyin elektrondan ajralib ketishi mumkin. Shuning uchun, bu qismni qayta zaryadlanish qismi deb ham ataladi. Bu jarayon zarra tezligi elektronning orbitadagi tezligiga erishguncha davom etadi. 10.4-rasmda B nuqtaga mos keluvchi tezlik elektronning orbitadagi tezligiga to'g'ri keladi.



10.4-rasm

BS qism zarra tezligi oshishi bilan ionizatsiya energiya yo'qotish (10.15) formulaga ko'ra eksponensial kamayadi. Chunki elektromagnit ta'sirlashuv kuchi o'zgarmaydi, tezligi oshishi bilan ta'sir vaqti kamayadi. Zarraning relyativistik tezligi S nuqtaga mos keluvchi tezligidir.

SD qism zaryadli relyativistik zarraning bo'ylama elektr maydonining siqilishi natijasida ta'sir masofasining ortishi va ko'proq elektronlarga energiya uzatish sababli ionizatsiyaning ortishiga sabab bo'ladi.

DE qism zarra energiyasi juda yuqori bo'lib, ta'sirlashuv parametri b_{\max} qiymati atomlar orasidagi masofadan oshib ketsa, zarra treaktoriyasiga yaqin atomlar qutblanib qoladi, elektr maydoni muhit dielektrik singdiruvchanligi (ϵ_γ -qadar kamayadi, natijada ionizatsiya kamayadi. Bunday qutblanish elektronlar zichligiga bog'liq, shuning uchun *zichlik effekti* deb ataladi.

Yuqorida keltirib chiqarilgan formulalarda solishtirma ionizatsion yo'qotish muhitdagi elektronlarning konsentratsiyasiga bog'liq edi. Elektronlar konsentratsiyasi n_e esa turli muhit uchun har xildir. Atom tartib nomeri Z bo'lgan muhit uchun $n_e = n_{\text{yad}} Z$. Bu yerda n_{yad} – yadrolar konsentratsiyasi. Yadrolar konsentratsiyasi hamma muhitlar uchun o'zgarmas bo'lganligi uchun n_e faqat Z ga bog'liq. Shuning uchun bir xil tezlikdagi bir xil zarra uchun ($z_e = \text{const}$, $v = \text{const}$) solishtirma ionizatsion qiymati faqat muhit atomlarining tartib nomeri Z ga bog'liq bo'ladi. Masalan, bir xil sharoitda zarraning qo'rg'oshinda yo'qotgan energiyasi ko'mirdagidan $\frac{Z_{\text{pb}}}{Z_c} \approx \frac{82}{6} \approx 14$ marta ko'p bo'ladi. Yana shuni aytish kerakki,

zarraning solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotishi zarraning massasiga oshkor bog'liq emas. Lekin zarraning kinetik energiyasi uning massasiga bog'liq bo'lgani uchun bir xil zaryadli va tezlikli har xil massali zarraning bir xil muhitda

ionizatsiya uchun yo'qotgan energiyasi massaga proporsional ravishda har xil bo'ladi.

Shunday qilib, solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish bir muhitdan ikkinchisiga o'tganda kuchli o'zgaradi. Odatda ko'p hollarda solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotishning uzunlik birligidagi $\frac{dE}{dx}$ emas, zichlik birligiga to'g'ri keluvchi $\frac{dE}{d\xi}$ qiymati olinadi. $\xi = xp$ muhit zichligi, ξ - o'lchov birligi g/sm^2 da

$$\frac{dE}{d\xi} = \frac{dE}{dx} \frac{dx}{d\xi} = \left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{1}{p} \right) \quad (10.21)$$

chunki muhit zichligi va solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish $\frac{dE}{dx}$ ham muhit zariyadi Z ga bog'liq. Shunday qilib solishtirma zichlik ionizatsiya energiya yo'qotish qaralayotgan muhit uchun o'zgarmas bo'ladi.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{1}{p} \right) \approx \text{const} \quad (10.22)$$

bu esa turli muhit uchun solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish qiymatini taqqoslaganda qulaylik tug'diradi.

Zarraning muhitda bosib o'tgan yo'li. Zarraning muhitdagi yo'lining uzunligi zarra energiyasiga bog'liq. Berilgan zarra muhit uchun solishtirma ionizatsion yo'qotish faqat zarraning kinetik energiyasiga bog'liq.

$$\frac{dE}{dx} = \varphi(E) \quad (10.23)$$

(10.23) ifodani energiyaning 0 dan E_0 gacha bo'lgan qiymatlari bo'yicha integrallab, zarraning to'la bosib o'tgan yo'lini topish mumkin.

$$x = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)} \quad (10.24)$$

Zarra energiyasi relyativistik bo'lmagan holatda

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{d\vartheta}{dx} \quad (10.25)$$

Ikkinchi tomondan

$$\frac{dE}{dx} = Z^2 \varphi(\vartheta) \quad (10.26)$$

$$Z^2 \varphi(\vartheta) = mv \frac{d\vartheta}{dx} \text{ bundan } dx = \frac{m}{Z^2} \frac{v}{\varphi(\vartheta)} d\vartheta \text{ integrallasak}$$

$$x = \frac{m}{Z^2} \Phi(\vartheta) \quad (10.27)$$

Shunday qilib, bir muhitda bir xil tezlik bilan ikki zarraning bosib o'tgan yo'llari massasining zariyadi kvadratlarining nisbatlari kabi bo'lar ekan

$$x_1 : x_2 = \frac{m_1}{z_1^2} : \frac{m_2}{z_2^2} \quad (10.28)$$

§ 10.2 Radiatsion nurlanish

Zaryadli zarralar muhitdan o'tganda energiyalarini muhitni ionizatsiyalashdan tashqari radiatsion nurlashga ham sarflaydilar.

Zaryadli zarralar muhit orqali o'tganda atom yadrosi va elektronlar maydonidan tormozlanish natijasida radiatsion yoki tormozlanish nurlanish deb ataluvchi nurlanish hosil qiladi va o'z energiyasini shu nurlanishga yo'qota boradi.

Radiatsion nurlanish asosan yengil zarralarda kuchli bo'ladi. Chunki zarra qancha yengil bo'lsa, shuncha tez tormozlanadi. Haqiqatdan radiatsion nurlanishda zarraning yo'qotgan energiyasi, elektrodinamika qonuniga asosan, tormozlanayotgan zarraning tormozlanishda olgan tezlanishiga bog'liq. Elektrodinamika qonuniga ko'ra muhitda a - tezlanish bilan tormozlangan zarraning dt vaqt ichida radiatsion nurlanish intensivligi

$$W = \frac{2}{3} \frac{Z^2 e^2}{c^3} |a|^2 \quad (10.29)$$

Bu yerda Ze – muhit zaryadi, a -zarraning tormozlanishda olgan tezlanishi. Ma'lumki tezlanish

$$a = \frac{F}{m} \quad (10.30)$$

bunda F – zarraga ta'sir etuvchi kuch, m – zarra massasi.

(10.29) va (10.30) - ifodalardan bir xil zaryadli zarralar uchun radiatsion nurlanish intensivligi zarra massasi kvadratiga teskari mutanosibli kelib chiqadi.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \sim \frac{1}{m^2}$$

Bundan radiatsion nurlanish asosan yengil zarralarga xos ekanligi, haqiqatdan ham bir xil tormozlanuvchi muhitda protonning elektronga nisbatan radiatsion nurlanishi

$$\left(\frac{m_p}{m_e} \right)^2 = 1836^2 \approx 3,4 \cdot 10^6 \text{ marotaba kuchsiz bo'ladi.}$$

Zaryadli zarralarning ionizatsiya energiya yo'qotishi atom elektronlari bilan ta'sirlashuviga ko'ra ro'y bersa, radiatsion nurlanish muhit yadrolari bilan ta'sirlashuviga ko'ra bo'ladi. Zarralarni tormozlovchi muhit yadrolarining kulon kuchi yadro zaryadi kvadratiga Z^2 bog'liq.

G.Bete va V.Geytlerlar elektronlar turli energiya sohalari uchun radiatsion nurlanish formulalarini ishlab chiqdilar.

