

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI**

BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika –matematika fakulteti

“Fizika” kafedrasi

5440100 - “Fizika” ta’lim yo’nalishi bo’yicha bakalavr darajasini olish uchun

Usmonova Maftuna Ikromovna

“Atom yadrolarining klaster yemirilishlari” mavzusidagi

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

“Ish ko’rildi va himoyaga
ruxsat berildi”

Ilmiy rahbar: _____ kat. o’qt. N.K. Nosirova

“_____” _____ 2016 y.

Kafedra mudiri _____ dots.B.E.Niyazxanova

Taqrizchi: _____ prof. SH.M. Mirzayev

“_____” _____ 2016 y.

“_____” _____ 2016 y.

“Himoya qilishga ruxsat berildi”

Fakultet dekani _____ prof. SH.M. Mirzayev

“_____” _____ 2016 y.

Buxoro-2016y.

Mundarija

Kirish.....	3
--------------------	----------

I bob. Atom yadrolarining radioaktivligi: tarix, natijalar, erishilgan yutuqlar

1.1. Atom yadrolarining radioaktiv nurlanish turlari.....	10
1.2. Alfa yemirilish haqidagi zamonaviy tasavvurlar.....	12
1.3. Alfa yemirilishning ko'p zarrali nazariyasi.....	15
1.4. Proton radioaktivligining ko'p zarrali nazariyasi.....	18
1.5. β -yemirilish mexanizmi.....	19
I bobning qisqacha xulosasi.....	27

II bob. Atom yadrolarining klaster yemirilishi

2.1. Yadrodagi nuklonlar. Yadroning qobiq modeli.....	28
2.2. Yadrolarda klasterlarning effektiv sonlari.....	37
2.3. Klasterlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va yemirilishlar klassifikatsiyasi.....	44
II bobning qisqacha xulosasi.....	49

Xotima.....	50
--------------------	-----------

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati	52
---	-----------

Kirish

**“O‘z oldimizga qo‘yilgan yuksak vazifa
va marralarga erishishda zamonaviy bilim
va tarbiya sohibi bo‘lgan, yangicha
fikrlaydigan yoshlarimiz bizning asosiy
tayanchimiz va suyanchimizdir”.**

I.A.Karimov.

Biz mustaqil O‘zbekiston yoshlari har tomonlama yetuk barkamol avlod bo‘lib yetishimiz uchun keng imkoniyatlar yaratib Prezidentimiz Islom Abdug‘aniyevich Karimov yosh avlod tarbiyasiga juda kata e‘tibor berib kelmoqdalar. Jumladan, asosiy vazifamiz Vatanimiz taraqqiyoti va xalqimiz farovonligini yanada yuksaltirish nomli Prezidentimiz I.A.Karimovning 2009-yilning asosiy yakunlari 2010-yilda O‘zbekistonning ijtimoiy-iqtisodiy rivojlanishini eng muhim ustuvor yo‘nalishlariga bag‘ishlangan Vazirlar Mahkamasining majlisidagi ma‘ruzasida:

Biz farzandlarimizning nafaqat jismoniy va ma‘naviy sog‘lom o‘ssishi, balki ularning eng zamonaviy intellektual bilimlarga ega bo‘lgan, uyg‘un rivojlangan insonlar bo‘lib, XXI asr talablariga to‘liq javob beradigan barkamol avlod bo‘lib voyaga yetishi uchun zarur barcha imkoniyat va sharoitlarni yaratishini o‘z oldimizga maqsad qilib qo‘yganmiz.

Shu kunlarda hukumatimiz tomonidan ushbu masala yuzasidan qabul qilingan Davlat dasturi ana shu ezgu maqsadga erishish yo‘llariga jami davlat va nodavlat manbalari hisobga olingan holda mavjud barcha resurs va imkoniyatlarning safarbar etishni ko‘zda tutadi kabi satrlarni o‘qish mumkin.

Shuningdek, “Barkamol avlod” yili davlat dasturi to‘g‘risida O‘zbekiston Respublikasi Prezidenti qarorida “ta‘lim jarayonida yangi axborot kommunikatsiya va pedagogik texnologiyalarda, elektron dasturlar, multimediya vositalarini keng joriy etish orqali mamlakatimiz maktablarida, kasb-hunar kollejlari, litseylar va oliy o‘quv yurtlariga o‘qitish sifatini tubdan yaxshilash, ilm-fanni yanada

rivijlantirish, iqtidorli va qobiliyatli yoshlarni ilmiy faoliyatiga keng jalb qilish, ularning o'z ijodiy va intellektual salohiyatini ro'yobga chiqarish uchun sharoit yaratishga doir kompleks chora-tadbirlarni ishlab chiqish "ko'zda tutilgan vazifalardan hisoblanar ekan, darslarda yangi pedagogik texnologiyalardan foydalanish ta'lim samaradorligini oshirish Prezirentimiz ta'kidlaganidek, "erkin fikrlashga " o'rganish uchun ayni muddao bo'ldi.

Mamlakatimizning istiqlol yo'lidagi birinchi qadamlaridan, buyuk ma'naviyatimizni tiklash va yanada yuksaltirish, milliy ta'lim-tarbiya tizimini takomillashtirish, uning milliy zaminini mustahkamlash, zamon talablari bilan uyg'unlashtirish asosida jahon andozalari va ko'nikmalari darajasiga chiqarish maqsadiga katta ahamiyat berib kalinmoqda. Bu jarayonda oxirgi yillarda qilingan ishlar haqida qisqacha to'xtalib o'tamiz.

Maktab sohasida "ta'lim haqida" qonun qabul qilindi. 1996-1997 o'quv yilidan maktabning birinchi sinflarda o'qish uchun yangi alifboda olib borildi. Yangi imlo, alifboda o'qitish uchun zarur dastur, qo'llanma va darsliklar yaratildi. Joylarda maktablarda o'qituvchi-murabbiylarga, ularning moddiy va ma'naviy rag'batlantirish, yordam berish masalalariga e'tibor ancha kuchaytirildi.

O'rta maxsus ta'lim sohasida viloyatlarda, joylarda biznes maktabi, kichik va o'rta maktab uchun kasb- hunar kurslarining ochilishi, bozor iqtisodoyoti talablaridan kelib chiqqan holda, yangi mutaxassislarning kiritilishi e'tiborga loyiqdir. Mamlakatimizda sog'lom va barkamol avlodni tarbiyalash, yoshlarning o'z ijodi va intellektual salohiyatini ro'yobga chiqarib, mamlakatimiz yigit-qizlarini XXI asr talablariga to'liq javob beradigan har tomonlama rivojlangan shaxslar etib voyaga yetkazish uchun shart-sharoitlar va imkoniyatlarni yaratish bo'yicha keng ko'lamli aniq yo'naltirilgan chora-tadbirlarni amalga oshirish maqsadida, shuningdek, O'zbekiston Respublikasida davlat ta'lim dasturi ishlab chiqilgan. Unda quyidagilar asosiy vazifalar etib belgilangan.

Ta'lim jarayonida yangi axborot kommunikatsiya va pedagogik texnologiyalarning elektron darsliklari, multimedia vositalarini keng joriy etish

orqali mamlakatimiz maktablari, kasb-hunar kollejlari, litseylar va o'quv yurtlarida o'qitish sifatini tubdan yaxshilash ta'lim muassasalari keng laboratoriya bazasini zamonaviy turdagi o'quv laboratoriya uskunalari, kompyuter texnikalari bilan mustahkamlash, shuningdek, o'qituvchilar va murabbiylar mehnatini moddiy hamda ma'naviy rag'batlantirish bo'yicha samarali tizimni yanada rivojlantirish lozim.

Ilm-fanni yanada rivojlantirish, iqtidorli va qobiliyatli yoshlarni ilmiy faoliyatga keng jalb etish ularning o'z ijodiy va intellektual salohiyatini ro'yobga chiqarishi uchun sharoit yaratishga doir kompleks chora-tadbirlarni ishlab chiqish kerak.

Ma'lumki, ota-bobolarimiz qadimdan bebaho boylik bo'lmish ilmu fan, ma'rifat, ta'lim-tarbiyani inson kamoloti va millat ravnaqining eng asosiy sharti va garovi deb bilgan.

Albatta ta'lim-tarbiya ong mahsuli. Lekin ayni vaqtda ong darajasi va uning ravnaqini ham belgilaydigan, ya'ni xalq ma'naviyatini shakllantiradigan va boyitadigan eng muhim omildir. Binobarin ta'lim-tarbiya tizimini va shu asosda ongni o'zgartirmasdan turib, ma'naviyatni rivojlantirib bo'lmaydi.

Shuni unutmasligimiz kerakki, kelajagimiz poydevori bilim dargohlarida yaratiladi, boshqacha aytganda xalqimizning ertangi kuni qanday bo'lishi, farzandlarimizning bugun qanday ta'lim-tarbiya olishiga bog'liq.

Ta'limni tarbiyadan, tarbiyadan ta'limni ajratib bo'lmaydi-bu sharqona qarash, sharqona hayot falsafasi.

Bu haqda fikr yuritganda men Abdulla Avloniyning "Tarbiya biz uchun yo hayot, yo mamot, yo najot, yo halokat, yo saodat, yo falokat masalasidir" degan chuqur ma'noli so'zlarini eslayman.

Muxtasar qilib aytganda, oxirgi yillarda ta'limni tarbiya sohasida amalga oshirgan ko'lami va mohiyatiga ko'ra ulkan ishlarimiz biz ko'zlagan ezgu niyatlarimizga erishish hech kimdan kam bo'lmaydigan hayot barpo etish,

yoshlarimiz butun xalqimizning ma'naviy yuksalishi yo'lida mustahkam zamin yaratdi, -desak hech qanday xato bo'lmaydi.

“Diplomga ega bo'lish-bu hali tom ma'nodagi ziyoli emas, ziyoli odam tafakkuri saviyasi pok yuragi, ichki madaniyati bilan mutlaqo bo'lakcha inson bo'ladi”.

“Har qaysi inson olloh taollo ato etgan noyob qobiliyat va iste'dodni avvalo o'zi uchun, oilasining, millatining, xalqining, davlatining farovonligi, baxt-saodati, manfaati uchun to'liq baxshida etadi, bunday jamiyat shu qadar kuchli taraqqiyotga erishadiki, uning jur'at va samarasini hatto tasavvur qilish ham oson emas”.

Biz o'z iste'dodli fidoiy bobolarimiz farzandlarimizga bilim va kasb cho'qqilarini zabt etishi uchun qanot berishimiz kerak. “Ma'rifatga intilish kerak”.

“Ma'rifatga intilish xalqimizning azaliy fazilatlaridan biridir”.

Islom Abdug'aniyevich Karimov

Tarbiya uch narsaga ehtiyoj sezadi: iste'dodga, ilmga va mashqqa”.Arastu.

Umumlashtirilgan holda kadrlar tayyorlash tizimining shakllanishi va faoliyat ko'rsatishining asosiy tamoyillari, mening nazarimda quyidagi vazifalarni o'z ichiga oladi:

Barcha xil va turdagi ta'lim muassasalarida yuqori malakali mutaxassislar tayyorlash uchun uzluksiz ta'lim va fan, ishlab chiqarish salohiyatidan samarali foydalanish.

Davlat ta'lim standartlarini joriy etish va ularning faoliyat ko'rsatish mexanizmini ishlab chiqarish.

Ixtisosliklar, malaka darajasiga ko'ra mutaxassislarga bo'lgan umumdavlat va mintaqaviy talablarning istiqbolini aniqlash.

Ta'lim tizimini tuzilish va mazmun jihatdan isloh qilish uchun o'qituvchilarni va murabbiylarni qayta tayyorlash.

Davlat va ijtimoiy muassalarning kasbga yo'naltirish bo'yicha faoliyatini takomillashtirish.

Bunda kasb tanlashning bozor ehtiyojlari va imkoniyatlarini e'tiborga olish zarur, toki har bir shaxs o'ziga mos kasbni egallay olsin.

O'quvchi yoshlarni vatanga sadoqat, yuksak ahloq, ma'naviyat va ma'rifat, mehnatga vijdonan munosabatda bo'lish ruhida bo'lish ruhida tarbiyalash.

Ta'lim muassasalarini birinchi navbatda umumta'lim maktablarini davlat tomonidan moliyaviy va moddiy texnikaviy to'liq ta'mirlash me'yorlarini amalga oshirish va uning mexanizmini takomillashtirish.

Kadrlar tayyorlash va ta'lim sohasida chet el sarmoyalarini, xalqaro donorlik tashkilotlari va jamiyatlarining mablag'larini jalb etish.

Davlat va jamiyat kadrlar tayyorlash tizimini uzluksiz rivojlantirish va takomillashtirish kafili bo'lishi lozim.

Ma'lumki, xalq ta'limini asosiy bo'g'inini uzluksiz ta'lim tizimini tashkil etadi. Shu sababli bu masala alohida diqqat va e'tibor qaratish lozim.

Uzluksiz ta'limni davlat ta'lim standartlari va tegishli ta'lim dasturlari bilan ta'minlashda avvalo ularning jahon talablari darajasiga javob berishi yuksak ma'naviyat zahirida qurilganiga asosiy e'tibor berish kerak.

Shuning uchun ham umumta'lim dasturini maktabgacha tarbiya, boshlang'ich, umumiy ta'lim va maktabdan tashqari ta'lim tarzida tuzsak maqsadga muvofiq bo'ladi.

