

Mövzu № 1. Nüvə fizikasına giriş. Atom nüvəsinin tərkibi. İzotoplar, izotonlar, izobarlar, nuklon anlayışı. Nüvənin radiusu və onun təyinedilmə üsulları.

1. Nüvənin kütlə ədədi və elektrik yükü

Nüvənin A kütlə ədədi nüvədəki nuklonların (proton və neytronların) sayına bərabərdir. Bütün nüvə proseslərində və nüvə reaksiyalarında nuklonların ümumi sayı (A) dəyişmir (nuklonların sayının saxlanması qanunu). Bu qanunu nuklonlar və antinuklonlar üçün ümumiləşdirdikdə, bu, barion yükünün saxlanması qanununa gətirir.

Nüvənin elektrik yükü müsbətdir və $e = 1,60210 \cdot 10^{-19} \text{Kl}$ elementar elektrik yükünün tam misillərinə bərabərdir. Bu yükü Ze kimi göstərmək olar ki, burada Z nüvədəki protonların sayı olub elementin Mendeleev cədvəlindəki sıra nömrəsini göstərir. Hal-hazırda məlum olan nüvələrin atom sıra nömrələri 0-dan 110-dək qiymətlər alır. $Z=0$ neytronu, $Z=1$ hidrogeni, $Z=2$ heliumu və s. göstərir.

Qeyd etmək lazımdır ki, $Z > 92$ olan nüvələr təbii halda müşahidə olunmamış və süni yolla nüvə reaksiyalarından alınmışdır. Uran nüvəsindən sonra gələn birinci nüvə-neptinium 1939-1940-cı illərdə kəşf olunmuşdur. Ze elektrik yükü nüvənin əsas xarakteristikalarından biri olub, verilmiş elementin bütün izotoplarının kimyəvi, optik və s. fiziki xassələrini müəyyən edir.

Nüvənin yükünün dəqiq təyin edilmə üsulu ilk dəfə 1913-cü ildə Mozli tərəfindən verilmişdir. O, atomun xarakteristik rentgen şüalanmasının ν tezliyi ilə nüvənin Z yükü arasında sadə empirik asılılıq vermişdir:

$$\sqrt{\nu} = aZ - b$$

burada a , b verilmiş şüalanma seriyası üçün elementdən asılı olmayan sabitlərdir. Bu üsuldən istifadə edərək, əvvəlcə ${}_{20}\text{Ca}$ -dan ${}_{30}\text{Zn}$ -ə qədər elementləri Mendeleev cədvəlində düzgün yerləşdirmişlər.

Mozli üsulu ilə o zaman hələ kəşf olunmamış bir sıra elementlərin Mendeleev cədvəlində yerləri müəyyən edilib, boş saxlanmışdır.

Nüvənin yükünü təcrübə vasitəsilə birbaşa 1920-ci ildə Çedvik təyin etmişdir. Bunun üçün α -zərrəciklərin nazik lövhələrdən səpilməsini öyrənən Rezerford təcrübəsindən istifadə etmişdir. α -zərrəciklərin səpilmə ehtimalını verən Rezerford düsturuna Z daxil olduğundan nazik lövhə hazırlanmış elementin yükünü ölçmələrə əsasən hesablamaq mümkündür.

Nüvə fizikasında müşahidə olunan bütün qarşılıqlı təsirlərdə (zəif, elektromaqnit və güclü) elektrik yükü saxlanılır.

Elektrik yükünün saxlanması qanununa görə verilmiş reaksiyada və ya radioaktiv çevrilmədə alınan naməlum nüvə və hissəciyin yükünü reaksiyada iştirak edən hissəciklərin yük balansına görə təyin etmək olar.

Z nüvədəki protonların sayı, A isə nuklonların tam sayını göstərdiyindən, $N = A - Z$ nüvədəki neytronların sayı olar.