Umuman radiatsion nurlanish muhit atomlarining tartib nomeri Z^2 ga, atom va elektronlari konsentratsiyasi n_e ga va zarra (elektron) kinetik energiyasi T_e ga bog'liq ekan

$$\left(- \frac{dE}{dx} \right)_{rad} \sim Z^2 n_e T_e \quad (10.31)$$

Zaryadli zarralarning ionizatsiya energiya yo'qotish formulasi elektron uchun $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \sim n_e Z \frac{1}{v^2}$ bog'lanishda bo'lib ionizatsiya energiya yo'qotish zarra energiyasi oshishi bilan kamayib boradi. Radatsion energiya yo'qotish esa energiya oshishi bilan oshib boradi. Ma'lum bir energiyada ionizatsion va radiatsion energiya yo'qotishlar tenglashadi. Bu turli muhit uchun har xil bo'lib bunga **kritik energiya** deyiladi. Uni quyidagi tenglamadan aniqlash mumkin

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx \frac{T_e Z}{800} \quad (10.32)$$

Bu yerda T_e MeV larda olingan.

(10.32) ga ko'ra suvda ($Z=8$) energiyasi $T_e=100$ MeV bo'lgan elektronlar uchun

$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$ bo'ladi. Demak, suv uchun kritik energiya $T_{kr}=100$ MeV, qo'rg'oshin uchun $z=82$ va demak $T_{kr}=10$ MeV. Elektronlar energiyasi kritik energiyadan yuqori bo'lsa energiya yo'qotish asosan radiatsion yo'qotishdan iborat bo'lib qoladi. Elektronning boshlang'ich energiyasi E_0 bo'lsa radiatsion yo'qotish natijasida energiyasi eksponensial qonun bo'yicha o'zgaradi.

$$\bar{E} = E_0 e^{-\frac{x}{x_0}} \quad (10.33)$$

(10.33) dan $x=x_0$ masofada elektronning energiyasi e marta kamayadi. Bu $x=x_0$ turli muhitlar uchun har xil bo'lib, radiatsion uzunlik deb ataladi. 10.1-jadvalda turli muhitlar uchun radiatsion uzunlik va kritik energiyalar qiymatlari keltirilgan.

10.1- jadval

Muhit	Radiatsion uzunlik l_g g/sm ²	Kritik energiya E_{kr} MeV	Muhit	Radiatsion uzunlik l_g g/sm ²	Kritik energiya E_{kr} MeV
H	63,1	340	Al	24,0	47
He	94,3	220	Ae	13,8	24
C	42,7	103	Cu	12,9	21,5
Havo	36,2	83	Pb	6,4	6,9

Radiatsion uzunlikning l (sm) dagi qiymatini topish uchun l_r ni muhit zichligiga nisbatini l_r/ρ olish lozim

Masalan havo uchun:

$$l = \frac{l_r}{\rho} = \frac{36,2 \text{ g/sm}_2}{0,00121 \text{ g/sm}^3} = 299,17 \text{ sm} \approx 300 \text{ m}$$

Energiyasi $T_e > E_{kr}$ bo'lgan elektron bir radiatsion uzunlikka teng masofada o'rta hisobda energiyasi T_e ga yaqin bo'lgan bitta kvant hosil qilishi mumkin. Radiatsion nurlanish energiyasi $E \geq 2m_e c^2$ bo'lsa, u elektron – pozitron juftini hosil

qilishi mumkin. Bu jarayon kosmik nurlar tarkibida elektron-foton yog'dusining hosil bo'lishiga sabab bo'ladi.

§ 10.3 Vavilov – Cherenkov nurlanishi

1934 yili akademik S.I.Vavilov va shogirdi P.A.Cherenkov uran tuzlari eritmalarining gamma nurlar ta'sirida lyuminesensiyasini o'rganishda yangi bir nurlanishni kashf etdi. Odatda nurlanish atom va molekullarda qobiq elektronlarning bir energetik holatidan ikkinchisiga o'tishi natijasida hosil bo'ladi va ularning nurlanishi $\tau=10$ s davom etadi. Nurlanish intensivligi tashqi parametrlarga muhit tozaligiga, temperatura o'zgarishlariga bog'liq bo'ladi. Lekin bu yangi Vavilov-Cherenkov nurlanishi tashqi parametrlarga bog'liq emas, bu nurlanishlarning quyidagicha o'ziga xos xususiyatlarga ega ekanligi aniqlandi:

1) Nurlanish magnit maydonida kuchli qutblanadi, demak nurlanishni gamma kvantlar emas balki zaryadli zarralar vujudga keltiradi;

2) Nurlanish intensivligi muhit zariyadi Z ga bog'liq emas, demak bu radiatsion nurlanish emas;

3) Nurlanish uni hosil qilayotgan birlamchi zarra yo'nalishiga nisbatan ma'lum burchak ostida hosil bo'ladi;

Vavilov-Cherenkov nurlanishini 1937 yili I.E.Tamm va I.M.Franklar klassik elektrodinamika nazariyasi asosida tushuntirib berdilar.

Klassik elektrodinamika qonunlariga ko'ra vakuumda to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakat qilayotgan zaryadli zarra nurlanish hosil qilmasligi kerak. Aks holda energiya va impulsning quyidagi sharti bajarilishi lozim

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nur} \quad (10.34)$$

(10.34) sharti vakuum uchun bajarilmaydi, lekin muhit sindirish ko'rsatkichi $n>1$ bo'lsa bajariladi. Haqiqatdan, massasi $m \neq 0$ bo'lmagan vakuumda erkin harakatlanayotgan zarraning to'la energiyasi

$$E_{zarra} = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} = (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{\frac{1}{2}} \quad (10.35)$$

(10.35)ni differentsiallasak

$$dE_{zarra} = \frac{1}{2} (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{-\frac{1}{2}} 2pc^2 dp = \frac{c^2 p dp}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} \text{ bundan}$$

$$\frac{dE_{zarra}}{dp} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m_0 c^2}{m} = g \quad (10.36)$$

Ikkinchi tomondan vakuumda elektromagnit nurlanish uchun

$$E_{nur} = pc \quad (10.37)$$

differentsiallasak $dE_{nur} = c dp$ yoki

$$\frac{dE_{nur}}{dp} = c \quad (10.38)$$

Har doim $v < c$, shuning uchun $\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} < \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nur}$ bo'ladi. Ya'ni energiya va impuls saqlanish qonuni vakuumda to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakatlanayotgan zaryadli zarra o'z energiyasi va impulsini elektromagnit nurlanishga sarflashini ta'kidlaydi.

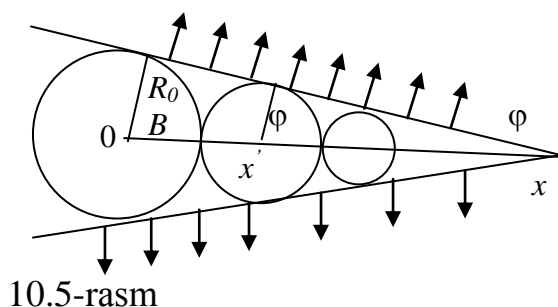
Agar zarra harakati muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lganda zarraning muhitdagi tezligi v yorug'likning shu muhitda tarqalish fazoviy tezligidan katta bo'lishligi $v > c' = \frac{c}{n}$, zarra o'z energiyasini nurlanishga sarflashi mumkin bo'ladi.

Vavilov-Cherenkov nurlanishi qayiqni suvda tez suzib orqasidan tarqatgan to'lqiniga o'xshaydi. Qayiq tezligi tarqalayotgan to'lqin tezligidan katta bo'lsa to'lqin tarqalishi kechikadi. Qayiq orqasidan kengayib boruvchi to'lqin fronti (qanot) hosil bo'ladi. Qayiq tezligi to'lqin tarqalish tezligidan kichik yoki teng bo'lsa, bunda to'lqin fronti kuzatilmaydi.

Xuddi shuningdek, o'ta tez zaryadli zarra muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lgan muhitda tarqalishidan zarra elektr maydoni ta'sirida o'z yo'li atrofidagi muhit atomlarini qutblaydi. Zarra tezligi elektromagnit maydonning muhitdan tarqalish fazoviy tezligidan katta bo'lgani uchun o'ta tez zarra o'tib ketadi, qutblangan dipol kechikib qoladi. Kechikkan dipol kechikish o'qi bo'yicha nurlaydi.

Zarra tezligi $v \leq c'$ bo'lganda zarra o'rniga nisbatan muhit atomlarining qutblanishi simmetrik natijalovchi maydon nol dipol nurlanishlar bir-birini so'ndiradi. Zarra tezligi $v > c' = \frac{c}{n}$ bo'lganda muhit kechikkan dipollari kogerent nurlanishlarni hosil qiladi.