Barkamol avlod tarbiyalash insoniyatning eng yorqin orzusi bo'lib kelgan, biroq dunyo xalqlarining barchasi ham bu haqda o'ylayvermagan. Bunday orzudagi insonlar azaliy ma'rifatga, ma'naviyatga mansub bo'lgan yurtlarning donishmandlari, eng mo'tabar ziyolilari, hukmdorlari hisoblangan. Ularning orasida O'zbekiston deb atalmish muazzam zaminimizda yashayotgan bobolarimizning o'z o'rni, hurmati bor. Bu jahon hamjamiyati qabul qilingan haqiqatdir. Barkamol avlodni tarbiyalash orzusida o'z tariximizdan juda ko'p dalillar mujassamlashib kelgan.

Ishning dolzarbligi. Atom yadrolarining klaster yemirilishlari yadro fizikasi sohasida erishilgan yutuqlar hozirgi zamon fan rivoji uchun muhim jabhalardan

biri hisoblanadi. Atom yadrolarining yemirilishlarida va klasterlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari natijasida katta miqdordagi energiya va yangi kimyoviy elementlar hosil bo'ladiki, ularni tabiiy sharoitlarda hosil qilib bo'lmaydi.

Tadqiqot maqsadi va vazifasi. Yadro fizikasi sohasidagi oxirgi yillarda erishilgan yutuqlar bilan tanishish, klaster yemirilishlar misolida yadro fizikasi sohasidagi olingan natijalardan vofiq bo'lish va natijalarni umumlashtirish.

Tadqiqotning vazifasi:

- α – yemirilish haqidagi zamonaviy tasavvurlar bilan tanishish.
- Proton yemirilishining ko'p zarrali nazariyasini o'rganish.
- Yadrodagi klasterlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va yemirilishlar klassifikatsiyasini o'rganish.

Tadqiqot ob'yekti va predmeti. Yadrolardagi kechadigan jarayonlar, yadrolardagi klasterlar, protonning radioaktiv yemirilishi.

Ilmiyligi. Bitiruv malakaviy ishining ko'rilgan masalalar fundamental tadqiqotlarga asoslangan bo'lib, yadro fizikasi sohasidagi yemirilishlar kvant mexanika nuqtai nazaridan o'rganilgan va klaster yemirilishlarning mexanizmlari keltirilgan.

Tadqiqot uslubi va uslubiyoti. Mavzu bo'yicha qo'yilgan masalalar va xulosalar chiqarilgan.

Natijalar. 1) α – yemirilish haqidagi zamonaviy tasavvurlar va α – yemirilishning ko'p zarrachali nazariyasi proton yemirilishining ko'p zarrachali nazariyasi o'rganildi.

2) yadrolarning qobiq modeli, yadrodagi klasterlar va klasterlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va yemirilishlar klassifikatsiyasi o'rganildi.

Malakaviy bitiruv ishining strukturasi va hajmi. Bitiruv malakaviy ishi 53 betdan iborat bo'lib, kirish , ikkita bob, har bir bob bo'yicha qisqacha xulosalar, xotima va foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan iborat.

I BOB. ATOM YADROLARINING RADIOAKTIVLIGI: TARIX, NATIJALAR, ERISHILGAN YANGI YUTUQLAR

1.1 Atom yadrolarining radioaktiv nurlanish turlari.

1996-yilda fizik olimlar atom yadrosi radiaktivligi ochilishining 100 yilligini nishonladi. Bu oshilish yangi fizikaning tuzilishiga olib keldi. Bu yangilikdan so`ng atom va yadroga boshqacha nazar bilan qarala boshlandi va elektr zarrachalarining garmonik kvant olamiga kirib borildi. Radioaktivlik to`satdan ochildi.

1896-yilning boshida B.K.Rentgen tomonidan X nur ochilgandan so`ng fransiyalik fizik Anri Bekkerel rentgen nurlarining fluorescent tabiatini o`rganayotib, uran-kaliy tuzi o`z-o`zidan tashqi ta`sirlarsiz qattiq nurlanish chiqarayotganini qayd etdi. Keyinchalik Bekkerel radioaktivlik deb atagan nurlanish aktivligi to`liqligicha uran bilan bog`liq ekanligini isbotladi. Bir necha yillardan so`ng bunday xususiyatlar toriyda poloniy va radiyda borligini Mariya va Per Kyurilar isbotladi. Barcha tartib raqami sakson ikkidan katta bo`lgan kimyoviy elementlarda radiaktivlik xususiyatlari borligi aniqlangan. Tezlatkich va yadro reaktorlari paydo bo`lishi bilan barcha kimyaviy elementlarning reaktiv izatoplari topildi. Ulardan ko`pchiligini tabiiy sharoitlarda uchratish mumkin emas.

Uran nurlanishning singuvchanlik qobiliyatini analiz qilib, E.Rezerford uning ikkita tashkil etuvchisini topdi: α -nurlanish deb atalgan va singuvchanligi nisbatan ko`proq bo`lgan β -nurlanish. Uran radiaksiyasining uchinchi nurlanishi hammasidan ko`proq singuvchanlik qobiliyatiga ega bo`lib, u 1900-yilda ochilgan. Bu nurlanishni Pol Villaru topdi va γ -nurlanish deb atadi. Rezerford va uning xodimlari ko`rsatdiki, radioaktivlik atom yemirilishlari bilan bog`liq. Ancha keyin ma`lum bo`ldiki, radioaktivlik atom yadrolarining yemirilishi bilan bog`liq jarayon ekan. Radioaktivlik natijasida ma`lum ko`rinishdagi nurlanish chiqadi. Bu xulosa shu vaqtgacha fizika va kimyoda hukmron bo`lgan atomning bo`linmasligi haqidagi konsepsiyaga zarba bo`ldi. Rezerfordning keyingi tadqiqotlarida α -nurlanish bu geliy yadrolari izatoplari, β -nurlanish esa elektronlar oqimi ekanligini

ko'rsatdi. γ -nurlanish yuqori chastotali elektromagnit kvantlar oqimi bo'lib, u atom yadrolaridan quyi energetik holatlariga o'tganda chiqariladi.

Yadrolarning β -yemirilish tabiati juda qiziq. Bu hodisaning nazariyasi 1933-yilda Enrika Fermi tomonidan yaratildi. U Volfgang Paulining β -yemirilish paytida " ν " neytrino deb ataluvchi va tinchlikdagi massasi nolga yaqin bo'lgan neytral zarracha tuziladi degan gipotezani qo'lladi. Fermi ko'rsatdiki, β - yemirilish tabiatdagi zarrachalarning o'zaro ta'siri – "kuchsiz" o'zaro ta'sir bilan bog'langan va quyidagi jarayonlar bilan tavsiflanadi:

- Ona yadroda neytronning protonga aylanishi va elektron(e) va antineytrino ($\bar{\nu}$) chiqishi (β - yemirilish).
- Protonning neytronga aylanishida pozitron (e^+) va neytrino ν chiqishi (β^+ - yemirilish).
- Protonning atomdagi elektronni qamrab olishi va neytrino chiqishi (elektron –qamrab olish).

Radioaktivlikning to'rtinchi turi 1940-yilda Rossiyada yosh fiziklar G.N.Flerov va K.A.Petrjaklar tomonidan ochildi. Bu radioaktivlik yadrolarning spontan bo'linishi bilan bog'langan bo'lib, bu jarayonda ancha og'ir yadrolar massalari taqriban teng bo'lgan ikkita bo'lakka bo'linadi.

1950-yillardan boshlab yadrolarning proton radioaktivligi ustida ishlar boshlandi. Asosiy holatda bo'lgan yadro o'z-o'zidan proton chiqarishi uchun protonning yadrodan ajralish energiyasi musbat bo'lishi kerak. Ammo bunday yadrolar yer sharoitida mavjud emas va demak, ular sun'iy yo'l bilan hosil qilinishi lozim. Dubnada bu yo'nalishda katta hajmdagi ishlar olib borilayotgan bir paytda 1982-yilda Darmigtadda proton radioaktivlikni dunyodagi eng kuchli tezlatkichni ishlatgan nemis fiziklari ochishdi.

1984-yilda Angliya va Rossiya olimlari guruhi bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda ba'zi og'ir yadrolarning klaster radioaktivligini ochishdi. Bu radioaktivlikda yadrolar o'z-o'zidan klasterlarni atom og'irliklari 14 dan 34 gacha bo'lgan atom

yadrolarini chiqaradi. 1.1.1-jadvalda turli ko`rinishdagi radioaktivlikning ochilish tarixi keltirilgan.

Radioaktiv yemirilishlarning barcha turlari ochilganmi?

Buni vaqt ko`rsatadi. Ammo hozirgi kunda asosiy holatdan neytron (neytron radioaktivlik) yoki ikkita proton (ikki protonli radioaktivlik) chiqaruvchi yadrolari topish ustida ish olib borilmoqda.

1.1.1-jadval Turli ko`rinishdagi radioaktivlikning ochilish tarixi.

Yadrolar radioaktiv ko`rinishi	Nurlanish ko`rinishi	Ochilish yili	Olimlar
Atom yadrolarning radioaktivligi	Nurlanish	1896	A.Bekkerel
Alfa-yemirilish	^4He	1898	E.Rezerford
Beta-yemirilish	e^-	1898	E.Rezerford
Gamma-yemirilish	γ -KBAHT	1900	P.Villard
Yadrolarning spontan yemirilishi	Ikkita bo`lak	1940	G.N.Flerov, K.A.Petrjak
Proton yemirilish	P	1982	Z.Xofman
Klaster yemirilish	^{14}C	1984	X.Rouz,G.Jons; D.V.Aleksandrov

1.2. Alfa-yemirilish haqidagi zamonaviy tasavvurlar.

Yadrolarning radioaktiv yemirilishlarining barcha ko`rinishalari eksponensial qonunga bo`ysunadi.

$$N(t)=N(0) \exp (-\lambda t) \quad (1.2.1)$$

bu yerda:

$N(t)$ $t \geq 0$ vaqt momentida radioaktiv yadrolar soni. λ -vaqt birligi ichida radioaktiv yadrolarning yemirilish ehtimolligi. Unda yarim yemirilish davri deb ataluvchi $T_{1/2}$ vaqt quyidagicha aniqlanadi.

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}; \quad (1.2.2)$$

Yarim yemirilish davrida radioaktiv yadrolarning soni ikki marta kamayadi. Yarim yemirilish davrining qiymati α -nurlantirgichlar uchun keng diapazonda 10^{-2} sek dan 10^{20} yilgacha o'zgaradi va u α -zarracha harakati va hosilaviy yadro harakatining kattaligiga bog'liq bo'lib quyidagicha aniqlanadi:

$$Q = B(A-U, Z-2) + B(4,2) - B(A,Z) \quad (1.2.3)$$

bu yerda:

$B(A,Z)$ = ona yadroning bog'lanish energiyasi.

Barcha tadqiq qilingan α -o'tishlar ushun $Q > 0$ va $10 M \ni B$ dan oshmaydi.

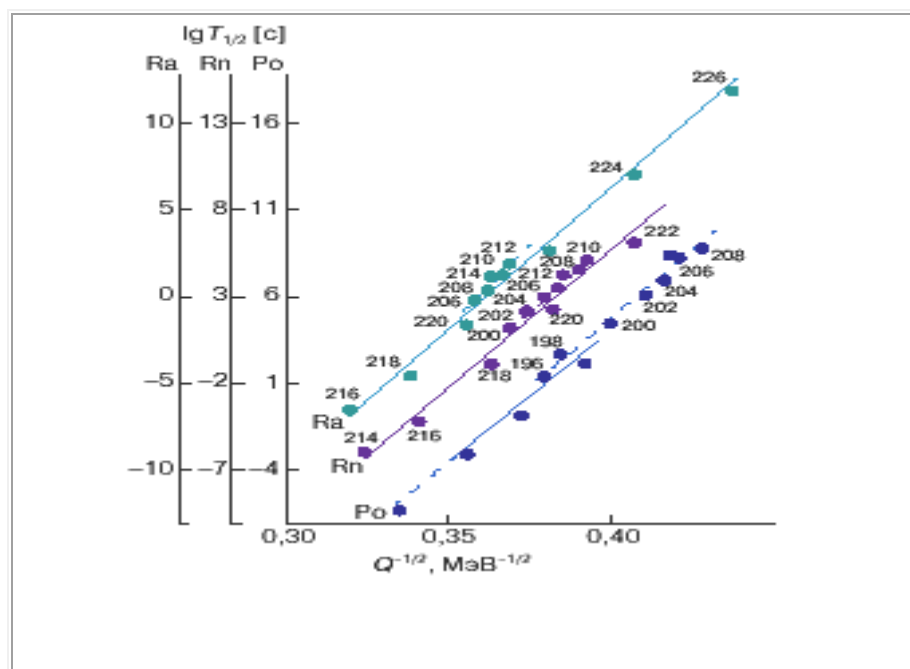
1940-yilda Gansgeyger va Jorj Nettop yarim yemirilish davrining energiya bilan bog'lanish qonuniyatini eksperimental ravishda aniqlashdi.

$$\lg T_{1/2} = B + CQ^{-1/2} \quad (1.2.4)$$

bu yerda: B va C kattaliklar Q ga bog'liq emas.