Bəzi hallarda A və Z ədədləri məlum olan nüvə nuklid adlandırılır və (A, Z) kimi göstərilir. Həmin nüvənin kütləsi $M_n(A, Z)$ və ya $M(A, Z)$ və uyğun atom kütləsi $M_a(A, Z)$ kimi göstərilə bilər. Elementlərin kimyəvi işarəsini göstərmək lazım gəldikdə isə nüvə və atom kütlələrini $M({}_Z X^A)$ və $M_a({}_Z X^A)$ kimi göstərmək olar. Məsələn, oksigen nüvəsinin və atomunun kütləsini $M_n({}_8\text{O}^{16})$ və ya $M({}_8\text{O}^{16})$ və $M_a({}_8\text{O}^{16})$ yazmaq olar.

Ze elektrik yükü və ya Z protonlarının sayı eyni, nuklonların sayı A (və ya neytronların sayı N) müxtəlif olan nüvələr və uyğun atomlar izotoplar adlanır. Məsələn, təbiətdə oksigenin və silisiumun hər birinin üç stabil izotopu: ${}_{8}\text{O}^{16}$, ${}_{8}\text{O}^{17}$, ${}_{8}\text{O}^{18}$, ${}_{14}\text{Si}^{28}$, ${}_{14}\text{Si}^{29}$, ${}_{14}\text{Si}^{30}$ müşahidə olunur. Uran elementindən sonra gələn nüvələr müstəsna olmaqla hər bir elementin təxminən üç stabil izotopuna

rast gəlinir.

Nüvə reaksiyaları vasitəsilə hər bir elementin bir neçə qeyri-stabil (radioaktiv) izotoplarını da almaq olur. Məsələn, oksigenin ${}^8\text{O}^{14}$, ${}^8\text{O}^{15}$, ${}^8\text{O}^{19}$ radioaktiv izotoplarını alırlar. Bəzi elementlərdə stabil və radioaktiv izotopların sayı ondan çox olur: məsələn, qalayın 25, qurğuşunun 22, ksenonun 25 və s. izotopu vardır.

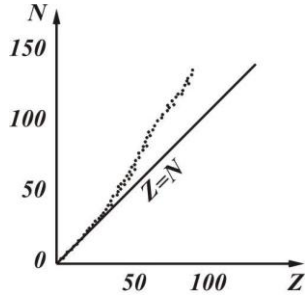
İzotopların kimyəvi və optik xassələri eynidir. Təbiətdə rast gəlinən kimyəvi elementlərin çoxu müxtəlif izotopların qatışığından ibarət olur.

Kütlə ədədi (A) eyni, yəni tərkibində eyni sayda nuklonlar və Z ədədi müxtəlif, yəni protonların və ya neytronların sayı müxtəlif olan nüvələr izobar nüvələr adlanır (məsələn, ${}^1\text{H}^3$; ${}^2\text{He}^3$ və ${}^3\text{Li}^7$; ${}^4\text{Be}^7$ və s.).

Kütlə ədədi $A=36$ -dan sonra gələn və A ədədi cüt olan nüvələr üçün stabil izobarların sayı adətən ikidən çox olmur (məsələn, ${}_{16}\text{S}^{36}$ və ${}_{18}\text{Ar}^{36}$, ${}_{18}\text{Ar}^{40}$ və ${}_{20}\text{Ca}^{40}$; ${}_{20}\text{Ca}^{46}$ və ${}_{22}\text{Ti}^{46}$ və s.). Təbiətdə müşahidə olunan cəmi 58 izobar cütü vardır. Az sayda nüvələr isə izobar üçlüyü təşkil edirlər. Bunlar: ${}_{40}\text{Zr}^{96}$, ${}_{42}\text{Mo}^{96}$ və ${}_{44}\text{Ru}^{96}$; ${}_{50}\text{Sn}^{124}$, ${}_{52}\text{Tl}^{124}$ və ${}_{54}\text{Xe}^{124}$; ${}_{52}\text{Tl}^{130}$, ${}_{54}\text{Xe}^{130}$ və ${}_{56}\text{Ba}^{130}$; ${}_{54}\text{Xe}^{136}$, ${}_{56}\text{Ba}^{136}$ və ${}_{58}\text{Ce}^{136}$ izobarlarıdır.