Bu nurlanish tarqalish burchagi quyidagicha topiladi. Zaryadli zarra $n > 1$ sindirish ko'rsatkichli muhitda chapdan o'ngga $v > c' = \frac{c}{n}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin (10.5- rasm)



10.5-rasm

Zarra t-vaqtdan so'ng $x = vt$ nuqtada bo'ladi. Bu vaqt ichida zarra hosil qilgan nurlanishlar to'lqin fronti Ax chizig'ida yotadi. Chunki $x=0$ nuqtada hosil bo'lgan to'lqin t vaqtda $R_0 = ct$ masofani, x nuqtada hosil bo'lgan nurlanish esa $R_x = c'(t - x/v) = 0$ masofani o'tadi. Hosil bo'lgan to'lqin fronti 2ϕ burchakli konus tomonlaridan iborat va

$$\sin \varphi = \frac{R_0}{x} = \frac{c't}{\mathcal{R}} = \frac{c'}{\mathcal{G}} = \frac{1}{n\beta}$$

Vavilov-Cherenkov nurlanishining tarqalish yo'nalishini belgilovchi burchak 10.6-rasmdan $\frac{\pi}{2} - \varphi$ ga teng ekanligi ko'rinib turibdi, u quyidagi shartdan topiladi.

$$\cos \Theta = \frac{1}{\beta n} \quad (10.39)$$

Shunday qilib, Vavilov-Cherenkov nurlanishi 2Θ burchakli konus ichida tarqaladi. Bu nurlanishning aniq burchak yo'nalishga ega bo'lishidan foydalanib, zarraning muhitidagi tezligi β ni aniqlash mumkin. (10.39) dan zarra tezligini aniqlash sohasi oralig'i $\frac{1}{n} \geq \beta \geq 1$. $\beta = \frac{1}{n}$ da $\theta = 0^\circ$ nurlanish boshlanadi $\beta=1$ da $\theta = \arccos(\frac{1}{n})$ nurlanish maksimum burchakka erishadi. Masalan suv

uchun ($n=1,33$) $\beta_{\text{min}} = \frac{1}{n} = \frac{1}{1,33} = 0,75$ da Vavilov-Cherenkov nurlanishi hosil bo'ladi. Elektron uchun bu shart

$$E_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = 0,5 \left(\frac{1}{\sqrt{1-(0,75)^2}} - 1 \right) = 0,26 \text{ MeV dan boshlab bajariladi.}$$

Elektron uchun suvda nurlanishning maksimum burchagi

$$\cos \theta_{\text{max}} = \frac{1}{n} = 0,75 \quad \theta = 41,5^\circ.$$

Tamm-Frank nazariyasiga ko'ra chastotasi ν dan $\nu+dv$ ga qadar oraliqda bo'lgan Vavilov-Cherenkov nurlanishidagi fotonlar soni

$$N(\nu) = 4\pi^2 \frac{(ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \quad (10.40)$$

(10.40) formulaga ko'ra, hosil bo'lgan fotonlar soni birlamchi zarra zaryadining kvadratiga va zarra tezligiga bog'liq, β ning ortishi bilan $N(\nu)$ 0 dan $4\pi^2 \frac{e^2 z^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$ ga qadar ortadi va u nurlanish chastotasiga bog'liq emas. $E=h\nu$ bo'lgani uchun asosiy nurlanish energiyasi yuqori chastotali yoki qisqa to'lqinli spektr sohasida yotadi. Shuning uchun ham Vavilov-Cherenkov nurlanishi ko'k binafsha rangli nurlanishdan iborat bo'ladi.

Zarraning nurlanishiga sarflaydigan energiyasi kam, shunga qaramasdan bu effekt o'ta tez zarralar tezliklarini, yo'nalishlarini qayd qilishlikda keng qo'llanilmoqda.

XI-BOB. GAMMA NURLARNING MUHITDAN O'TISHI

§ 11.1 Gamma-nurlarning moddalar bilan ta'sirlashuvi

Gamma nurlar energiyalari bir necha o'n keV dan yuqori bo'lgan qisqa elektromagnit to'lqinidir.

Hozirgi zamon tezlatgichlari yordamida gamma-kvantlar energiyalarini bir necha GeVga yetkazish mumkin. Gamma-kvantlar to'lqin uzunliklari energiyalari ortishi bilan kamayib boradi.

$$\lambda = \frac{2\pi hc}{E} \quad (11.1)$$

Gamma nurlar to'lqin uzunliklari 10^{-11} sm dan oshmaydi, bu esa atomlararo masofa 10^{-8} sm dan ming marotabalar kichikdir.

Muhit bilan ta'sirlashuvini gamma-kvantlar elektromagnit ta'sirlashuvga ko'ra amalga oshiradi. Ta'sirlashuv jarayonida gamma-kvant yo'nalishini o'zgartirishi - sochilishi, yutilishi, zarra-antizarra juftini hosil qilishi mumkin.

Gamma-kvantlar zaryadsiz bo'lgani uchun uzoq masofada ta'sir etuvchi kulon kuchi ta'siriga berilmaydi, masofaga ega bo'lmagani uchun doimo yorug'lik tezligi bilan harakatlanadi, sekinlashmaydi, to'lqin uzunliklari atomlararo masofadan 10^{-3} marotabalar kichik bo'lganligi sababli juda kam tutashadilar.

Zaryadli zarralardan farqli o'laroq, gamma-kvantlar muhitda o'z energiyalarini kamaytirsam ham tezligini o'zgartirmaydi, gamma-kvantlar uchun muhitda chopish masofasi tushunchasini ishlatib bo'lmaydi, gamma-kvantlar oqimi intensivligi muhit atom elektron va yadrolari bilan ta'sirlashuvida kamayib boradi.

Monoxromatik gamma-kvantlar oqimining bir sekunda 1sm^2 yuzadan o'tayotgan intensivligi I , dx -qalinlikdan o'tganda kamayishi dI bo'lsin.

O'z navbatida dI kamayishi oqim va qatlam qalinligiga bog'liq.

$$dI = -\mu I dx \quad (11.2)$$

Agar muhit bir jinsli bo'lsa μ doimiy bo'ladi. (11.2) ifodani integrallab chiqamiz:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (11.3)$$

Bu yerda I_0 -boshlang'ich intensivlik, I - x qalinlikdagi muhitdan o'tgandan so'nggi intensivlik, μ - yutilish yoki kuchsizlanish koeffitsienti. (11.3) ifodadagi daraja μx - o'lchamsiz bo'lib, gamma-kvantlar oqimi muhit qatlamlaridan o'ta borib, intensivliklari eksponensial kamayib boradi. Muhit qalinligini turlicha ifodalash mumkin, shunga ko'ra μ ham turlicha ataladi. μ (sm^{-1}) - uzunlik birligiga to'g'ri kelsa - chiziqli, ρ -zichlik birligiga to'g'ri kelsa μ/ρ (sm^2) - massaviy yutilish koeffitsienti deyiladi.

Har bir atomga $\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N}$ (sm atom^{-1}) va $\frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N} \frac{1}{z}$ ($\text{sm}^2 \text{elektron}^{-1}$) mos keluvchi

atom va elektron yutilish (kuchsizlanish) koeffitsientlar ham ishlatiladi.

Yutilish koeffitsienti gamma-kvantlarning muhit bilan ta'sirini to'la xarakterlaydi, chunki u ko'rilayotgan jarayonning to'la kesimi bilan bog'langan

bo'ladi. Gamma-nurlarning yutilishi asosan fotoeffekt, Kompton effekt va elektron-pozitron juftini hosil qilishlik bilan bo'ladi. Fotoeffekt bilan Kompton effekti gamma nurlarning atom elektronlari bilan to'qnashishida yuz bersa, elektron-pozitron jufti gamma-kvantning atom yadrosi bilan ta'sirida ro'y beradi va yuqori energiyalarda bu jarayon kesimi ortadi.

§ 11.2 Fotoeffekt

Gamma-kvantlar muhit atomlaridagi bog'langan elektronlar bilan ta'sirlashganda unga o'zining hamma energiyasini berib yutilishi va elektronni urib chiqarishsa bu jarayonga fotoeffekt deb ataladi. Erkin elektronlarda fotoeffekt hodisasi yuz berishi mumkin emas, chunki bu holda energiya va impuls saqlanish qonunlari bajarilmaydi.

Haqiqatdan ham fotoeffekt erkin elektronlarda bo'lishi uchun foton va elektronlar energiya va impulslari o'zaro teng bo'lishi kerak.

$$E_{\gamma} = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad (11.4)$$

$$\frac{E_{\gamma}}{c} = \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (11.5)$$

(11.4) va (11.5) ifodalardan

$$\frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} : \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{ëки} \quad 1 - \sqrt{1 - \beta^2} = \beta, \quad 1 - \beta = \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (1 - \beta)^2 = 1 - \beta^2$$

Bu tenglama β ning $\beta=0$; $\beta=1$ qiymatlarida o'rinli bo'ladi. $\beta=0$ da $E_{\gamma}=T_e=0$ bo'ladi. $\beta=1$ da esa massasi $m \neq 0$ zarra uchun $\beta=1$ ga erishish mumkin va demak, ma'noga ega bo'lmasa, fotoeffekt hodisasi kuzatilmaydi.