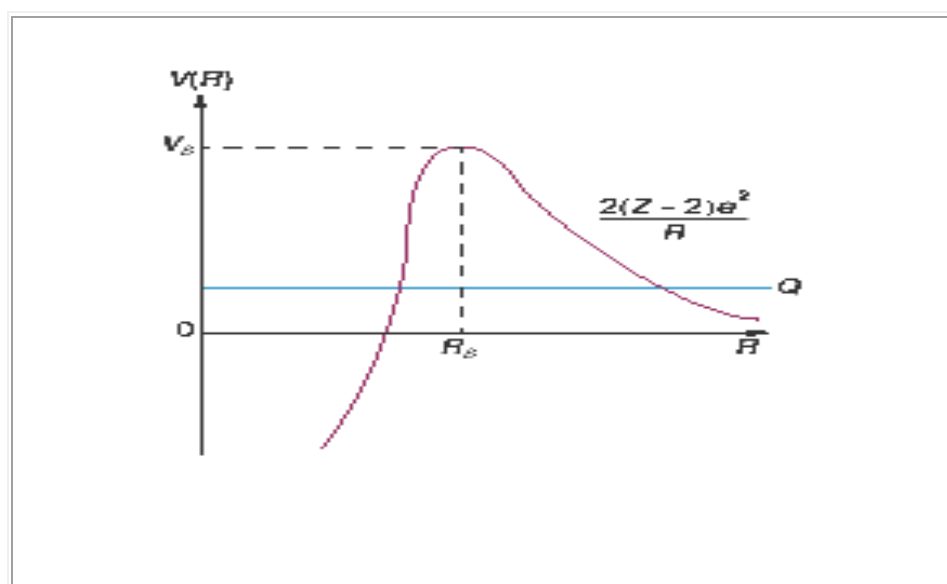
1.2.1-chizmada aytilgan qonun poloniy, radon va radiyning juft-juft izatoplari uchun ko'rsatilgan. Ammo bunda muammo tug'iladi. α -zarracha va hosilaviy yadroning o'zaro ta'sir potensialining ular og'irlik markazlari orasidagi masofaga bog'liqligini 1.2.2-chizmada sifat jihardan ko'rish mumkin. Katta R masofalarda ular Kulon kuchi bilan o'zaro ta'sirlashadi va potensial.

$$V(R) = \frac{2(Z-2)e^2}{R} \quad (1.2.5) \quad \text{bo'ladi.}$$



1.2.1-chizma. Po (poloniy), Ra (radon) va Ra (rady) juft-juft izotoplari uchun $\lg T_{1/2}$ ning

$Q^{-1/2}$ ga bog'liqligi



1.2.2-chizma. α - zarracha o'zaro ta'sir potentsiali $V(R)$ ning va hosilaviy yadroning masofaga bog'liqligi

Kichik R masofalarda o'yinga qisqa ta'sir etuvchi yadro kuchlari kiradi va $V(R)$ potensial tortuvchi bo'ladi. Shu sababli $V(R)$ potensialda to'siq hosil bo'ladi. R_B max.ning vaziyati

$$V_B = V(R_B) \quad (1.2.6)$$

og'ir yadrolar $Z \approx 82$ uchun 10 sm sohada, $V_B \approx 25M \text{ eV}$ bo'ladi. Ammo savol tug'iladi. Qanday qilib energiyasi $Q \leq V_B$ bo'lgan α -zarracha radioaktiv yadrodan chiqishi mumkin? To'siq osti sohasida uning kinetik energiyasi

$$K = Q - V(R) \quad (1.2.7)$$

bo'lib, u manfiy qiymatga ega va klassik mexanika nuqtai nazaridan bunday sohada zarracha harakati bo'lishi mumkin emas. Bu muammoning yechimini 1982-yilda rus fizigi G.A. Gamov topdi. U kvant mexanikaga tayanib ko'rsatdiki, α -zarrachaning to'lqin xususiyatlari ma'lum ehtimollik bilan potensial to'siq orqali o'tishiga imkon yaratadi. U holda, α -zarracha to'la shakllangan yadro tartibida mavjud deb qarasak, uning birlik vaqt ichidagi α -yemirilishi uchun

$$\lambda = 2\pi P \quad (1.2.8)$$

bu yerda:

$2\pi P$ - α zarrachaning to'siq ichki devorlariga urilishlar soni bo'lib, u α -zarrachaning ona yadro ichidagi tebranishlar chastotasi ν bilan aniqlanadi.

Kvant-mexanik kattalik P ni aniqlab, Gamov eng oddiy yaqinlashishlarda Geyger Hettol qonunini oldi. Gamovning olgan natijalari fiziklar ichida katta rezonansga sabab bo'ldi. Gamov natijalariga asosan atom yadrosi kvant mexanika qonunlariga bo'ysunadi. Ammo bitta muammo yechimsiz qolayotgan edi: neytron va protonlardan iborat og'ir yadrolarda α -zarrachalar qayerdan olinadi?

1.3. Alfa yemirilishning ko'p zarrali nazariyasi.

α -yemirilishning ko'p zarrali nazariyasi XX asr 50-yillarining boshida hosil bo'la boshladi. Bu nazariyada ona yadrodagı neytron va protonlardan α -zarrachalarning hosil bo'lish muammosi ketma-ket yechiladi. Bu nazariya yadroning qobiq modeliga asoslanadi yadroning qobiq nazariyasi L.D.Landau va A.B.Michdal tomonidan ishlab chiqarilgan. Unga asosan yadroda proton va neytron boshqa nuklonlar hosil qilgan maydonda bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda harakatlanadi. Ikkita proton va ikkita neytronlarning qobiq to'lqin funksiyalaridan foydalanib, bu nuklonlar α -holatda bo'lib qolishi ehtimolligini topish mumkin. U holda Gamov formulasini quyidagicha umumlashtirish mumkin:

$$\lambda = 2v W_{if} \cdot P \quad (1.3.1)$$

bu yerda:

W_{if} -ona yadrodagı nuklonlardan α -zarrachalarning shakllanish ehtimolligi, ona yadrodagı holat.

hosilaviy yadrodagı holat.

W_{if} ni hisoblash α -yemirilishning tabiatini yaxshiroq o'rganish imkoniyatini yaratdi. 1911-yilda Xeyke Kammerping Onnes ba'zi metallarning o'ta o'tkazuvchanligini aniqladi. Ma'lum kritik temperaturadan keyin qarshilik nolga intiladi va metal o'ta o'tkazuvchan bo'lib qoladi. 1938-yilda P.L.Kapitsa suyuq geliyning H o'ta oquvchanligini ochdi. Unga asosan qandaydir kritik haroratdan past haroratlarda geliy kapillyar naylardan ishqalanishsiz o'tadi. Bu ikki hodisa ko'p vaqtlar bir-biriga bog'liq emasdek qaralib, kelindi. Suyuq geliyning o'ta oquvchanligi N.N.Bogolyubov va S.T.Belyayevning ishlarida o'z aksini topgan. Bularga asosan past temperaturalarda Boze-kondensatsiya yuz beradi, u vaqtda geliy atomlarining ko'pchilik qismi nol impulsli holatga akkumilyatsiyalanadi. Buning sababi quyidagicha:

Geliy atomlarining spini nolga teng, shu sabab ular boze zarrachalardir. Bu zarrachalar ixtiyoriy miqdorlarda aniq bir kvant holatlarda bo'ladiki, bu kvant holatda impuls nolga teng bo'laddi. Geliy atomlaridan farqli ravishda elektron, proton va neytronlarning spinlari yarim butunga karrali va ular fermi-zarrachalardir. Ular uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'lib, unga asosan bir kvant holatda faqat bitta ferion bo'lishi mumkin. Metallarning o'ta o'tkazuvchanligi kuper juftlari deb nom olgan hodisaga asoslangan bo'lib, unga asosan o'ta o'tkazgichda ikkita elektron bog'langan sistemani hosil qiladi. Bu juftlikning to'la spini nolga teng va uni Boze-zarracha sifatida qarash mumkin. U holda o'ta o'tkazgichda impulsleri nolga teng Kuper juftlarining Boze kondensatsiyasi yuz beradi. Natijada bu juftlarning o'ta oquvchanligi yuz berib, bu suyuq geliyning o'ta oquvchanlik hodisasi bilan o'xshashdir. Kuper juftlarining o'ta oquvchanligi metallarning o'ta o'tkazutchanlik xususiyatlarini shakllantiradi. Shunday qilib, fizikaning turli bo'limlariga tegishli bo'lgan o'ta o'tkazuvchanlik va o'ta oquvchanlik fizikaviy nuqtai nazardan bir-biriga yaqin hodisalar ekan. Tabiat o'zining ajoyib topilmalarini yo'qotishni istamaydi. U ularni turli fizik obyektlarda qo'llaydi. Bu esa fizikaning birligini shakllantiradi.

1958-yilda Oge Bor atom yadrolarida o'ta oquvchanlik hodisasi borligi haqidagi gipotezani ilgari surdi. Bir yildan so'ng bu gipoteza to'liq tasdiqlandi va uni shakllantirishda qo'l keldi. Bu nazariyaga asosan proton va neytron juftlari spini nolga teng bo'lgan kuper juftlariga birlashadi va bu juftlarning Boze-kondensatsiyasi yadrolarning o'ta oquvchanlik xususiyatlarini shakllantiradi. α -zarracha yig'indi spinlari nolga teng bo'lgan ikkita proton va ikkita neytrondan iborat bo'lgani uchun, uning ichki simmetriyasi bilan mos keladi. Shu sababli agar α -zarracha proton va neytronlarning ikki Kuper juftlaridan hosil bo'lsa, uning shakllanish ehtimolligi W_{if} maksimal bo'ladi.

Bunday tipdagi o'tishlar osonlashgan o'tishlar bo'lib, ular barcha nuklonlarni jipslashgan juft-juft yadrolarning asosiy holatlari o'rtasida kechadi. Og'ir yadrolar $Z > 82$ uchun bunday o'tishlar ehtimolligi

$$W_{if}=10$$

Agar α -zarracha tarkibiga faqat bir kuper jufti (proton yoki neytron jufti) kirs, bunday toq yadrolar uchun α -o'tishlar yarim osonlashgan o'tishlar bo'lib, ular uchun ehtimollik

$$W_{if}=5 \cdot 10 \text{ ga teng.}$$

Va nihoyat, agar α -zarracha jipslashmagan proton va neytronlardan shakllangan bo'lsa, α -o'tish qiyinlashga deb ataladi va u uchun

$$W_{if}=10 \text{ bo'ladi.}$$

1985-yilda bir qator olimlar atom yadrolari α -yemirilishning absolyut va nisbiy ehtimolliklarini isbotlab berishdi.

1.4. Proton radioaktivligining ko'p zarrali nazariyasi.

Atom yadrolarining proton yemirilishini kuzatish uchun proton nisbiy harakatining va hosilaviy yadroning energiyalari musbat va o'sha vaqtning o'zida proton potensial to'sig'i balandligidan ancha kichik bo'lishi kerak.

Bundan tashqari proton yemirilayotgan yadroning yashash vaqti tajriba tadqiqotlari uchun yetarli bo'lishi kerak. Bunday shartlar neytrondefitsit yadrolar uchungina qanoatlidir. Ularni olish esa oxirgi yillardagina mumkin bo'ldi. Hozirgi vaqtda yigirma beshdan ortiq proton yemiriluvchi yadrolar aniqlangan. Nazariy nuqtai nazardan proton yemirilish α -yemirilishga qaraganda sodda ko'rinadi. Shu sababli (1.4.1)-formuladan foydalanib bo'ladigandek ko'rinadi. Ammo tez orada ma'lum bo'ldiki, proton o'tishlar ona va hosilaviy yadrolarning strukturasiga

sezuvchan. Shuning uchun (1.4.2)-formuladan foydalanish zarur. Chunki bu paytda ehtimolliklarni hisoblashda o'ta oquvchanlik effektlarini hisobga olish kerak bo'ladi.

$$\lambda = 2\nu P. \quad (1.4.1.)$$

$$\lambda = 2\nu W_{if} P. \quad (1.4.2)$$

Bu nazariya asosida proton yemirilishning barcha kuzatiladigan hollariga baho berib bo'ladi. Bunda ^{53}Co yadrosining proton yemirilishini misol qilish mumkin. Ma'lum bo'lishicha proton yemirilish yadrolarning ko'pchiligi nosferik tuzilishga ega ekan.

1.5. Beta-yemirilish mexanizmi

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 elektronnikiga 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

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

$$\begin{aligned} T &= \Delta p \cdot c = 10^{-15} \frac{\text{erg} \cdot \text{s}}{\text{sm}} \cdot 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{sm}}{\text{s}} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ erg} = \\ &= 3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-6}} \text{ MeV} = 20 \text{ MeV} \end{aligned}$$

β -yemirilish energiyasidan katta bo'lib ketadi.

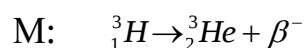
Xulosa qilib aytish mumkinki, β -zarra yadroda tayyor holda mavjud emas, yemirilish vaqtidagina paydo bo'ladi.

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

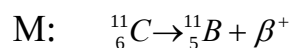
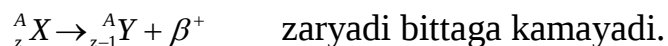
Shuni alohida ta'kidlash mumkinki, erkin neytron $n \rightarrow p + \beta^-$ - bo'yicha β^- -yemirilar ekan. Bu yemirilish yadro va elektromagnit kuchlari tufayli deb bo'lmaydi, chunki yadro kuchlari qisqa masofada ta'sirlashuv xususiyatiga ega bo'lgani uchun erkin neytronga ta'sir etmaydi, neytron zaryadsiz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

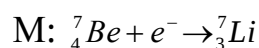
1. β^- - yemirilish yadroda neytronlar ortiqcha bo'lishsa, $n \rightarrow p + \beta^-$ yemiriladi, bu bilan ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + \beta^-$ zaryadi bittaga oshadi.



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 $e^- + {}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY$ 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.