Shunday qilib, fotoeffekt bo'lishi uchun elektronning atomda bog'langan bo'lishi, foton energiyasining bir qismi elektronga berilishi lozim. Bu berilgan energiyaning bir qismi elektronning atom bilan bog'lanish energiyasini uzishga va qolgan qismi uning kinetik energiyasi sifatida namoyon bo'ladi.

$$T_e = T_{\gamma} - I_i \quad (11.6)$$

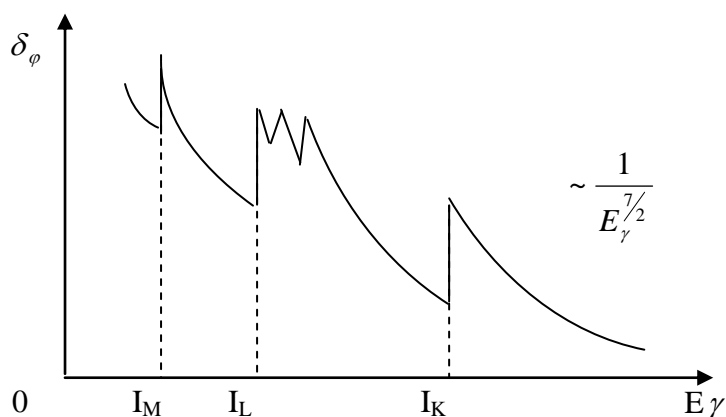
Bu yerda T_{γ} - gamma kvant energiyasi, I_i - elektronning i qobiqdagi bog'lanish energiyasini ko'rsatuvchi ionizatsiya potentsiali. T_i - fotoelektronning kinetik energiyasi. Fotoeffekt hosil bo'lishi uchun gamma-kvant energiyasi elektronning atomdagi bog'lanish energiyasidan katta bo'lishi kerak $E_{\gamma} > I_i$. Ko'rinib turibdiki, $E_{\gamma} < I_i$ bo'lsa gamma-kvant qobiqdagi elektronni urib chiqara olmaydi. U holda fotoeffekt L, M va boshqa qobiqdagi elektronlarda $E_{\gamma} < I_L$ bo'lsa, M, N qobiqdagi elektronlardagina yuz berishi mumkin.

Fotoeffekt jarayoni ichki K, L va boshqa qobiqdagi elektronlarda yuz berganda ichki qobiqdagi bo'shagan o'rinlarga yuqori qobiqdagi elektronlar o'tganligi uchun fotoeffekt xarakteristik rentgen nurlarni hosil bo'lishi bilan kuzatiladi. Og'ir yadrolarda ichki qobiq energiyalari farqi hisobidan chiquvchi

foton energiyasi chet qobiqdan elektron bog'lanishi energiyasidan katta bo'lishi va bu foton chet qobiqdan bo'sh bog'langan elektronni atomdan chiqarib yuborishi mumkin. Chiqqan elektronga **Oje elektronlari** deb ataladi. Oje elektronlari energiya spektrlari diskret bo'ladi.

Fotoeffekt ehtimoliyati foton energiyasining elektronning atomda bog'lanish energiyasiga yaqin qiymatlarda eng katta bo'ladi. Foton energiyasi elektronning bog'lanish energiyasidan oshib ketsa elektron atomda erkin bo'lganga o'xshab qoladi. Shuning uchun fotoeffekt ehtimoliyati kamayib ketadi, bog'lanish energiyasi qancha katta bo'lsa, fotoeffekt hodisasi shuncha katta bo'ladi. Turli qobiqdagi elektronlarning bog'lanish energiyasi har xil bo'lgani uchun bu elektronlarda fotoeffekt bo'lish ehtimoliyati, ya'ni fotoeffekt kesimi ham keskin o'zgaradi.

Gamma-kvant energiyasiga fotoeffekt kesimining bog'liqlik grafigi 11.1-rasmda ko'rsatilgan.



11.1-rasm.

Fotoeffekt effektiv kesimi fotonning yuqori energiyalarida $1/E_\gamma$ ga mutanosib kamaysa, E_γ qiymati k qobiqdagi elektronning ionizatsiya potentsiali I_k ga yaqin qiymatlarda esa $\sigma_f \sim 1/E_\gamma^{7/2}$ tartibda kamayadi. Foton energiyasi oshishi bilan fotoeffekt kesimi σ_f kamayib borib, $E_\gamma = I_k$ qiymatida keskin kamayadi, chunki foton energiyasi $E_\gamma < I_k$ bo'lganda k qobiqdan elektron chiqq olmaydi. Xuddi shuningdek, fotoeffekt kesimi yana E_γ kamayishi bilan oshib boradi va L, M qobiqlarda ham keskin sakrashlar kuzatiladi.

Qaralayotgan atomda fotoeffektning eng katta hissi bog'lanish energiyasi I_k/E_γ katta bo'lgan k qobiqqa to'g'ri keladi. L, M va boshqa qobiq elektronlarida ancha kichik. Hisoblardan $\frac{\sigma_L}{\sigma_K} \approx \frac{1}{5}$: va $\frac{\sigma_M}{\sigma_L} \approx \frac{1}{4}$: yani $\frac{\sigma_M}{\sigma_K} \approx \frac{1}{20}$

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_K} \approx \frac{1}{5} : \text{va} \quad \frac{\sigma_M}{\sigma_L} \approx \frac{1}{4} : \text{yani} \quad \frac{\sigma_M}{\sigma_K} \approx \frac{1}{20}$$

Fotoeffekt ehtimoligi elektronlarning atomda bog'lanish energiyasiga bog'liqligidan atom zaryadi o'zgarishiga kuchli bog'liq bo'ladi $\sigma_f \approx Z^5$. Shunday qilib, fotoeffekt kesimi muhit zaryadi va foton energiyasiga $\sigma_f \approx \frac{Z^2}{E_\gamma}$ ($E_\gamma \gg I_k$)

$$\text{va} \quad \sigma_f \approx \frac{Z^2}{E_\gamma^{7/2}} \quad (E_\gamma > I_k) \quad (11.7)$$

bog'liqligi kelib chiqadi. (11.7) dan ko'rinadiki, fotoeffekt asosan og'ir yadrolarda ro'y berishligi, yengil yadrolarda esa gamma-kvant energiyasining kichik qiymatlaridagina kuzatiladi. Kvant mexanikasi usullari asosida K-qobiqdagi elektronlar uchun chiqarilgan fotoeffekt kesimi formulasi E_γ kichik energiyalarida

$$(\sigma_f)_k = 1.09 * 10^{-16} z^5 \left[\frac{13,61}{E_\gamma} (eV) \right]^{\frac{7}{2}} sm^2 \quad (11.8)$$

$E_\gamma \gg m_e c^2$, yani katta energiyalarda

$$(\sigma_f)_k = 1.34 * 10^{-33} \left[\frac{z^5}{E_\gamma} (MeV) \right] sm^2 \quad (11.9)$$

Metallarda erkin elektronlar mavjud bo'lgani uchun ularda kuzatiladigan fotoeffekt hodisasi yuqorida ko'rilgan fotoeffekt jarayonlaridan farqlanadi. Metallar uchun (11.6) formula quyidagicha yoziladi:

$$T_e = E_\gamma - P_r - I_i \quad (11.10)$$

Bu yerda P_r —elektronning metallardan chiqish ishi. (11.10) tenglamaga *Eynshteyn tenglamasi* deb ham ataladi. Metaldagi erkin elektron uchun $I_i=1$ bo'lgani uchun

$$T_e = E_\gamma - P_r \quad (11.11)$$

Demak, gamma-kvant energiyasi $E_\gamma \gg P_r$ dan boshlab fotoeffekt hodisasi yuz berishi mumkin. $T_e=0$ da $E_\gamma = P_r$ fotoeffekt jarayonining bo'lish chegaraviy energiyasini bildiradi. Bu energiyaga mos keluvchi gamma-kvant to'lqin uzunligi fotoeffektning qizil chegarasi deb ataladi va quyidagicha aniqlanadi.

$$P_r = E_\gamma = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda} \quad va \quad \lambda_0 = \frac{hc}{P_r} \quad (11.12)$$

Shunday qilib, metallardan elektronlarning chiqish ishini aniqlab, fotoeffektning ko'rilayotgan metall uchun qizil chegarasini topish mumkin.

Fotoeffekt jarayonida hosil bo'lgan fotoelektronlar energiyasi gamma-kvantlarning intensivligiga bog'liq bo'lmay, uning energiyasiga bog'liq. Fotoelektronlar hosil qilgan fototok qiymati gamma-kvantlar intensivligiga mutanosib ravishda o'zgaradi.

§ 11.3 Kompton effekti

Gamma-foton muhitdan o'tishda fotoelektronlar chiqarishdan tashqari, atom elektronlari bilan to'qnashib, natijada elektronni chiqarib bir qismi energiya va impulsni elektronga berishi, gamma-foton o'z energiya va yo'nalishini o'zgartirib, sochilishi mumkin. Gamma-fotonlarining bunday elektronlardan energiya va yo'nalishini o'zgartirib sochilishiga *Kompton sochilish* deb ataladi.

Fotoeffekt kesmi gamma-kvant energiyasiga teskari mutanosib ravishda o'zgarib borsa, kompton effekti gamma-kvant energiyasi ortishi bilan oshib boradi.

Gamma-kvantlarning elektronlardan sochilishi ikki xil ko'rinishga ega. Gamma-kvant energiyasi elektronning atom bilan bog'lanish energiyasi ε_0 dan

kichik ($E_\gamma < \varepsilon_e$) bo'lganda klassik yoki kogerent sochilish yuz beradi. Kogerent sochilishda foton energiyasi o'zgarmasdan qoladi. U faqat o'z yo'nalishini o'zgartiradi, xolos.

Kogerent sochilish Tomson sochilishi deb ham ataladi. U quyidagicha tushuntirilishi mumkin. Elektronida gamma-kvant to'la yutilishi natijasida u gamma-kvant energiyasiga mos keluvchi chastota bilan rezonans tebrana boshlaydi va klassik elektrodinamika qonuniga ko'ra tebranayotgan elektron yutilgan gamma-kvant chastotasiga teng chastotali gamma nur chiqaradi.

Berilgan sochilish burchagi uchun kogerent sochilishning differentsial kesimi

$$\frac{d\sigma}{d\varphi} = \frac{e^4}{2m_e^2 c^4} (1 + \cos^2 \varphi) 2\pi \sin \varphi \quad (11.13)$$

ko'rinishga ega. To'la kogerent sochilish kesimi esa

$$\sigma_0 = \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} \frac{e^4}{2m_e^2 c^4} (1 + \cos^2 \varphi) 2\pi \sin \varphi d\varphi = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4} \quad (11.14)$$

Shunday qilib, $\sigma_0 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ sm}^2$ va $\frac{e}{m_e c} = r_0$ - elektronning klassik radiusi edi. Demak (11.14) ifodadan $\sigma_0 \approx r_0^2$ kelib chiqadi. Kogerent sochilgan gamma-kvantlar burchak taqsimoti $I \approx (1 + \cos^2 \varphi)$ qonuniga bo'ysunadi.

$E_\gamma > \varepsilon_e$ energiyalarda gamma-kvant go'yo erkin elektronida sochilgandek bo'ladi, chunki elektronning bog'lanish energiyasi E_γ ga nisbatan hisobga olmaslik darajada kichikdir.

Yuqorida bayon etilganidek, bu kompton sochilishda gamma-kvantning energiyasi o'zgaradi va elektronga gamma-kvant energiyasining bir qismi beriladi.

Birinchi marta 1923 yilda bu sochilishni kompton rentgen nurlarining turli moddalardan sochilishini to'la o'rganib, quyidagicha xulosalar chiqardi:

1) Sochilgan rentgen nurlarining tarkibida boshlang'ich λ_0 to'lqin uzunlikli nurlardan tashqari $\lambda > \lambda_0$ to'lqin uzunlikka ega bo'lgan nurlar ham uchraydi.

2) Sochilish burchagi Θ ning ortishi bilan $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ farq ortib boradi.

3) Sochilish burchagi Θ ning ma'lum bir qiymatida $(\Delta\lambda)_0$ sochilishida rentgen nurlarining boshlang'ich to'lqin uzunligi λ_0 ga bog'liq bo'lmay qoladi va $(\Delta\lambda)_0$ hamma sochuvchi jismlar uchun bir xil bo'ladi.

Kompton sochilishini klassik to'lqin nazariyasi asosida tushuntirib berish mumkin emas. Chunki bu nazariyaga ko'ra sochilayotgan nurlanish to'lqin uzunligi o'zgaraydi. Bu jarayonni Kompton va Debay kvant mexanikasi asosida tushuntiradilar. Buning uchun rentgen nurlarini fotoeffekt oqimidan iborat deb qarash zarur. Haqiqatdan ham agar rentgen nurlari $E = h\nu$ energiyali fotonlar oqimidan iborat deb qaralsa, $E_\gamma > \varepsilon_e$ da foton erkin elektronida sochilgandek bo'ladi va shuning uchun ham sochilish xarakteri sochuvchi jismning turiga bog'liq bo'lmay qoladi.

Kompton sochilish kvant nazariyasining to'g'riligini foton va kvant xususiyatiga ega ekanligini ko'rsatuvchi muhim ilmiy dalil hisoblanadi. Fotonlarning erkin elektronlardan sochilishi energiya va impulsi saqlanish qonunini yozsak:

$$hv = hv^2 + T_e = hv^1 + m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (11.15)$$

Bu yerda hv, hv^1 – tushuvchi va sochilgan foton energiyalari, T_e - chiquvchi elektron kinetik energiyasi. (11.15) tenglamani

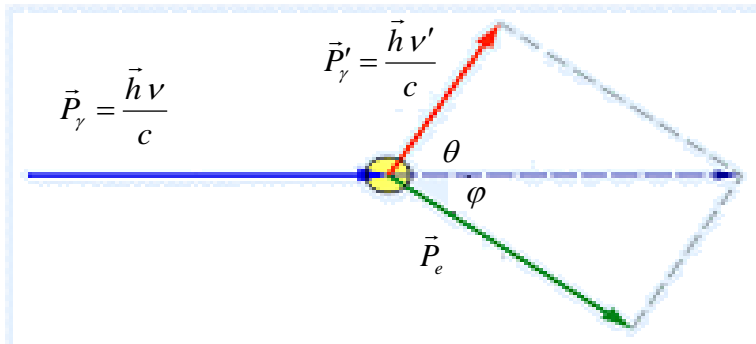
$$hv - hv^2 + m_e c^2 = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

$h(v - v^1) + m_e c^2 = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$; tenglamaning har ikkala tomonini kvadratga oshirib yoza

olamiz

$$\frac{m_e c^2}{1-\beta^2} = m_e^2 c^4 + (hv)^2 + (hv^1)^2 + 2m_e c^2 h(v - v^1) - 2hv * hv^1 \quad (11.16)$$

11.2-rasmda Kompton sochilishi vektor sxemasi keltirilgan.



11.2-rasm

Bu yerda P_γ – tushuvchi, P_γ^1 - sochilgan foton impulsini P_e - chiquvchi elektron impulsi, θ – foton sochilish burchagi, φ - elektron chiqish burchagi. (11.2) rasmdan impuls saqlanish qonuniga ko'ra

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu^1}{c} + \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (11.17)$$

yoki skalyar ko'rinishda 11.2 –rasmdan

$$\frac{m^2 \beta^2 c^4}{1-\beta^2} = (h\nu)^2 + (h\nu^1)^2 - 2h\nu * h\nu^1 \cos \varphi \quad (11.18)$$

bo'ladi. (11.16) bilan (11.18) tenglamani birga yechsak

$$\left(\frac{c}{\nu^1} \right) - \left(\frac{c}{\nu} \right) = \lambda^1 - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \Theta) \quad (11.19)$$

yoki $\Delta\lambda = \lambda^1 - \lambda = \Lambda(1 - \cos \varphi) = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (11.20)$

Bu yerda $\Lambda = \frac{h}{m_e c} = 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ - elektronning Kompton to'liqin uzunligi.