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

$$E_\beta = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z+1)]c^2 \quad (1.5.1)$$

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

$$E_{\beta^+} = [M_{\text{at}}(A, Z+1) - M_{\text{at}}(A, Z) - 2m_e]c^2 \quad (1.5.2)$$

Hosila yadro atomida bitta elektron kam edi va yana bitta elektron yemirilishi lozim, shuning uchun dastlabki yadro hosila yadrodan eng kamida $2 m_e = 1,02 \text{ MeV}$ 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

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

Elektron qamrash energiyasi

$$E_e = [M_{\text{at}}(A, Z+1) - M_{\text{at}}(A, Z)]c^2 \quad (1.5.3)$$

(1.5.2) va (1.5.3) energetik shartlardan yemirilish energiyasi $1,02 \text{ MeV}$ dan katta bo'lganda β^+ va e_q hodisalari bir vaqtda ro'y berishligi ko'rinib turibdi. Yemirilish energiyasi $1,02 \text{ MeV}$ dan kichik bo'lganda faqat elektron qamrash bo'ladi, agar $1,02 \text{ MeV}$ 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. $\omega_{e_q}/\omega_{\beta^+}$ 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.

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

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta E_{bog}, \quad (1.5.4)$$

ΔE_{bog} - energiyasi uchun Veytzecker formulasi orqali ifodasini keltirib qo'ysak

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z \right)^2}{A} - \delta A^{-3/4} \quad (1.5.5)$$

(1.5.5) 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 (1.5.5) ifodani $A=\text{const}$ deb

o'zgaruvchi Z ga nisbatan M ning maksimum qiymatini olish lozim, buning uchun (1.5.5) dan Z bo'yicha hosilasini olib, ekstrum qiymatini topamiz.

(1.5.5) 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

$$2\gamma Z A^{-1/3} - 4\xi + 8\xi Z \frac{1}{A} = 0$$

A ga ko'paytirsak

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

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

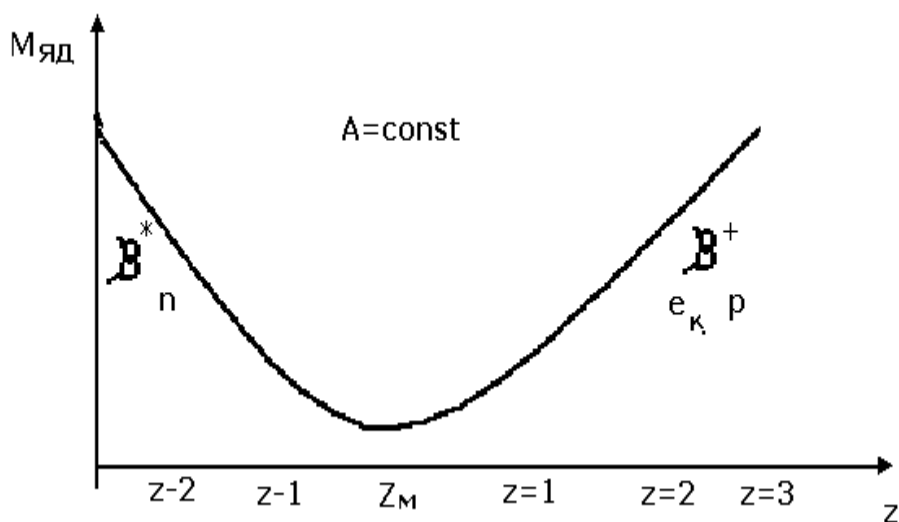
$$Z = \frac{2\xi A}{\gamma A^{2/3} + 4\xi} = \frac{A}{2 + \frac{\gamma A^{2/3}}{2\xi}} \quad (1.5.6)$$

$\Upsilon=0,710$ MeV, $\xi=23,7$ MeV qiymatini e'tiborga olsak (5.6) ifoda

$$Z = \frac{A}{2 + \frac{0,710}{23,7} A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0,015 A^{2/3}} \quad (1.5.7)$$

(1.5.7) 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 (1.5.1-chizma).



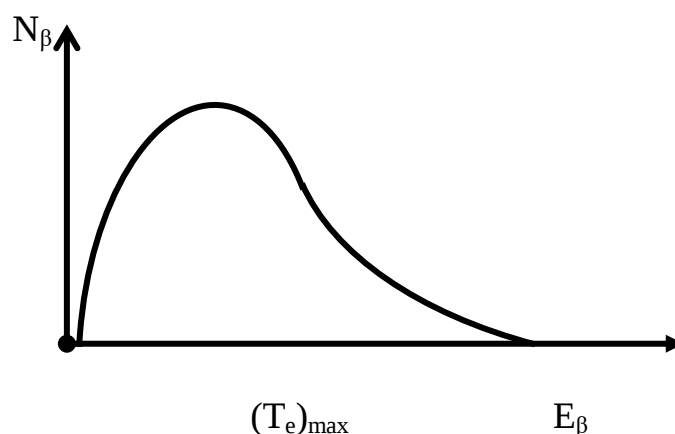
1.5.1- chizma . protonlar noyob bo'lishadilar, bu soha yadrolar $n \rightarrow p + \beta^-$, β^- yemirilish bilan zaryadlarini oshirib muvozanat holatga kela boshlaydilar

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_c - yemiriluvchi yadrolar proton yemirilishi mumkin.

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 (1.5.2-chizma). Beta-zarralarning maksimal kinetik energiyasi $(T_e)_{\max}$ beta-yemirilish energiyasiga yaqin bo'ladi

$$(T_e)_{\max} \approx E_\beta$$

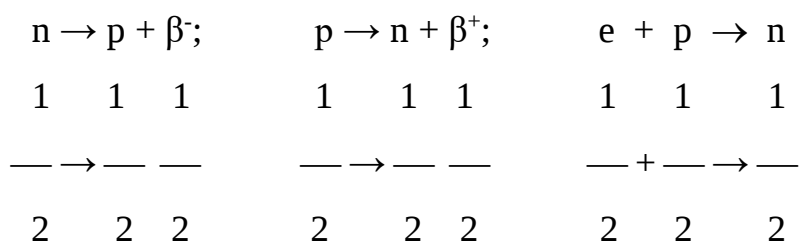


1.5.2-chizma. Beta-zarralarning maksimal kinetik energiyasi $(T_e)_{\max}$ beta-yemirilish energiyasiga yaqin bo'ladi

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



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 $E_\beta=0,864$ 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

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

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 $T({}^7\text{Li})_T=(56,6\pm 1,0)$ 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.

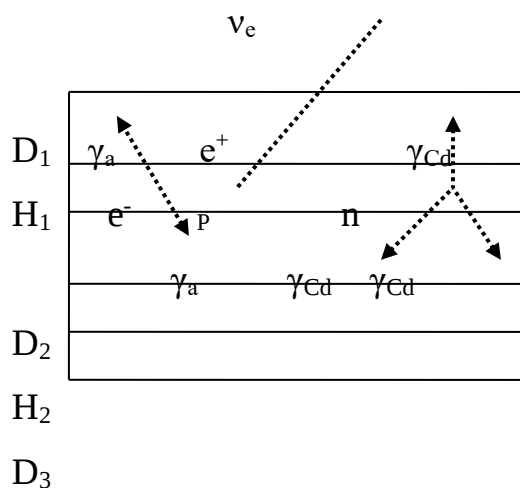
AQShlik Reynis (1918), Kouen (1919) lar 1953-1954 yillarda antineytrinoni bevosita qayd etishdilar. Ular beta-yemirilishda neytrino paydo bo'lsa, teskari jarayon ham bo'lishi kerak deb

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + \beta^+ \quad (1.5.8)$$

reaktsiyadan foydalandilar. (1.5.8) reaktsiya 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.(1.5.3-chizma) H_1 va H_2 bak-nishon qalinligi 7 sm dan $CdCl_2$ tuzi eritmasi bilan aralashtirilgan 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.



1.5.3-chizma. Qurilma H_1 va H_2 bak nishonlar bilan ajratilgan uchta D_1 , D_2 , D_3 –bak detektorlardan tuzilgan

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 $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ reaktsiya 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 D_1 , D_2 , D_3 -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 D_1 , D_2 , D_3 -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 $\sigma_v \sim 10^{43} \text{ sm}^2$ 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 $\nu_e + {}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{18}\text{Ar} + e^-$ reaksiya natijasida bironta ham ${}^{37}\text{Ar}$ 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 ($m_\tau c^2 = 1,9 \text{ ГэВ}$) proton massasidan deyarli ikki marta katta, u yemirilishda myuon va adronlar (og'ir zarralar) ham hosil bo'ladi.

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

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

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

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

I-bobning qisqacha xulosasi

Birinchi bob "Atom yadrolarining radioaktivligi: tarix, natijalar, erishilgan yangi yutuqlar" deb nomlangan bo'lib, u o'z ichiga "Atom yadrolarining radiativ nurlanish turlari", "Alfa yemirilish haqidagi zamonaviy tasavvurlar", "Alfa yemirilishning ko'p zarrali nazariyasi" va "Proton radioaktivligining ko'p zarrali nazariyasi" haqidagi mavzularni qamrab olgan.

Birinchi bobda asosiy e'tibor atom yadrolarining radioaktiv yemirilishiga qaratilgandir. Bu bobda alfa yemirilish haqidagi dastlabki tasavvurlar zamonaviy yadro fizikasining alfa yemirilishning va proton radioaktivlikning ko'p zarrali nazariyalari bilan to'ldirilgan. Yuqorida aytib o'tilgan nazariyalar chuqur o'rganilgan.

II BOB. ATOM YADROLARINING KLASTER YEMIRILISHI.

2.1. Yadrodagi nuklonlar. Yadroning qobiq modeli.

Hozirgi vaqtda eksperimental ravishda ^{221}Fr dan ^{241}Am gacha bo'lgan yigirma beshta yadro aniqlangani, ular asosiy holatdan

$$^{14}\text{C}, \quad ^{20}\text{O}, \quad ^{24}\text{Ne}, \quad ^{26}\text{Ne}, \quad ^{28}\text{Mg}, \quad ^{30}\text{Mg}, \quad ^{32}\text{S} \quad \text{va} \quad ^{34}\text{Si} \quad (2.1.1)$$

tipdagi klasterlarni chiqaradi.

Hosilaviy yadro va uchib chiqayotgan klasterlarning nisbiy harakat energiyalari 28 dan 94 $M \approx B$ gacha o'zgaradi va barcha hollarda potensial to'siq balandligidan kichik bo'ladi. Barcha tadqiq qilingan klaster radioaktiv yadrolar o'z navbatida α -yemirilish yadrolardir.

Eng qiziq jihati shundaki, vaqt birligi ichida ular klaster yemirilish ehtimolligi

λ_{kl} α -yemirilish ehtimolligiga nisbatan uchib chiqayotgan klaster massasi oshishi tartibida kamayadi va 10^{-9} dan 10^{-16} diapazonida yotadi. Bunday nisbatlarning bunchalik kichik qiymatlari radiaktivlikning boshqa ko'rinishlari uchun oldin analiz qilinmagan va bu natijalar klaster yemirilishini kuzatganlarning rekord natijalarga erishganlikalaridan dalolatdir.

Hozirgi kunda atom yadrolarining klaster yemirilish dinamikasini o'rganayotganda ikki xil yondashish bor. Bu yondashuvlar ma'lum chegaraviy hollar sifatida qaralmoqda.

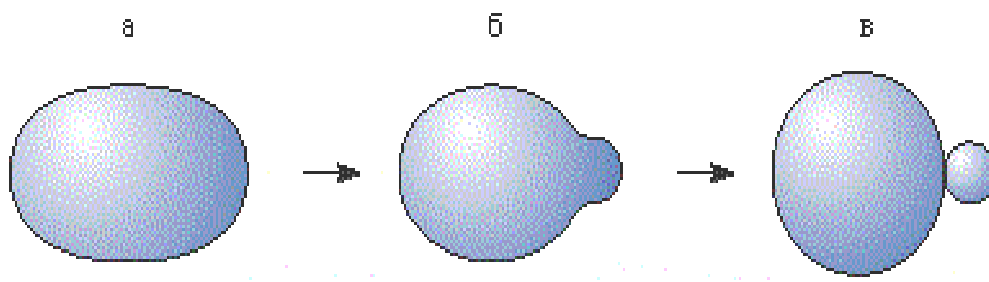
Birinchi yondashishda klaster yemirilish chuqur to'siq osti massalar bo'yicha asimmetrik spontan yemirilishdir.

Bunda ona yadro "a" holatdan o'z shaklini o'zgartira borib oraliq holat bo'lmish "b" dan o'tadi. (2.1.1-chizma)

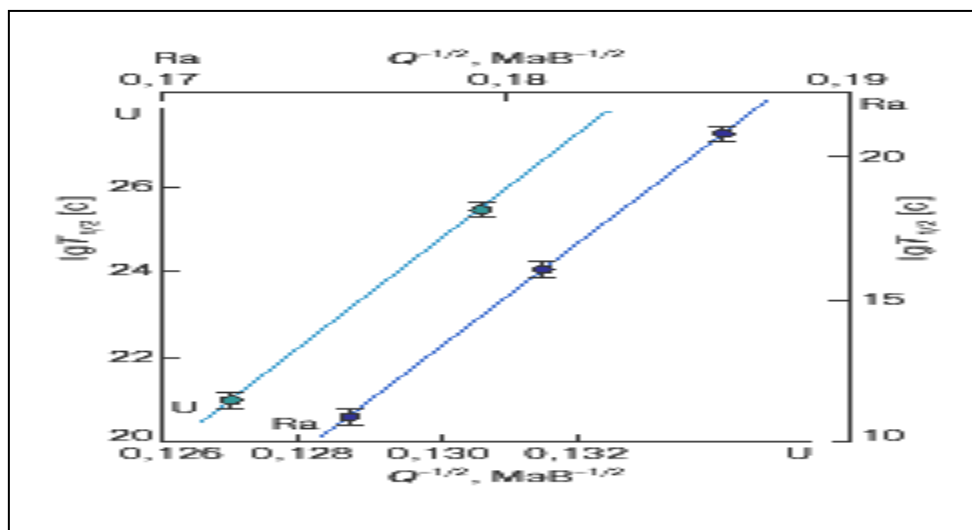
Bunday qayta qurish gidrodinamik modelning umumlashmasi bo'lgan yadrolarning kollektiv modellariga asoslanadi. Bunday yondashuv hozirgi kunda klaster yemirilishning nozik xarakteristikalarini aniqlashda qiyinchiliklarga duch kelmoqda.

Klaster radioaktiv yadroning kvazi bo'linish modelidagi evolyutsiyasi. Ikkinchi yondashuv α -yemirilish nazariyasi bilan o'xshash. Bu holda oxirgi holatda oraliq holatni chetlab o'tiladi. Bu holda (1.4.2)-formula $\lambda = 2\nu W_{if}P$ tilida klaster shakllanishining ehtimolligi W_{if} tushunchasidan foydalanadi.

Ikkinchi yondashuvning yutug'i shundaki, α -yemirilish kabi klaster yemirilishda ham Geyger – Hettol (1) qonuni ishlatildi. Bu qonun yarim yemirilishning klaster davri $T_{1/2}$ va energiya Q ni o'zaro bog'laydi. Bu faktni 2.1.2-chizmada ko'rish mumkin.



2.1.1-chizma. Kvaze bo'linuvchi modelda klaster radioaktiv yadroning kvazi bo'linish modelidagi evolyutsiyasi



2.1.2-chizma. Klaster yemirilishlarda radiy va uran juft-juft izotoplari uchun

$\lg T_{1/2}$ ning $Q^{-\frac{1}{2}}$ ga bog'liqligi

Ikkinchi yondashuv vositasida yadroning o'ta oquvchan modelini qo'llab uchib chiqayotgan klasterlarning spektrlaridagi nozik strukturani bashorat qilish imkoniyati tug'ildi. Keyinchalii bu struktura Sakledagi frasu guruh tomonidan tajribada aniqlandi. bunday yondashuv ma'lum klasterlar yemirilishlarning nisbiy va absolyut ehtimolliklarini aniqlashga imkoniyat yaratdi.

“Klaster” so'zining yemirilishda ishlatilishi prinsipial xarakterga ega. Yadro tarkibiga kiruvchi nuklonlar ancha katta kinetik energiyaga egaki, ular yadro ichida harakatlangan paytda o'zaro to'qnashib, juda qisqa vaqt ichida shunday guruhlarini tuzadiki, ular xarakteristikalarini jihatidan xuddi shunday massali alohida yadrolarga o'xshashdir.

Nuklonlarning bunday guruhlarini klasterlar deb atashadi. Klaster nuklonlari ma'lum holatlarda joylashgan. Ya'ni yadro ichidagi fazoviy jihatdan tashqari ular energiya, impuls va hokazo fizik kattaliklarning aniq qiymatlariga ham egadir. Klaster tarkibiga kirmagan nuklonlar ham uning hosil bo'lish paytida qandaydir holatda bo'ladi. Agar ma'lum tipdagi (μ , α -klasterlar) klasterlar yadroda ancha uzoq (yadro o'lchovlari bo'yicha) yashab tursa, bunday klasterlashga statik klasterlash deyiladi.

Statik klasterlashga klaster nuklonlari boshqalardan o'zining xarakteristikalarini, masalan:

- energiya va impuls qiymatlari bilan ajralib turadi. Statik klasterlashdan farqli ravishda dinamik klasterlash nuklonlarning biron xususiyati bilan bog'lanmagan. Dinamik klasterlash ba'zi yadro reaksiyalarida ma'lum ko'rinishdagi klasterlarning chiqishini kuzatish imkoniyatini yaratadi.

Ammo oddiygina qilib, klaster stabil deb qarash mumkin emas. Birinchidan, klasterni tashkil etuvchi nuklonlar vaqtning turli momentlarida bir xil emas, turlichadir. Bundan tashqari yadro tarkibiga kiruvchi proton va neytronlarni farqlash qiyinligi, aynan qaysi nuklonlar klasterni tashkil qilishini aytish qiyin. Ikkinchidan, klasterlar tez hosil bo'lib (vaqtning yadro o'lchovida), xuddi shunday

tez yo`qoladi. Faqatgina ba`zi tipdagi klasterlarning boshqalariga nisbatan hosil bo`lish ehtimolligi yuqoriroq.

Klaster kanali tushunchasini ko`ramiz. Agar massa soni  $A$  bo`lgan yadroda vaqtning ma`lum momentida bir qism nuklonlar  $x$  klasterini hosil qilsa, qolgan  $A-x$  nuklonlar ham qandaydir holatda bo`ladi. Agar bu paytda x yoki $A-x$ guruhga tashqi ta`sir bo`lsa, masalan, elektron zarba, u holda yadro ikki qismga (sistema ostiga) bo`linishi mumkin.

Bunda yadro sistemasi tashqi qo`zg`atuvchi ta`sirida ikki klasterli kanalga o`tdi deyiladi. Ba`zi hollarda yadro uch va undan ortiq bo`laklarga bo`linishi mumkin, ya`ni multiklaster kanaliga o`tdi. Klaster yemirilishda yadro sistemasi o`z-o`zidan ikki klasterli kanalga o`tdi.

Bunda yadro ikki qismga: ona yadrodan uchib chiqayotgan klaster va hosilaviy yadro.

Atom yadrolarida yadroning qo`zg`alish energiyasi ixtiyoriy bo`lmasdan, faqat ma`lum qiymatlarni qabul qilish mumkin. Ular yadro sathlari (holatlari) deb ataladi. Ba`zi sathlar va ular xususiyatlarini yadroning klster modeli asosida tushuntirish mumkin. Bu model (uni ba`zan multiklaster modeli deb ham atashadi) yadroda ma`lum tipdagi yetarlicha turg`un klasterlarning mavjudligidan kelib chiqadi.

Yengil yadrolarning sathlarini ifodalash uchun klaster modeli ancha qo`llash sohalarini egalladi. Ma`lumki, juft sondagi proton va neytronlardan iborat yengil yadrolarning pastda yotuvchi holatlari bu model bilan aniqlanadi.

Demak, bu holatlar α -klaster strukturaga ega. Bu strukturaning hosil bo`lishiga sabab yadro fizikasida yaxshi ma`lum bo`lgan.

Mayoran kuchlarining borligi. Bu kuchlarning borligi shunga olib keladiki, yadrolarda energetik jihatdan shunday holatlar qulay bo`lib qoladiki, unda ikkita proton va va ikkita neytrondan va yig`indi spini nolga teng nuklonlar shunday guruhlariga birlashadi. Nuklonlar fazoviy to`lqin funksiyasiga nisbatan simmetrik erkin zarracha ham xuddi shunday xususiyatga ega.

Har qanday yadrolarning yemirilishi u energiyaning saqlanish qonuniyatiga javob bera olishi bilan aniqlanadi. Boshqacha aytganda yemirilish uchun Q energiyaning yetarli yoki yoʻqligi muhimdir (spontan yemirilishlar uchun $Q > 0$). Mendeleyev davriy sistemasining ikkinchi qismida joylashgan va ancha yengil elementlardan yadrosida bitta nuklon kam boʻlgan bogʻlanish energiyasiga ega elementlar uchun bu talab yemirilishning katta sondagi turli variantlari uchun qanoatlantiriladi.

Ammo yemirilish bu shartlar bajarilganda ham har doim eksperimental tasdiqlanmaydi. Koʻp hollarda zarrachaning yadro tashqi sohasiga yaqin potensial toʻsiq orqali oʻtish ehtimolligi juda kichik.

Potensial toʻsiq yadro sirti yaqinida joylashgan musbat zaryadlangan zarrachaga yadro tomonidan qarama-qarshi yoʻnalgan yadro tortishish kuchi va Kulon itarishish kuchlarining taʼsiridan hosil boʻladi. Mos potensialining qoʻshilishi potensial toʻsiq koʻrinishidagi natijaviy potensial shakliga olib keladi.

Ogʻir yadrolarning α - yemirilish va spontan boʻlinishida hosil boʻladigan boʻlaklarga potensial toʻsiqlardan oʻtish ehtimolligi shunday qiymatlarga egaki, chiqqan boʻlaklarni eksperimentatorlar kuzatib biladi.

Balandligi B_x boʻlgan potensial toʻsiqdan energiyasi Q_x boʻlgan x zarracha oʻtayotganda yemirilish hosil boʻlsin. Bu potensial toʻsiqning muhim xususiyati shundaki, energiya Q_x oʻsishi bilan undan x zarrachaning oʻtish ehtimolligi ham oshadi. Bu esa yuqoridagi ehtimollikni $\frac{Q_x}{B_x}$ bilan ifodalab boʻla

olishini koʻrsatadi. Hisoblashlar koʻrsatadiki, $\frac{Q_x}{B_x}$ nisbatning qiymati zarrachalarga nisbatan ogʻir yadrolarda katta ekan. Demak, yadrolardan uchib chiqayotgan zarrachalarning soni ham katta boʻlishi kerak. Bunday xulosa tajribalarda oʻz tasdigʻini topmadi. Yana bir asosiy jihatni eʼtiborga olish lozim: yemirilish vaqtida klaster yemirilayotgan yadroning ichidagi yoki sirtidagi nuklonlardan shakllanishi lozim.

Hisoblashlar ko'rsatadiki, og'ir zarrachaning hosil bo'lish ehtimolligi oddiyroq obyekt hisoblangan α -zarrachaning hosil bo'lish ehtimolligidan ancha kichik. Bu fakt klaster yemirilishda potensial to'siq orqali o'tish ehtimolligi o'zgarishidan ko'ra ko'proq ta'sir etadi.

X zarrachaning potensial to'siqdan o'tish va undan qaytish ehtimolliklarining nisbatiga to'siq kiruvchanligi P_x deyiladi. Klaster yemirilish ehtimolligini aniqlovchi faktorlar: yemirilish energiyasi, klaster shakllanish ehtimolligi va potensial to'siq kiruvchanligi.

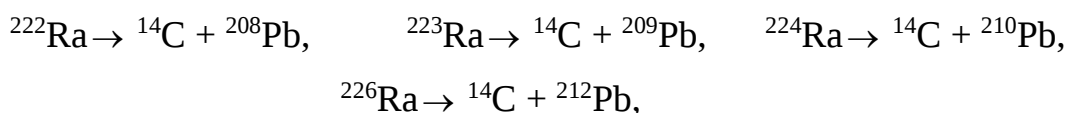
Klaster yemirilishning birinchi eksperimental isboti ^{223}Ra yadrolarning yemirilishida kuzatilgan bo'lib, unda ^{14}C klaster qariyb 30 MeV energiya bilan chiqadi. Hosilaviy yadro sifatida sehrli yadroga ^{208}Pb ikki karrali yaqin ^{209}Pb hosil bo'ladi. Aytib o'tish joizki, proton va neytronlar soni 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 bo'lgan yadrolarning qo'lini yadrolarga nisbatan katta bog'lanish energiyasiga ega.

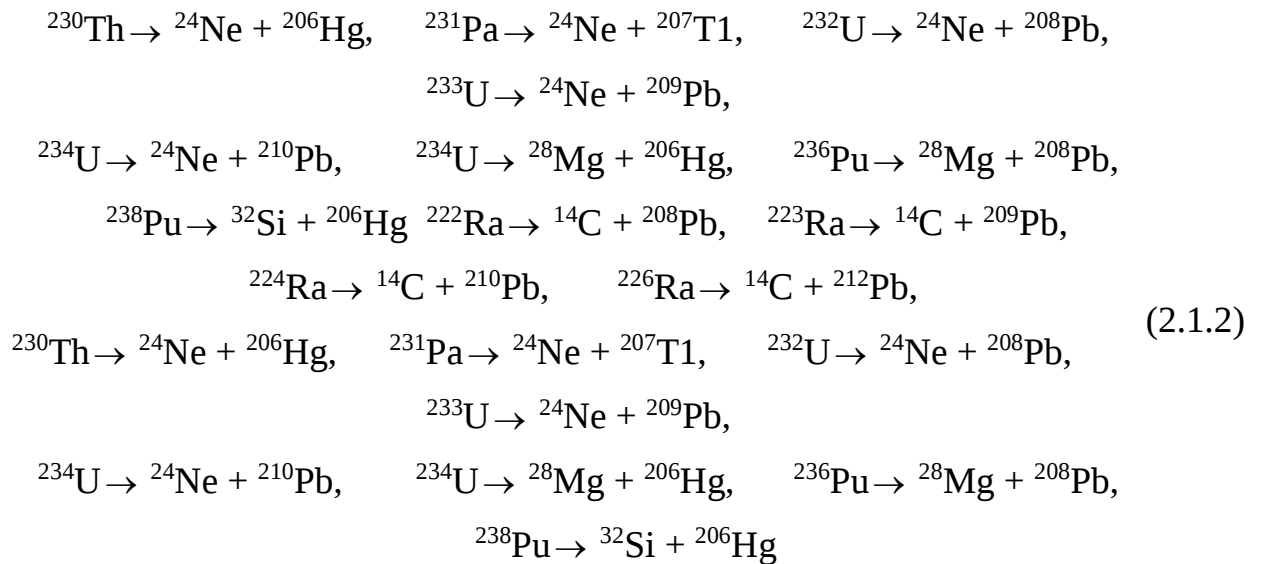
Tajribalar ko'rsatadiki, ^{223}Ra yadrosidan ^{14}C chiqarilishi ehtimolligi shu yadrodan α -zarrachalarning chiqish ehtimolligidan 10^{10} marta kichik.

Katta sondagi α -zarrachalar bilan uchib chiqayotgan bu hodisalarni qayd qilish eksperimentatorlar uchun ancha murakkab. Ularni qayd qiluvchi asboblarning sezgirliги yetarli darajada katta bo'lishi lozim. Bunday tajribalardan biri ~ 190 sutka davom etdi. Yangi tajriba natijalarini olishda ham bir qator muammolarga duch kelingan. Ba'zi hollarda klasterlarning α -zarrachalarga nisbatan chiqish ehtimolliklarining yuqori chegaralari olingan.