Shunday qilib, (11.20) dan sochilish burchagi θ ning ortishi bilan sochilgan foton to'liqin uzunligi ortib borishi ko'rinib turibdi. Haqiqatdan ham

$$\theta=0 \text{ da } \Delta\lambda=0$$

$$\theta=\pi/2 \text{ da } \Delta\lambda=\Lambda$$

$$\theta=\pi \text{ da } \Delta\lambda=2\Lambda$$

Ya'ni sochilish burchagi θ ning ortishi bilan $\Delta\lambda$ ortib bormoqda. Lekin qaralayotgan θ burchak bilan sochilayotgan foton uchun $\Delta\lambda$ o'zgarishi λ ga bog'liq emas. Shuning uchun $\Delta\lambda \ll \lambda$ bo'lgan uzun to'liqinli nurlanishlar uchun Kompton effekti sezilarli bo'lmaydi, qisqa to'liqinli gamma nurlanishlarda esa $\Delta\lambda \approx \lambda$ muhim ahamiyatga ega bo'ladi. (11.19) ifodani θ burchak ostida sochilayotgan foton energiyasi uchun quyidagicha yoza olamiz:

$$h\nu^1 = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (11.21)$$

(11.21) dan kichik sochilish burchagi uchun $h\nu > m_e c^2$ larda va hamma sochilish burchaklari uchun $h\nu \gg m_e c^2$ larda $\frac{h\nu(1 - \cos\theta)}{m_e c^2} \ll 1$ va $h\nu^1 \approx h\nu$. Bu klassik Tompson sochilishining o'zidir.

$h\nu \gg m_e c^2$ va katta sochilish burchaklar uchun $\frac{h\nu(1 - \cos\theta)}{m_e c^2} \gg 1$ bo'lgani uchun (11.21) ning maxrajidagi 1 ni e'tiborga olmasak, quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$h\nu^1 = \frac{m_e c^2}{1 + (1 - \cos\theta)} \quad (11.22)$$

Bu formulaga ko'ra $\theta = \frac{\pi}{2}$ da $h\nu^1 = m_e c^2$, $\theta = \pi$ da $h\nu^1 = \frac{m_e c^2}{2}$ teng bo'ladi.

Demak, tajribada kuzatilganidek, sochilish burchagining ortishi bilan sochilgan gamma-kvant energiyasi kamayib, ya'ni to'liqin uzunligi ortib borar ekan. Sochilgan gamma-kvant energiyasining kamayishi hisobiga tepki elektronning olgan energiyasi ortadi.

Kompton effektining to'la kesimi formulasini Kleyn, Nishina va Tammlar kvant mexanik hisoblashlar asosida keltirib chiqarishgan:

$$\Sigma_{\text{komp}} = \left\{ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)} \right\} \quad (11.23)$$

Bu yerda $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$; $\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$

1) (11.23) da gamma-kvant energiyasi kichik bo'lgan $\varepsilon \ll \frac{h\nu}{m_e c^2}$ hollar uchun

$$\sigma_{\text{komp}} = \sigma_{\text{Toms}} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26}{5} \varepsilon^2 + \dots \right) \quad (11.24)$$

2) gamma-kvant energiyasi $\varepsilon \gg \frac{h\nu}{m_e c^2}$ katta bo'lganda

$$\sigma_{komp} = \pi r_e^2 \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right) \quad (11.25)$$

Demak, katta energiyalarda Kompton sochilish kesimi gamma-kvant energiyalariga teskari mutanosib o'zgarar ekan. Atomdagi elektronlar soni Z bo'lgani uchun Kompton effektining kesimi sochuvchi element tartib nomeriga to'g'ri mutanosib ortib boradi.

$$\sigma_{komp} \approx \frac{z}{E_\gamma} \quad (11.26)$$

Kompton effekti harakatdagi elektronlarda ham kuzatilishi mumkin. (11.21) ifodada harakatdagi elektrondan sochilgan gamma-kvantning energiyasi uchun quyidagi ko'rinishga o'tadi:

$$E_\gamma^1 = E_\gamma \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta \cos \theta_2 + [E_\gamma (1 - \cos \theta) / E_e]} \quad (11.27)$$

Bu yerda β - elektron tezligi, θ_1 -elektron va tushuvchi foton harakat yo'nalishlari orasidagi burchak, θ_2 – elektron va sochilgan foton harakat yo'nalishlari orasidagi burchak, θ – tushayotgan va sochilgan fotonlar orasidagi burchak, E_e - tepki elektron energiyasi.

Masalan, gamma-kvant bilan elektron qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanayotgan ($\theta_1 = \pi$) orqaga sochilgan ($\theta = \pi$, $\theta_2 = \pi$) bo'lsa, sochilgan gamma-kvant maksimum energiyaga erishadi:

$$(E_e)_{\max} \approx \frac{E_\gamma}{\left(\frac{m_e c^2}{2E_e} - 1 \right)^2 + \frac{E_\gamma}{E_e}} \quad (11.28)$$

Teskari Kompton effekti deb ataluvchi bu jarayonda sochilgan gamma-kvant energiyasi E_γ^1 uning boshlang'ich energiyasi E dan katta bo'lishi mumkin.

Yorug'lik nurining tezlatgichlarda hosil qilingan ultrarelyativistik elektronlardan sochilishiga teskari Kompton effektiga ko'ra sochilgan fotonlar energiyasi relyativistik elektron energiyasiga qadar ortib ketishi mumkin. Bu esa yorug'lik nuri, masalan, lazer nurini yuqori energiyali gamma nurlarga aylantirish imkoniyatini yaratadi. Teskari Kompton effekti yordamida kosmosda uchraydigan pozitron rentgen nurlanishi va gamma-fon deb atalgan nurlanishning kelib chiqishini tushuntirish mumkin.

§ 11.4 Elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi

Gamma-kvant energiyasi $E_\gamma = 2m_e c^2$ bo'lganda fotoeffekt va Kompton effektlari bilan bir qatorda elektron-pozitron jufti ham hosil bo'ladi. Elektron-pozitron jufti yadroning elektr maydonida yuz beradi va bu jarayon vaqtida yadroga tepki energiya ko'rinishida energiya beriladi. Elektron-pozitronning tinch holatdagi massasiga to'g'ri keluvchi energiya $2m_e c^2 = 1,02$ MeV. Shuning uchun gamma-kvant energiyasi 1,02 MeV dan katta bo'lgandagi elektron-pozitron jufti hosil bo'lishi mumkin. Elektron-pozitron juftining hosil bo'lishida yadro olgan

tepki energiyasi juda kichik bo'lgani uchun $E_\gamma \approx 2m_e c^2$ dan boshlab elektron-pozitron jufti hosil bo'lishi mumkin. Elektronning elektr maydonida ham elektron-pozitron jufti hosil bo'lishi mumkin. Lekin bu holda elektron juda katta tepki energiya oladi. Shuning uchun ham, elektron maydonida gamma-kvant energiyasi $E_\gamma \approx 4m_e c^2 = 2,04 \text{ MeV}$ dan katta bo'lgandagina elektron-pozitron jufti hosil bo'ladi. Bo'shliqda elektron-pozitron jufti hosil bo'lmaydi, chunki energiya va impulsning saqlanish qonuni buziladi.

Elektron-pozitron jufti ikki foton yoki ikki elektron to'qnashishida hosil bo'lishi mumkin. Birinchi holda to'qnashuvchi fotonlar energiyalarining yig'indisi $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} > 2m_e c^2$, ikkinchi holda harakatdagi elektronning energiyasi $E_e > 7m_e c^2$ bo'lishi shart.

Elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi kesimining energiyasiga bog'liqligi juda murakkab ko'rinishga ega. Elektronlarning ekranga ta'siri hisobga olinmaganda $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll m_e c^2 Z^{-1/3}$ energiya intensivligi uchun

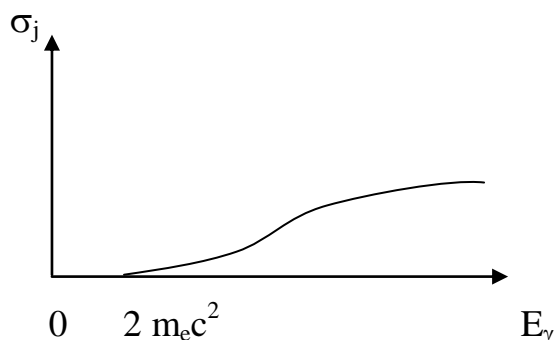
$$\sigma_{juft} = \frac{z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2 E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (11.29)$$

Elektronlarning ekranlovchi ta'siri hisobga olinganda va $E_\gamma \gg 137 n_e c^2 Z^{-1}$ energiya sohasi uchun

$$\sigma_{juft} = \frac{z^2}{137} r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183 z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right] \quad (11.30)$$

11.3-rasmda elektron-pozitron jufti kesimining energiyaga bog'liq ravishda o'zgarish egri chizig'i umumiy holda ko'rsatilgan.

Kichik energiya va katta Z larda elektron-pozitron juftining yadro maydonida hosil bo'lish kesimi, uning elektron maydonida hosil bo'lish kesimidan taxminan ming marotaba katta bo'ladi. Lekin og'ir elementlarda $E > 10 \text{ MeV}$ energiyali gamma-kvantlar uchun elektron maydonida hosil bo'lish kesimi yadro maydonida elektron-pozitron juftining hosil bo'lish kesimini 1% ni, yengil elementlarda 10% ga yaqinini tashkil etishi mumkin.



11.3- rasm

Elektron-pozitron juftining hosil bo'lish jarayoni zaryadlangan zarralarning tormozlanish yoki radiatsion nurlanish jarayoni bilan birgalikda kosmik nurlar tarkibida elektron foton galasining hosil bo'lishiga sabab bo'ladi. Elektron tormozlanishi tufayli vujudga kelgan gamma-kvant energiyasi $E_\gamma > 2m_e c^2$, bo'lsa, elektron-pozitron juftini hosil qilish bu elektron-pozitron tormozlanishi va yana

gamma-kvant hosil qilishi va h.k., shunday qilib, kritik energiyagacha elektron-pozitron foton yog'dusini hosil qilaverishi mumkin.

Umumiy xulosalar.

Yuqorida gamma-kvantlarning muhit bilan ta'sirlashuvida fotoeffekt, Kompton effekti va elektron-pozitron juftini hosil bo'lishi natijasida muhitda yutilishini ko'rib chiqdik. Gamma nurlarning muhitda to'la yutilishi koeffitsienti yuqoridagi uch jarayon hisobiga yutilish koeffitsientlari yig'indisidan iborat

$$\mu = \mu_f + \mu_{komp} + \mu_{juft} \quad (11.31)$$

Yutilish koeffitsienti bilan kesim bog'liq bo'lgani uchun

$$\mu = N\sigma_f + N\sigma_{komp} + N\sigma_{juft} \quad (11.32)$$

Bu yerda N-sochuvchi markazlar konsentratsiyasi.

Fotoeffekt va elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi uchun yutuvchi markazlar-atomlardan, Kompton effekti uchun esa elektronlardan iborat.

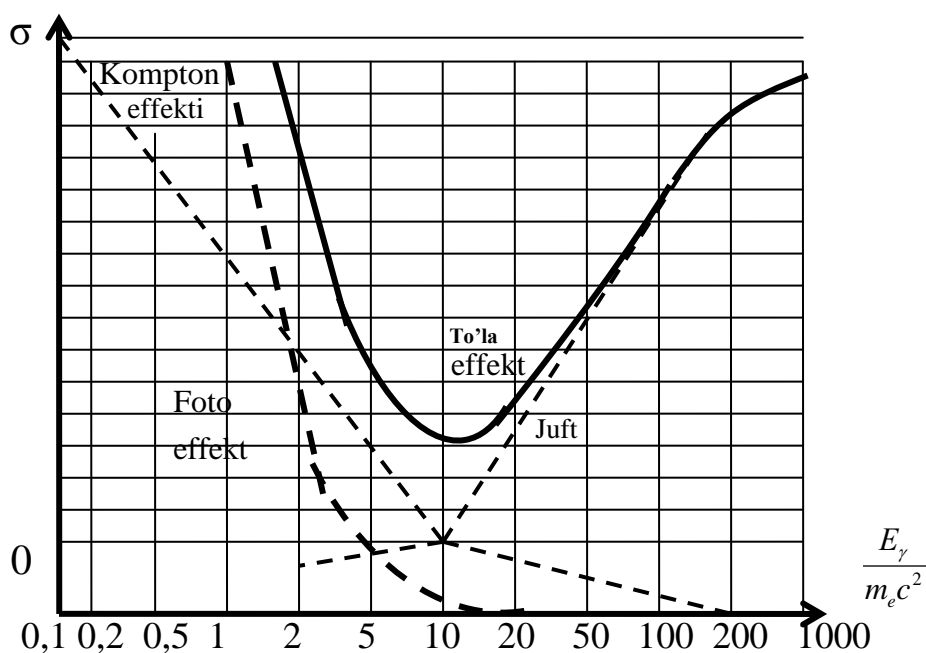
Shunday qilib, yuqoridagi uch jarayonning to'la kesimi:

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_{komp} + \sigma_{juft} \quad (11.33)$$

Bu yerda $\sigma_f \sim Z^5/E^{7/2}$ - kichik energiyalarda $\sigma \sim Z^5/E_\gamma$ - katta energiyalarda, $\sigma_{komp} \sim Z^5/E_\gamma$ va $\sigma_f \sim Z^2 \ln 2E_\gamma$.

Kichik energiyalar ($E_\gamma < E_1$) sohasida fotoeffekt, oraliq energiya $E_1 \leq E_\gamma < E_2$ sohasida Kompton effekti yuqori energiya $E_\gamma > E_2$ sohasida elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi asosiy rol o'ynaydi. E_1 va E_2 energiya chegaralari turli muhitlar uchun har xil qiymatga ega bo'ladi. Masalan, alyuminiy uchun $E_1=0,05$ va $E_2=15$ MeV, qo'rg'oshin uchun esa $E_1=0,5$ va $E_2=5$ MeV va h.k.

11.4-rasmda qo'rg'oshin uchun fotoeffekt, Kompton effekti va elektron-pozitron juftining hosil bo'lish kesimining gamma-kvant energiyasiga bog'liq ravishda o'zgarish egri chiziqlari ko'rsatilgan.



11.4-rasm

Ayrim zarralar massalari

Zarra	Kg	MeV
<i>Elektron</i>	$9,10953 \cdot 10^{-31}$	0,511
<i>Proton</i>	$1,67265 \cdot 10^{-27}$	938,23
<i>Neytron</i>	$1,6748 \cdot 10^{-27}$	938,53
<i>α-zarra</i>	$6,6444 \cdot 10^{-27}$	3726,2

Energiya birliklari o'rtasidagi munosabatlar

Birliklar	eV	Erg	Joul	Kall
<i>1 eV</i>	1	$1,6 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-19}$	$3,83 \cdot 10^{-20}$
<i>1 erg</i>	$6,25 \cdot 10^{11}$	1	10^{-7}	$2,39 \cdot 10^{-8}$
<i>1 Joul</i>	$6,25 \cdot 10^{18}$	10^7	1	0,239
<i>1 kall</i>	$2,61 \cdot 10^{19}$	$4,18 \cdot 10^7$	4,18	1

Uzunlik birliklari o'rtasidagi munosabat:

10^{-3} km = 1 m = 10 dm = 10^2 sm = 10^3 mm = 10^6 mkm (mikrometr) = 10^9 nm (nanometr) = 10^{12} pm (pikometr).

Vaqt birliklari o'rtasidagi munosabat:

1 sutka = 24 soat = 1440 minut (min) = 86400 sekund (s)

1 soat = 60 min = 3600 s.

Ayrim moddalarning zichliklari

Modda	Zichlik 10^3kg/m^3	Modda	Zichlik 10^3kg/m^3	Modda	Zichlik 10^3kg/m^3
<i>Alyuminiy</i>	2,7	<i>Oltin</i>	19,3	<i>Natriy</i>	0,97
<i>Berilliy</i>	1,85	<i>Indiy</i>	7,28	<i>Nikel</i>	8,9
<i>Bor</i>	2,45	<i>Kadmiy</i>	8,65	<i>Kaliy</i>	7,4
<i>Vismut</i>	9,8	<i>Kaliy</i>	0,86	<i>Platina</i>	21,5
<i>Havo</i>	1,293	<i>Kobalt</i>	8,9	<i>Simob</i>	13,6
<i>Volfram</i>	1,91	<i>Litiy</i>	0,53	<i>Qo'rg'oshin</i>	11,3
<i>Grafit</i>	1,6	<i>Magniy</i>	1,74	<i>Kumush</i>	10,5
<i>Temir</i>	7,8	<i>Mis</i>	8,9	<i>Rux</i>	7,0

**Materiallari turlicha antikatod uchun rentgen nurlari
K-seriyasining chegarasi (10^{-8} m da)**

<i>Volfram</i>0,178	<i>Platina</i>0,158
<i>Oltin</i>0,153	<i>Kumush</i>0,484
<i>Mis</i>1,38	<i>Alyuminiy</i>7,936

Fundamental fizik kattaliklar (SI birliklar sistemasida)