Turli yadro va klasterlar uchun bunday nisbiy ehtimolliklarning qiymati 10^{-10} dan 10^{-17} gacha bo'lib, qiyinroq hollarda tajribaviy baho berishda yana ham kam kattaliklarga kelinadi.

Nazariy va eksperimental yaxshi o'rganilgan klaster yemirilishning misollari uchun asosiy qonuniyatlarini tushunishni yengillashtiradi:





Ularning ba`zilariga to`xtalamiz:

Bugungi kunda ma`lum bo`lgan klaster yemirilish jarayonida kechadigan barcha yadrolar massa soni $A > 208$ bo`lib, ular og`ir yadrolardir. Og`ir yadrolardan klasterlar chiqarilganda hosilaviy yadrolarning zaryad soni Z_f va massa soni A_f tor sohalarda yotadi:

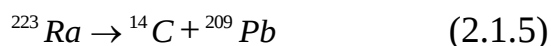
$$80 \leq Z_f \leq 82. \quad 206 \leq A_f \leq 212. \tag{2.1.3}$$

Uchib chiqayotgan zarrachalarning kinetik energiyasi kinematik chegaraga yaqin. Buning ma`nosi shundan iboratki, zarracha yemirilishning barcha energiyasini olib ketadi.

Demak, yemirilish sodir bo`lgandan keyin hosilaviy yadro uncha katta bo`lmagan

$$E^* (E^* \leq 1,5M \ni B) \tag{2.1.4}$$

Qo`zg`alish energiyasi bilan asosiy yoki qo`zg`algan holatda qoladi. Yaqinda ^{223}Ra yadrosidan klaster yemirilish natijasida ^{14}C klaster chiqayotganida ajoyib hodisaga duch kelindi. Ma`lum bo`ldiki, uning amalga oshishida hosilaviy yadro 16% ehtimollik bilan asosiy holatda va 84% ehtimollik bilan qo`zg`algan holatda o`tishi mumkin ekan. Bunday hollarda hosilaviy yadroning ikkita pastki sathlarning egallanishi haqida so`z boradi.



klaster yemirilishning nozik strukturasi yadrolar belgilanishlari bilan bir qatorda mos sathlarning J^P xarakteristikalarini. (Z- butun spin, p-juftligi)

Klaster yemirilishda yadrolarning bo'linish analogiyasiga asoslangan nazariy yondashuvni ko'ramiz. Unda taxmin qilinishicha ona yadroda yadroning umumiy maydonidagi nuklonlarning harakatidan farqli bo'lgan adiabatik, ya'ni sekin tebranishlar kechadi. Bunday tebranishlarning amplitudalari yetarli darajada katta bo'lsa, u holda yadro klaster yemiriladi va hosilaviy yadro A_f hamda X tashkil etuvchi zarrachalarga bo'linadi. X zarracha yadro sirtida mavjud potensial to'siq orqali o'tib, tashqariga chiqadi.

Tajribalar ko'rsatadiki, ma'lum ehtimollik bilan chiqayotgan bo'laklarning o'rtacha kinetik energiyasi bu bo'laklar Kulon ta'siroat energiyasidan ancha kichik.

Demak, bo'linish bo'laklari juda cho'zilchoq bo'lsa, ularning uchishi to'siq usti yoki to'siqqa yaqin bo'ladi.

Nazariy nuqtai nazardan yadro ikkita deforatsiyalangan bo'lakka bo'linishi mumkin. Yadroning bo'linish jarayonida noadiabatik kechadi va qattiq g'alayonlangan fragmentlarni hosil qiladi. Yadro yemirilish X ($x = {}^{14}\text{C}, {}^{24}\text{Ne}, {}^{28}\text{Mg}, {}^{32}\text{Si}$) zarrachalarni chiqishi bilan kechsa, α - yemirilish singari $Q_x < \dots$ saqlanadi.

Ya'ni jarayon chuqur to'siq osti hisoblanadi.

Tajribalar ko'rsatadiki, asosiy uchib chiqayotgan zarrachalarning energiyalari ifodadan topiladi.

Demak, hosilaviy yadro va uchib chiqayotgan tarkibiy zarrachalar g'alayonlanmagan va ona yadroda klaster yemirilish paytida deyarli o'zgarish yuz bermaydi va bunday jarayon α - yemirilishga juda o'xshash nazariyasini tuzishga muvaffaq bo'lindi.

Bu nazariya yordamida yangi tajribalar qo'yish mumkin. Ammo, klassik yemirilishning turli variantlarida uchib chiqayotgan tarkibiy zarrachalarning massalari ko'p karra farq qilgani uchun, uni faqat α -yemirilishga asoslanib

o`rganib bo`lmaydi. Bu hodisa α -yemirilishga nisbatan ancha murakkab va ko`p karralidir. Klaster yemirilish  $\alpha$ -yemirilish va yadro bo`linishi masidagi oraliq holatdir. Xulosa qilib aytish mumkinki, klaster yemirilishning ochilishi yadro bo`linishning umumiy yemirilish nazariyasini yaratishga zamin yaratdi. Yadrodagi nuklonlar. Yadroning qobiq modeli. Yadro nuklonlar va neytronlardan tashkil topgan bo`lib, yadro o`zaro ta`sir nuqtai nazaridan ularning xususiyatlari o`xshash. Shu sababli ular bitta zarrachaning ikkita holati deb qaraladi va nuklon deb ataladi. Z protonlardan va N neytronlardan tuzilgan yadro

$$A=Z+N \quad (2.1.6)$$

atom massaga va Z zaryadga ega. Nuklon yarim karrali spinga ega bo`lib u elektron spini bilan mos va Plank doimiyliklari birliklarida $\frac{1}{2}$ ga teng.

Shu sababli u fermion va u uchun Pauli prinsipi o`rinli. Pauli prinsipiga asosan, bitta kvant holatda ikkita fermion bo`lishi mumkin emas. Ko`p zarrachali sistemalar kvant nazariyasiga asosan yadrodagi har bir nuklon yadro markaziga tortuvchi potensial maydonda harakatlanadi. Bu maydon boshqa nuklonlardan yadro o`zaro ta`sirlari natijasida vujudga keladi. Kvant mexanika nuqtai nazaridan bu maydonda nuklonning harakati faqat ruxsat etilgan orbitalarda sodir bo`lib, ular kvant sonlarining to`plami q bilan xarakterlanadi.

Bular: bosh kvant soni n ($n=0,1,2,\dots$),

Orbital kvant soni e ($e=0,1,2,\dots$),

Spin S (nuklon uchun $\frac{1}{2}$) va orbital moment va nuklon spinining Z

o`qiga proyeksiyalari. Bu kvant sonlar vodorod atomidagi elektron orbitalarining kvantlagandagi kvant sonlari bilan har bir orbitaga nuklon to`lqin funksiyasi va energiyasini moslab qo`yish mumkin. To`lqin funksiyaning kvadrati $|\Psi_q(y)|^2$ y koordinatali nuklonni sohada topish ehtimolligining zichligi aniqlanadi.

Butun hajmdagi nuklonlarni topish ehtimolligi birga teng.

$$\int |\Psi(y)|^2 dy = 1 \quad (2.1.7)$$

Shu sababli Pauli prinsipiga asosan har qanday orbitada faqat bitta proton (neytron) bo'lishi mumkin. Shuning uchun A yadro Z protonlari va N neytronlari eng pastda joylashgan $n=0$ energiya sathlaridan boshlab orbitalarni to'ldirib boradi. Bosh kvant sonlarining qiymati nol bo'lgan barcha orbitalar qiymatlari bir – biriga yaqin energiyaga ega va ular qobiq hosil qiladi. Tabiatda eng ko'p tarqalgan eng turg'un yadrolar nuklonlar bilan qobiqning to'la to'lishi bilan hosil bo'ladi va ular sehrli deb ataladi. Fermi taqsimlanish deb ataluvchi nuklon orbital momenti va spinining Z o'qiga proyeksiyalari qiymati fiksirlangan bo'lgan qobiq holatlarda $W(n,1)$ nuklonlarni taqsimot funksiyasini kiritish mumkin. Yadroning asosiy holatlarida nuklonlar bilan to'lgan qobiq holatlarda bu funksiya birga va nuklonlar bilan band etilmagan holatlar uchun nolga teng.

2.2. Yadrolarda klasterlarning effektiv sonlari

A, Z, N sonlar bilan aniqlanadigan tabiatda mavjud atom yadrolari bilan mos keluvchi atom yadrolaridagi xklasterlarning shakllanish muammosini ko'ramiz. Atom massasi va neytronlar soni bo'lgan bunday klasterning to'lqin funksiyasini bilan belgilaymiz. Bu tushuncha ostida klasterdagi barcha nuklonlar koordinatalari tushuniladi. Faqat klaster og'irlik markazi koordinatasi bundan foydalaniladi. Endi to'lqin funksiyasini ko'ramiz. q qobiqlashgan holatda joylashgan A yadroning protonlar va neytronlardan iborat guruhi.

Bu yerda: $1 \leq i \leq A_x$ va qoplash integrali, $\Psi_{x,q}(R_x)$ quyidagicha topiladi.

$$\Psi_{x,q}(R_x) = \int \Psi_x(\tau)_{x,q}(Y_1, Y_2, \dots, Y_{A_x}) d\tau \quad (2.2.1)$$

Kvant mexanika nuqtai nazaridan

$$\Psi_{x,q}(R_x) = |\Psi_{x,q}(R_x)|^2 \quad (2.2.2)$$

$$\Psi_{x,q} = \int |\Psi_{x,q}|^2 dR_x \quad (2.2.3)$$

q qobiq holatdagi klasterlar sonini va fazoviy taqsimot zichliklarini ifodalaydi. Agar A yadroda Z to'lgan protonlar va N to'lgan neytron qobiqli holatlar borligi e'tiborga olinsa, uholda turli q qobiqli holatlardagi sathlar soni S_x quyidagiga teng.

$$S_x = C_{zx}^z C_{Nx}^N \quad (2.2.4)$$

Bu yerda:

$$C_{zx}^z = \frac{z!}{z_x!(z - z_x)!} \quad (2.2.5)$$

Bu formula Z dan z_x bo'yicha kombinatsiyalar soni.

Endi barcha o'xshash q holatlar uchun yozsak,

$$\begin{aligned} W_x(R_x) &= \sum_q W_{x,q}(R_x) \\ W_x &= \sum_q W_{x,q} \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

bu yerda : $W_x(R_x)$ -fazoviy zichlikni, W_x kattalik esa A yadrodagi klasterlarning effektiv sonini aniqlaydi.

q holatda klaster shakllanashi ehtimolligining o'rtacha qiymatini $\overline{W}_{x,q}$ bilan belgilasak, u holda W_x ni

$$W_x - S_x = \overline{W}_{x,q} \quad (2.2.7)$$

S_x kombinator faktorning katta qiymatlarga ega bo'lganligi uchun W_x kattalik yetarlicha og'ir yadrolarda bu yadrolardagi nuklonlar sonidan katta bo'lishi mumkin.

Atom yadrolardagi klasterlarning effektiv sonlarini hisoblash natijalarini ikkinchi va uchinchi jadvallarda ko'rsatish mumkin.

Bu jadvallarda mos ravishda ^{16}O va ^{208}Pb yadrolarida turli klasterlarning effektiv sonlari keltirilgan. Jadvallardan ko'rinadiki yuqoridagi tasavvurlarga asosan bir qator klasterlarning effektiv sonlarini ko'rilayotgan

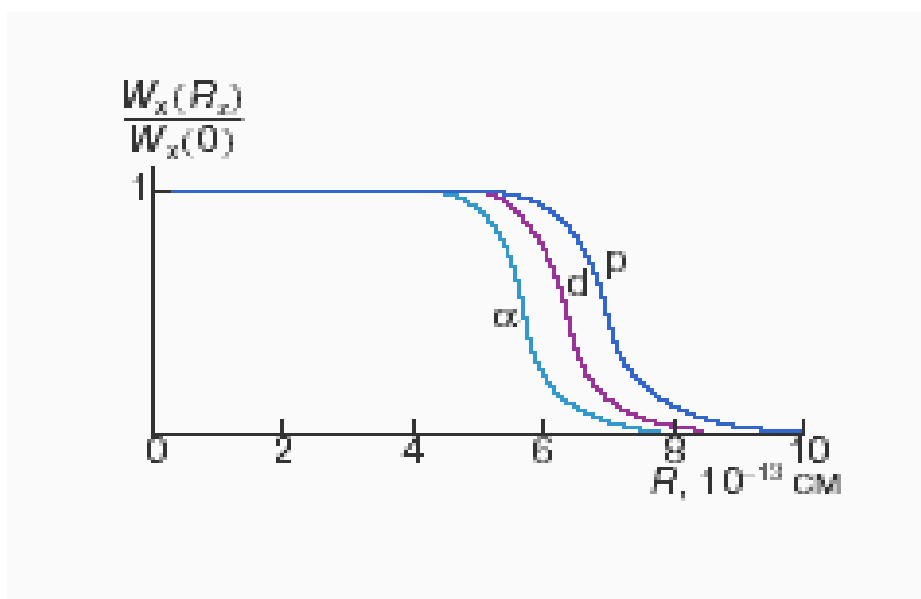
yadroning atom massasidan oshadi va katta qiymatlarga yetadi. Yadroning qobiq modeli chegarasida qaralayotgan klasterlarning effektiv sonlari yadroning chegaraviy klaster modellariga qaraganda kattaroq bo'ladi. Masalan, ^{16}O yadrosi uchun α - zarrachalarning effektiv soni 14 ga teng, shu yadroni chegaraviy α - zarrachali modeli chegarasida qaraganda unda faqat to'rtta α - zarracha bo'lishi mumkin.