O'zgarimas kattaliklar	Belgilanishi	Son qiymati
Massaning atom birligi (10^{-3} kg/mol)	<i>m.a.b</i>	$1,6605655(86) \cdot 10^{-27}$ kg
Elementar zaryad	<i>e</i>	$1,6021829(46) \cdot 10^{-19}$ Kl
Elektronning solishtirma zaryadi	<i>e/m</i>	$1,5388047(49) \cdot 10^{11}$ Kl/kg
Neytronning Kompton to'liq uzunligi	$\lambda_{c,n}=h/m_n c$	$1,31955909(22) \cdot 10^{-15}$ m
Protonning Kompton to'liq uzunligi	$\lambda_{c,p}=h/m_p c$	$1,3214099(22) \cdot 10^{-15}$ m
Elektronning Kompton to'liq uzunligi	$\lambda_c=\alpha^2/2R_\infty$	$2,4263089(40) \cdot 10^{-12}$ m
Bor magnetoni	$\mu_B=eh/4\pi m_e$	$9,274078(36) \cdot 10^{-24}$ J · T ⁻¹
Yadro magnetoni	$\mu_N=eh/4\pi m_p$	$5,050824(20) \cdot 10^{-1}$ J · T
Protonning magnit momenti	μ_p	$1,4106171(55) \cdot 10^{-26}$ J · T
Myuonning magnit momenti	μ_μ	$4,490474(18) \cdot 10^{-26}$ J · T ⁻¹
Elektronning magnit momenti	μ_e	$9,284832(36) \cdot 10^{-24}$ J · T ⁻¹
Elektron magnit momentining proton magnit momentiga nisbati	μ_e/μ_p	658,2106880(66)
Myuon magnit momentining proton magnit momentiga nisbati	μ_μ/μ_p	3,1833402(72)
Erkin elektronning g-faktori	$g_e=2(\mu_e/\mu_B)$	$2 \cdot 1,0011596567(35)$
Erkin myuonning g-faktori	G_μ	$2 \cdot 1,00116616(31)$
Protonning giromagnit nisbati	$\nu_p=g_e/2m_p$	$2,6751987(75) \cdot 10^8$ s ⁻¹ T ⁻¹
Elektronning tinch holatdagi massasi	<i>m_e</i>	$9,109534(47) \cdot 10^{-31}$ kg
Protonning tinch holatdagi massasi	<i>m_p</i>	$1,6726485(86) \cdot 10^{-27}$ kg <i>m.a.b</i> $1,007276470(11)$
Neytronning tinch holatdagi massasi	<i>m_n</i>	$1,6749543(86) \cdot 10^{-27}$ kg <i>m.a.b</i> $1,008665012(37)$
Myuonning tinch holatdagi massasi	<i>M_μ</i>	$1,883566(11) \cdot 10^{-28}$ kg <i>m.a.b</i> $0,11342920(26)$
Proton massasining elektron massasiga nisbati	<i>m_p/m_e</i>	1836,15152(70)
Myuon massasining elektron massasiga nisbati	<i>m_μ/m_e</i>	206,768(47)
O'zgarimas kattaliklar	Belgilanishi	Son qiymati
Vod. atomi mas.g elek. mas.nis.	<i>M_H/m_e</i>	1837,5
Vodorod atomining massasi	<i>M_H</i>	$1,6737 \cdot 10^{-27}$ kg
<i>Atom massalari :m. a. b. da</i>		
Vodorod	¹ H	1,007825036(11)

Deyteriy	${}^2\text{H}$	2,014101795(21)
Geliy	${}^4\text{He}$	4,002603267(48)
Avogadro doimiysi	N_A	$6,022045(31) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Loshmidt doimiysi	N_0	$2,687 \cdot 10^{19}$
Faradey doimiysi	$F=N_A e$	$96484,56(27) \text{ Kl} \cdot \text{mol}^{-1}$
Universal gaz doimiysi	R	$8,31441(26) \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Ideal gazning molyar hajmi	$V_m=RT_0/p_0$	$22,41383(70) \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$
Bolsman doimiysi	$k=R/N_A$	$1,380662(44) \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
Gravitatsiya doimiysi	G	$6,6720(41) \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$
Yorug'liqning vakuumdagi tezligi	c	$299792458(1,2) \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Elektr doimiysi	$\epsilon_0=(\mu_0 c^2)^{-1}$	$8,85418782(7) \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$
Plank doimiysi	h $h/2\pi$	$6,626176(36) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{Gs}^{-1}$ $1,0545887(57) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
Stafan-Bolsman doimiysi	$\sigma=(\pi^5/60)q^4/h^3 c^2$	$5,67032(71) \cdot 10^{-8} \text{ Wt} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$
Vinning siljish qonuni doimiysi	$b=\lambda_m T$	$0,0028978 \text{ m} \cdot \text{K}$
Ridberg doimiysi	$R_\infty=me^4/8\epsilon_1^2 h^3 c$	$10973731,77 (83) \cdot \text{m}^{-1}$
Vodorod uchun	R_H	10967760 m^{-1}
Deyteriy uchun	R_D	10970742 m^{-1}
Ionlashgan geliy uchun	R_{He}	1097223 m^{-1}
Nozik struktura doimiysi	$\alpha=\mu_0 c e^2/2h\alpha^{-1}$	$0,0072973506(60)$ $137,03604(11)$
Bor radiusi	$\alpha_0=\epsilon_0 h^2/\pi m e^2$	$0,52917706(44) \cdot 10^{-10} \text{ m}$
Elektron radiusi mumtoz qiymati	$r_e=e^2/4\pi\epsilon_0 m c^2$	$2,8179380(70) \cdot 10^{-15} \text{ m}$
Tomson sochilishi kesimi	$\sigma_T=8\pi r_e/3$	$6,65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$

Elementlarning ayrim xossalari

Element	Belgisi	Atom nomeri	Atom og'irl.	Elektron konfigur.	Asosiy holat	Ionizatsiya potentsiali (voltlarda)			Erish t-°C
						7	8	9	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Vodorod	H	1	1,008	1s	$^2S_{1/2}$	13,595	-	-	-259,2
Geliy	He	2	4,003	1s ²	1S_0	24,58	54,40	-	-271,4
Litiy	Li	3	6,940	2s	$^2S_{1/2}$	5,39	75,62	122,42	180
Berilliy	Be	4	9,013	2s ²	1S_0	9,32	18,21	153,85	1280
Bor	B	5	10,82	2s ² 2p	$^2P_{1/2}$	8,30	25,15	37,92	2030
Uglerod	C	6	12,011	2s ² 2p ²	3P_0	11,26	24,38	47,87	>3500
Azot	N	7	14,008	2s ² 2p ³	$^4P_{3/2}$	14,53	29,59	47,37	-210
Kislorod	O	8	16,0	2s ² 2p ⁴	3P_2	13,61	35,11	54,89	-218,8
Ftor	F	9	19,00	2s ² 2p ⁵	$^2P_{3/2}$	17,42	34,98	62,65	-219,6
Neon	Ne	10	20,183	2s ² 2p ⁶	1S_0	21,56	41,07	63,5	-248,6
Natriy	Na	11	22,991	3s	$^2S_{1/2}$	5,14	47,29	71,65	97,8
Magniy	Mg	12	24,32	3s ²	1S_0	7,64	15,03	80,12	650

ADABIYOTLAR

1. Р.Б.Бекжонов. Атом ядроси ва зарралар физикаси Т.1995. 1-боб.
2. К.Т.Тешабоев. Ядро ва элементар зарралар физикаси. Т.1992.
3. К.Н.Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Т.1, М.1974.
4. Ю.М.Широков, Н.П.Юдин. Ядерная физика. М.1980.
5. Д.С.Сивухин. Общий курс физики. М.1989.
6. А.И.Наумов. Физика атомного ядро и элементарных частиц. М. 1984.
7. П.Э.Колпаков. Основы ядерной физики. М.1969.
8. П.А.Тишкин. Экспериментальные методы ядерной физики. ЛГУ. 1970.
9. А.Б.Холикулов, Т.М.Муминов, Ш.Х.Хушмуродов. Ядро ва зарралар физикаси. Самарканд, 2001 й.

Terishga berildi 21.04.05 yil.
Bosishga ruhsat etildi 28.04.05 yil.
Qog'oz bichimi 30X42, 4,85 bosma toboq.
Adadi 500 nusxa. Buyurtma № 37.
Bahosi shartnoma asosida.

Ushbu o'quv qo'llanma bo'yicha tavsiyanoma Respublika Ta'lim markazi ilmiy-uslubiy Kengashi tomonidan (15.04.2005 y.) oliy o'quv yurtlarining fizika va fizika-matematika fakultetlari talabalari uchun o'quv qo'llanma sifatida chop qilishga ruxsat etilgan.

Bekmirzayev Rahmatulla

YADRO VA ZARRALAR FIZIKASI

Terishga berildi 21.04.05 yil. Bosishga ruhsat etildi 28.04.05 yil. Qog'oz bichimi 30x42, 4,85 bosma toboq. Adadi 500 nusxa. Buyurtma № 37. Bahosi shartnoma asosida.

Bosmaxona manzili: Jizzax Davlat pedagogika institut kichik bosmaxonasi. Jizzax shahar, Sharof Rashidov shoh ko'chasi.