2.2.1-jadval ^{16}O -yadrosida klasterlarning effektiv soni

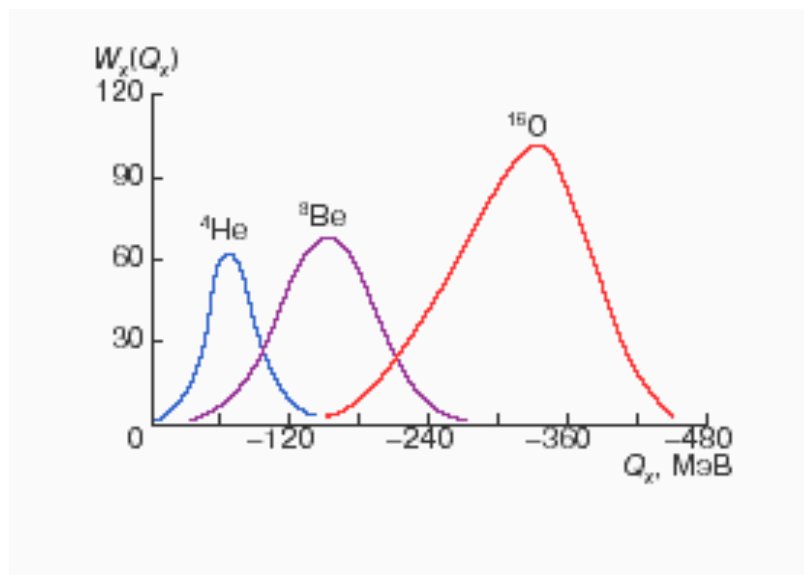
x	d	t	α	^4Li	^6Li	^7Li	^8Be	^{12}C	N	^{16}O
W_x	21	20	14	49	14	14	2.8	1.4	3.5	1

2.2.2-jadval ^{208}Pb - yadrosida klasterlarning effektiv soni

x	d	t	^3He	α	^{16}O
W_x	433	670	524	507	~ 1000



2.2.1-chizma. ^{208}Pb - yadrosida proton va klasterlarning hajmiy taqsimoti



2.2.2-chizma. ^{208}Pb -yadrosida yadrodan ajralish energiyalariga klasterlarning taqsimoti

Hisoblashlarning muhim natijalari shundan iboratki, yadrolardagi klasterlarning effektiv sonlari qolgan nuklonlarning oʻzaro taʼsirlariga, atom yadrolarining shakliga va yadroning boshqa nozik xarakteristikalariga zaif bogʻliq. Bu faktorlarning taʼsiri faqat energiyalar boʻyicha yuqori qobiqlarda nuklonlardan shakllanadigan klasterlarning spektroskopik faktorlarida bilinadi. 2.2.2-chizmada ^{208}Pb yadrosida radial taqsimotlar

$$\frac{W_x(R_x)}{W_x(o)} \quad (2.2.8)$$

Deytronlar va α -zarrachalar uchun keltirilgan

$$\frac{\rho_n(R_x)}{\rho_n(o)} - \text{taqsimot nuklonlar uchun}$$

$\rho_n(R_x)$ -A yadrodagı nuklonlar zichligi.

Ko`rinib turibdiki, klasterlarning fazoviy taqsimoti yadro ichidagi nuklonlarning taqsimotiga yaqin, ammo ular yadro sirtiy sohasiga quyidagi qonuniyatga asosan moslashadi:

$$\left(\frac{\rho(R_x)}{\rho(o)} \right)^{A_x} \quad (2.2.9)$$

Agar erkin klasterning bog`lanish energiyasi  $B_x$  bo`lsa, u holda A yadrodan x klasterning Q_x ajralish energiyasini topish mumkin. Unda klaster x yadrodagi A_x

nuklonlardan shakllanadi. Ulardan har biri qobiq holatda yadrodagi nuklonning bog`lanish energiyasi quydagicha topiladi:

$$Q_x = \sum_{ni} E_{ni} - B_x \quad (2.2.10)$$

$$E_{ni} \ (i=1,2,\dots, A_x)$$

Natijada $w_x(Q_x)$ taqsimot funksiyasini ham topish mumkin. Tabiiyki, Q_x energiya bo`yicha intagrallaganda bu funksiya  $A$  yadrodagi  $x$  klasterning effektiv soni  $w_x$  ni beradi. 7-chizmadan ko`rinadiki, x klasterning massasi aniqlaganda modul bo`yicha uning A yadrodan ajralish energiyasi oshadi.

Agar Q_x enereiyalar bo`yicha-zarrachalarning taqsimot maksimumi  $60M \ni B$  energiyaga mos kelsa,  $^8Be$  va  $^{16}O$  uchun bu energiyalar maksimumlari  $150$  va  $330M \ni B$  ga to`g`ri keladi.

Agar x klasterlarning klasterning bosh kvant soni

$$N_x \sum_{i=1}^{A_x}$$

ni ma`lum qiymatlarida $w_x(N_x, L_x)$ diffektiv sonini tuzsak, qiziq natijalarga kelish mumkin.

$L_x - A$ yadrodagi klaster og`ilik markazining orbital momenti.

Funksiya $W(n,1)$ Fermi taqsimot funksiyasining analogiyasi. Turli x klasterlar uchun hisoblashlar ko`rsatadiki,  $N_x$  va  $L_x$  ning kichik va o`rta qiymatlari uchun

$w_x(N_x, L_x) \ll 1$ va N_x va L_x ning chegaraviy qiymatlarida

$$[(N_x)_{\max} \leq A_x n_{\max}, (L_x)_{\max} \leq A_x l_{\max}] \quad (2.2.11)$$

Monoton ravishda nolga tushadi. Ya`ni Fermi taqsimotiga javob beruvchi strukturaga ega. Bu xulosa faqat yarim butun spinga ega fermion klasterlar uchungina emas, balki butun spinga ega bozon klasterlar uchun ham to`g`ridir. Ular ixtiyoriy miqdorda fiksirlangan kvant holatda joylashishi mumkin. U  $A$  yadrodagi Fermi tabiatiga ega nuklonlardan hosil bo`ladigan klasterlar bilan aniqlangan.

$$w_x(N_x, L_x) \text{ va } W(n,1)$$

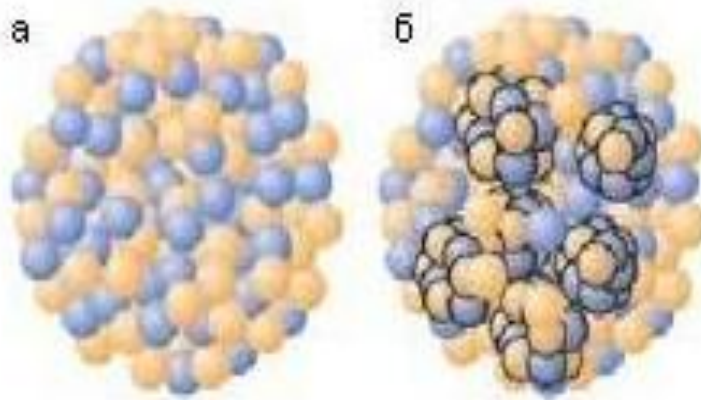
Taqsimotlarning yaqinligini quyidagicha tushunish mumkin:

Klaster ham nuklon kabi yadroda ruxsat berilgan N_x va L_x kvant sonlari bilan xarakterlanuvchi orbitalar bo`yicha harakatlanadi: u bog`langan tortuvchi potensial bilan bog`liq bo`lib, uning chuqurligi nuklonning o`zaro kelishilgan potensialidan taxminan  $A_x$  marta katta. Bu xulosa erkin klasterning atom yadrolari bilan o`zaro ta`sir potentsiali xususiyatlarini elastik ochilishda va klaster ishtirojidadagi reaksiyalarini tadqiq etishda namoyon etadi.

Yuqorida aytilganlarga xulosa qilib aytish mumkinki, kvant mexanika nuqtai nazaridan atom yadrosini bir vaqtning o`zida nuklonlar sistemasi va tarkibi va

xususiyatlari turlicha bo`lgan klasterlarning rezervuari deb qarash mumkin. Unda klasterlarning soni nuklon sonidan ko`p bo`lishi mumkin ekan.

2.2.3-chizmada nafaqat asosiy holatdagi, balki qo`zg`algan holatdagi klasterlarning turli tiplari bo`lgan holatdagi umumlashmasi berilgan.



2.2.3-chizma. Yadroni nuklonlar sistemasi sifatida (a) va nuklonlar va ko'p nuklonli klasterlar sifatida (b) ta'savvurlar talqini

Zamonaviy tasavvurlar nuqtai nazaridan nuklonni uchta kvarkdan tuzilgan zarracha deb qarash mumkin. Atom yadrolarida 2,3 va hokazo nuklonlar qattiq to`silganda ma`lum ehtimollik bilan 6,9,12,... kvarklardan iborat strukturalari hosil bo`lishi mumkin. Ularni 6,9- kvark qoplar deb atashadi. Yuqorida aytilgan metodlar yordamida ko`p kvarkli tabiatga ega atom yadrolaridagi klasterlarning effektiv sonlari va taqsimot funksiyalari haqidagi masalani yechish mumkin. Masalan, 6,9,12 kvarkli qoplar masalasi.

2.3.Klasterlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va yemirilishlar klassifikatsiyasi.

Yadrolardagi klasterlarning effektiv sonlarini atom yadrolarining yemirilishi va yadro reaksiyalarida energiyaning keng diapazonida hosil bo`lish tashkiliy zarrachalarning klassifikatsiyalash o`lchovi sifatida foydalanish mumkin. Keng doiradagi yadrolarning asosiy va qo`zg`algan holatlaridagi -

yemirilishlarini tadqiq etish -yemirilishning absolyut va nisbiy ehtimolliklarining muammosini yechish yo'lllarini hal etdi. Nisbatan endigina ochilgan og'ir yadrolarning klaster yemirilishida yadro,ar o'z-o'zidan ^{14}C , ^{16}O , ^{24}Ne , ^{28}Mg chiqishini yuqoridagiga asosan tushunib bo'ladi.

Qayd etib o'tamizki, α -yemirilish va yadrolarning klaster yemirilishining o'z-o'zidan kechishiga sabab ona yadrodag α -zarpachalar va klasterlarning ajralib chiqish energiyalari musbat. Yuqorida aytilganidek, klasterlar effektiv sonlarning asosiy qismi Q_x energiyaning manfiy qiymatlari bilan bog'langani uchun, bu yemirilishlarda klasterlar effektiv sonlarining juda kam qismi namoyon bo'ladi.

Og'ir yadrolarning - yemirilishini aniqlovchi α -zarrachalarning effektiv sonlari xarakterli qiymatlari 10^{-2} dan oshmaydi. Yadrolarning klaster yemirilishida namoyon bo'luvchi klasterlarning effektiv sonlari esa 10^{-8} dan kichik bo'dadi.

Yadrodag klasterlarning effektiv sonlarining yadro reaksiyalarida uchib kelayotgan yuqori energiyali zarracha bilan yadrodan klasterlarni urib chiqarishda yaxshiroq namoyon bo'ladi.

Bunday reaksiyaga $A(p, pd)$ A-2 rdaksaya misol bo'ldi.

Bunda tez praton A yadrodan oldingi yo'nalishda deytronni urib chiqarib, o'zi orqaga harakatlanadi. Bu reaksiya erkin deytronda $d(p,p)d$ orqaga pratonning elastik sochilishiga juda o'xshash. Shuning uchun u deytronlarni kvazielastik urib chiqarish reaksiyasi deyiladi.

Berilgan reaksiyalar kesimi nisbatlari W ni kiritish mumkin. W uchayotgan pratonning T_p energiyasida deytronlar effektiv soni kabi qarash mumkin. Uchib kelayotgan praton energiyasi uchun

$$0,67 \leq T_p \leq 1,4 \text{ GeV}$$

W kattalik praton energiyasiga bog'liq emas va A yadro-nishon atom og'irligi oshishi bilan yadro nishon uchun $W=3$ gacha, ^{208}Pb yadro-nishon uchun $W=15$ gacha oshadi. Shu vaqtning o'zida bu kattalik pratonning kichikroq energiya qiymatlariga o'tilganda kamayadi.

Masalan, ${}^9\text{Be}$ yadro-nishon uchun $W=3$, $T_p \geq 0,67 \text{ G eV}$ va $T_p = 0,38 \text{ G eV}$

Uchun $W=1$ ga teng. Endi yadrolardagi deytronlarning effektiv sonlari

W_d haqidagi tasavvurlarni qo'llasak, W ning nazariy qiymatini $W=W_d R$ formuladan toppish mumkin.

Bu yerda: R -uchib kelayotgan praton va urib chiqarilayotgan deytronning yadroning ichki sohasida harakati paytida yutlishining effektiv hisobga oluvchi faktor.

Bu formulaga asoslangan hisoblashlar uchib kelayotgan pratonlar energiyasi

$$T_p \leq 0,4 \Gamma \ni B$$

bo'lgan barcha yadro-nishonlar uchun W ning qiymatini olish imkonini yaratdi. Ammo energiyasi

$$T_p \geq 0,67 \text{ G eV}$$

bo'lgan pratonlar uchun vaziyat butunlay boshqacha bo'lib chiqdi. Bu energiya qiymatlari uchun hisoblangan W qiymatlari (ularni W^T) deb ataymiz W ning tajribaviy qiymatlaridan pastroq chiqdi.

Masalan, ${}^4\text{He}$ yadro-nishoni uchun $W=3$, $W^T = 0,6$ va uchun $W=15$, $W^T = 7$.

Bunday nomutanosiblikning bartaraf etilishi uning praton va neytrondan iborat radiusi $\sim 0,6 \cdot 10^{-13}$ sm bo'lgan oltita kvarkli xalta hosil qilgan deytron haqidagi tasavvurlardan foydalaniladi.

Bunday tasavvur deytronda tez elektronlarning sochilishini ifodalashda oldin ishlatilgandi.

Ko'rsatish mumkinki, deytronga uzatiladigan katta impuls natijasida tez praton orqaga uchadi va uning erkin deytron bilan to'qnashishi reaksiyasida deytronning faqat kichik sohasi ishtirok etadi.

Deytronning bunday kichik hajmini olti kvarkli xalta hajmi bilan taqqoslasa bo'ladi. Deytronda bunday xaltani topish ehtimolligi W_{6q}^d juda kichik bo'lib, u $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ ga teng.

Yuqorida aytilgan usullar yordamida ixtiyoriy A yadroda olti kvarkli xalta uchun W_{6q}^A effektiv sonni hisoblash mumkin.

U holda W kattalikning qiymatini

$$W = \left(\frac{W_{6q}^A}{W_{6q}^d} \right) \quad (2.3.1)$$

sifatida ifodalash mumkin.

Deytrondagi nuklon zichligi og'ir yadrolardagi nuklon zichliklaridan kichik bo'lgani uchun bu yadrolardagi olti kvarkli xaltalarning W_{6q}^d deytrondan xaltalar W_{6q}^A soniga nisbati bu yadrolardagi deytronlardan effektiv sonidan oshadi. Shuning uchun bu tasavvurdan foydalanish uchayotgan pratonlar energiyasi

$$T_p \geq 0,67 \text{ GeV}$$

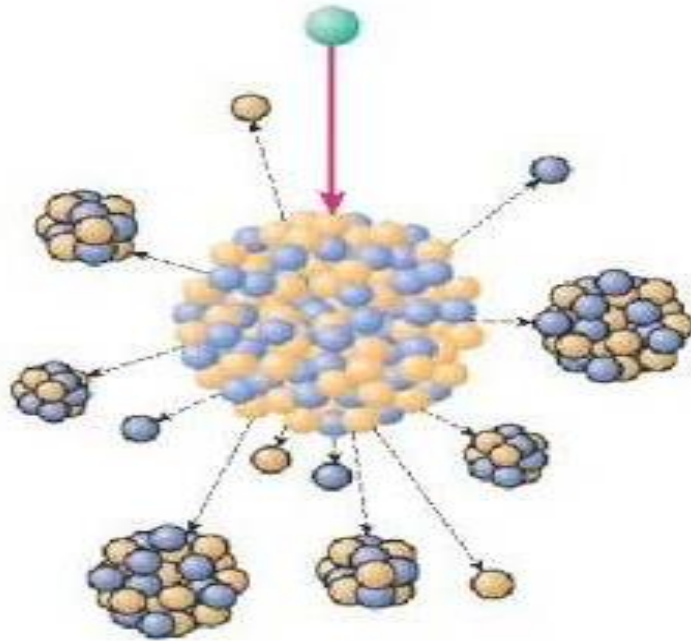
bo'lgan barcha yadro-nishonlar doirasi uchun W ning eksperimental qiymatlarini tabiiy ifodalash imkonini beradi. Qayd etish lozimki, yadrodagi olti kvarkli xaltalarning effektiv qiymatlari W_{6q}^A ancha katta bo'lib, deytrondagi $W_{6q}^d \sim 5 \cdot 10^{-2}$ dan bir necha tartibga oshadi.

Masalan, ^{208}Pb yadrosi uchun $W_{6q}^A = 50$

Shuning uchun olti kvarkli strukturalarni o'rganish uchun og'ir atom yadrolaridan foydalanish tabiiydir. Yadrolarda ko'p kvarkli strukturalarning bo'linishi moddalarning prinsipial yangi holati kvark materiyasini o'rganishni taqazo etadi.

Yadrolarning klaster xususiyatlari bilan bog'liq qiziq hodisa, bu yadrolarning multifragmentatsiyasi. Bu hodisaga atom yadrosi energiyasi bir necha GeV bo'lgan tez zarracha bilan to'qnashganda katta sondagi bo'laklarga bo'linadi.

Bu boʻlaklar nafaqat nuklonlardan, balki yengil va oʻrtacha massali yadrolardan tashkil topgan boʻladi. Bu yadroning zaryad taʼsiridagi portlashini eslatadi.



2.3.1- chizma. Yadroning tez zarracha bilan toʻqnashuvida multifragmentatsiya jarayoni

Hozirgi kunda multifragmentatsiya xarakteristikalarini boʻyicha keng koʻlamdagi eksperimental material yigʻilgan. Ular uchib chiqayotgan zarrachalarning tarkibi va soni, ular burchak va energetik taqsimoti va hokazolarga asoslangan.

Bu hodisani tushuntirish uchun bir necha nazariy yondashuvlar qoʻllaniladi. Ulardan birinchisi yadro haqidagi gidrodinamik tasavvurlarga tayanadi. Unda asosan yadroga yadro suyuqligining tomchisi deb qaralib, u tez zarracha bilan toʻqnashish natijasida isib, qandaydir kritik temperaturalardan temperaturasi oshishi natijasida kichik oʻlchamlardagi tomchilarga parchalanib ketadi. Bu yondashuv umumiy holda yadrolarning multifragmentatsiyalari qonuniyatlarini sifat jihatdan tushuntiradi, ammo u klassik xarakterga ega.

Ikkinchi yondashuv yadro ichidagi kaskad usuli bilan bog'liq. Uchib kelayotgan tez zarracha yadro ichida klassik trayektoriya bo'ylab harakatlanib, nuklonlar bilan to'qnashadi va ularga yetarli darajada katta energiya uzatadi. Bu nuklonlarning o'zi yadrodagı boshqa nuklonlar bilan to'qnashadi, natijada zanjir jarayoni rivojlanib, uning ba'zi etaplarida nuklonlar yadrodan uchib ketadi. Shu paytda bu nuklonlar yadroning sirt sohasida to'planib, zarracha yoki bir necha yadro nuklonlarinin olib tashkiliy zarrachani hosil qilishi mumkin.

Bu yondashuvda miqdoriy hisoblashlar uchun Monte-Karlo metodi qo'llaniladi.

Yadro ichidagi kaskad usulini qo'llash yadro multifragmentatsiyalarning ba'zi xususiyatlarini aniqlash imkoniyatini beradi.

Ammo bu usul tashkiliy zarrachalarning tuzilish jarayonini qo'pol ifodalaydi.

Bu har ikkala usulni birlashtirish tez zarracha va ikkilamchi kaskad zarrachalarning nuklonlar bilan o'zaro ta'sirlarini effektiv hisoblash imkonini beradi. Klasterlarning fazoviy impuls va energetik taqsimotini bilish, yadrolarda nuklonlar va klasterlarning sochilishini bilish yadro klaster erkinlik darajalari hisoblashlarini imkonini beradi.

Hozirgi kunda bu yo'nalish ustida ish olib borilmoqda.

II-bobning qisqacha xulosasi

Ikkinchi bob "Atom yadrolarining klaster yemirilishi" ga bag'ishlangan bo'lib, u o'z ichiga "Yadrodagı nuklonlar. Yadroning qobiq modeli", "Yadrolarda klasterlarning effektiv sonlari" hamda "Klasterlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va yemirilishlar klassifikatsiyasi" haqidagi mavzularni qamrab olgan.

Ikkinchi bobda asosiy e'tibor atom yadrolarining klaster yemirilishlariga qaratilgan bo'lib, yadrodagı nuklonlarning qobiq modeli, klasterlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va yemirilishlar klassifikatsiyasi o'rganilgan.

Klaster yemirilishlarning asosiy jihatlaridan biri bu yemirilishlarda katta energiya ajralishi bilan bir qatorda yangi kimyoviy elementlarning hosil bo'lishi bilan kechadi.

XOTIMA

Atom yadrolarining turli ko'rinishdagi radioaktivligini tadqiq etish hozir ham davom etmoqda. Alohida e'tibor yadrolarning proton yemirilishga qaratilgan. chunki, bu holda yadroning strukturasi haqidagi ajoyib informatsiyani olish mumkin. Yaqinda Argonn milliy laboratoriyasining (AQSH) fiziklari professor K.Devuds rahbarligida neytrondefitsit yadro ^{131}Eu (yevropiy) sintezladi va nafaqat proton yemirilishi, balki, birinchi marta proton spektrining nozik strukturasi aniqladi. Bu hodisalarning analizi bu yadroning nosferik ekanligi haqidagi tasavvurlarni tasdiqladi. Ishda keltirilgan faktlar ko'rsatadiki, atom yadrolarining radiaktivligi haqidagi tasavvurlar 100 yildan beri rivojlanib kelinmoqda. Bu sohadagi yangi bilimlar oxirgi 35 yil davomida yanada rivojlandi. Yadro fizikasi yetarli darajada nazariy va eksperimental ma'noda rivojlangan bo'lsada, uning yanada rivojlanishi va boshqa fanlar bilan hamkorligi yaqin kelajakda insoniyatga yangi juda go'zal va ajoyib natijalarni taqdim etishi kutilmoqda.

Atom yadrolarining o'z-o'zidan yemirilib, og'ir fragmentlarni chiqishi hali uzoq muddat nafaqat eksperimentatorlarni, balki nazariyotchilar diqqatini tortadi. Hozirgi vaqtda yadrolarning klaster yemirilishi intensiv ravishda o'rganilmoqda. Bu hodisaning nazariy interpretatsiyasiva keyingi o'lchovlarni pragnoz qilish bo'yicha bir qator masalalar yechilmoqda. Bu tipdagi yemirilishlar bo'yicha ish borilganda Mendeleyev davriy sistemasining o'rtasida joylashgan yadrolarning bu tipdagi yemirilishga berilishi ustida ilmiy ishlar olib borilmoqda. Klaster yemirilishda yanada passivroq elementlar uchib chiqishi mumkinligi ustida izlanishlar olib borilmoqda.

O'tishlarning nozik strukturasi hosilaviy yadrolarning qo'zg'algan holatlari bilan bog'liqligi prinsopial ahamiyatga ega. Toq va toq-toq yadrolarning yemirilishida juft-juft zarralarning chiqishi hosilaviy yadrolarning pastki energetik sohalarida turli-tuman o'tishlar borligidan dalolat beradi. Bundan tashqari yaqin yillarda X-strukturasi payda bo'lishi mumkin. Bu struktura klaster yemirilishda

yadro sathlarining xarakteristikalarini chuqur o`rganishi bilan bog`liq bo`ladi. Malakaviy bitiruv ishining asosiy xulosasi shundan iboratki, kvant mexanika nuqtai nazaridan atom yadrolarini nuklonlar sistemasi deb va shu vaqtning o`zida turli tabiatga ega katta sondagi klasterlar sistemasi deb qarash mumkin. Bu esa berilgan yadroning yemirilishi natijasida tug`iladigan va bu yadro bilan turli yadro reaksiyalariga kirishadigan zarrachalar unda mavjud klasterlardan shakllanadi degan ma`noni anglatadi. Yadroning qobiq modeli klasterlarning effektiv sonlarini yadrolarga energetik va fazoviy taqsimotlarni hisoblashga yaxshi asos bo`lib xizmat qiladi.

Yadrolar ko`p kvarkli tabiatga ega klasterlarni tadqiq etish ulaning turli yadro reaksiyalardagi ishtiroklarni o`rganish kvark materiyasining tabiatini o`rganish imkoniyatlarini ochadi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1972. 50стр.
2. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1984. 60-62стр
3. Кадменский С.Г., Фурман В.И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985. 90-92стр
4. Замятин Ю.С., Кадменский С.Г., Фурман В.И. и др. Кластерная радиоактивность - достижения и перспективы // Физика элементар. частиц и атом. ядра. 1990. Т. 21, вып. 2. С. 537-594.
5. Кадменский С.Г., Бугров В.П. Протонный распад и форма нейтронодефицитных ядер // Ядер, физика. 1996. Т. 59. С. 424-427.
6. Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудник А. Т. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наук, думка, 1988. 488 с.
7. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра. М.: Мир, 1980. 502с.
8. Кадменский С.Г., Фурман В.И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985. 221с.
9. Kadmsky S.G., Kadmsky V.G. Cluster Degrees of Freedom and Nuclear Reactions and Decays // Cluster Phenomena in Atoms and Nuclei. В.: Springer, 1992. P. 525-539.
10. Чувильский Ю.М. Кластерная радиоактивность. М.: Изд-во МГУ, 1997. 166 стр.
11. Замятнин Ю.С., Михеев Б.Л., Третьякова С.П. и др. Кластерная радиоактивность - достижения и перспективы: Эксперимент и теория // Физика элементар. частиц и атом. ядра. 1990. Т. 21, вып. 2. С. 537.
12. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М. Наука, 1972. 672 стр.
13. Соловьев В.Г. Теория атомного ядра: Ядерные модели. М.: Энергоатомиздат, 1981. 296 с.

14. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Фурман В.И., Чувильский Ю.М. Оптические потенциалы составных частиц и классификация распадов с испусканием тяжелых кластеров // Ядер, физика. 1990. Т. 51, вып. 1. 50-61 стр.

15. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Фурман В.И., Чувильский Ю.М. Полуэмпирический метод анализа относительных вероятностей спонтанной эмиссии тяжелых кластеров // Там же. 1993. Т. 56, вып. 80 стр.

16. Замятнин Ю.С., Кадменский С.Г., Кургалин С.Д. и др. Где искать новые примеры кластерного распада? // Там же. 1994. Т. 57, вып. 11 стр. 1981-1995.