İzobar nüvələr içərisində güzgü nüvələr adlanan izobarlar vardır. Bunlar elə izobarlardır ki, bir nüvədəki protonların sayı ikinci nüvədəki neytronların sayına bərabərdir. Başqa sözlə desək, əgər bir nüvədəki protonları neytronlarla və neytronları protonlarla əvəz etsək, alınan ikinci izobar nüvə birinci ilə güzgü cütü əmələ gətirər. Məsələn, yüngül nüvələr oblastında güzgü nüvələrə misal olaraq: ${}^1\text{H}^3(1p+2n)$ və ${}^3\text{He}^3(2p+1n)$; ${}^4\text{Be}^7(4p+3n)$ və ${}^3\text{Li}^7(3p+4n)$ və s. göstərmək olar.

Tərkibində eyni sayda neytronları (N) və müxtəlif sayda protonları (Z) olan nüvələr izotonlar adlanır. İzotonlara misal olaraq: ${}^1\text{H}^2$ və ${}^2\text{He}^3$; ${}^2\text{He}^4$ və ${}^3\text{Li}^5$; ${}^3\text{Li}^6$ və ${}^4\text{Be}^7$; ${}^3\text{Li}^7$ və ${}^4\text{Be}^8$, ${}^5\text{B}^9$ və ${}^6\text{C}^{10}$ və s. nüvələrini göstərmək olar. Adətən izoton nüvələrdən yalnız biri stabil, başqaları isə qeyri-stabil olur.



Şəkil 2.1

Ümumiyyətlə, nüvədəki protonların (Z) və neytronların (N) say münasibətindən asılı olaraq həmin nüvələrin stabilliyi və qeyri-stabilliyi müxtəlif olur.

Şəkil 2.1-də proton və neytronların sayına görə mövcud olan stabil və qeyri-stabil nüvələrin yayılması diaqram şəklində göstərilmişdir (burada absis oxu üzrə protonların sayı - Z, ordinat oxu üzrə neytronların sayı - N göstərilir). Diaqramdan görüldüyü kimi, bütün stabil nüvələr bir xətt ətrafında ensiz bir oblastda yerləşirlər. Bu onunla əlaqədardır ki, protonların verilmiş Z sayında stabil izotopların əmələ gəlməsi üçün neytronların sayı (N) məhdud dəyişməlidir. Görüldüyü kimi, bütün stabil və radioaktiv izotoplar $A-Z=Z$ və $A-Z=2Z$ düz xətləri

ilə əhatə olunmuş oblastda yerləşirlər. Burada $A-Z=Z$ düz xətti tərkibində proton və neytronların sayı eyni olan izotopları göstərir (simmetrik nüvələr). Görünür ki, kütlə ədədi nisbətən az olan stabil ($A \leq 40$) nüvələr, yəni ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ izotopuna qədər, məhz bu xətt üzrə yerləşir. Kütlə ədədi (A) artdıqca stabil nüvələrdə neytronların sayı (N) protonların sayına (Z) nisbətən artır.

2. Nüvələrin kütləsi

Nüvələrin mühüm xarakteristikalarından biri onların kütləsidir. Nüvə fizikasında kütlə atom kütlə ədədi vahidlərilə (a.k.ə.) ölçülür. A.k.ə. vahidi olaraq neytral karbon izotopunun kütləsinin 1/12 hissəsi götürülür, yəni

$$1 \text{ a.k.ə.} = \frac{M_a(\text{C}^{12})}{12}$$

olur. Bu vahidi qramlarla asan ifadə etmək olar:

$$M_a(\text{C}^{12}) = \frac{12}{N_A} q$$

olduğundan (burada N_A – Avogadro ədədidir),

$$1 \text{ a.k.} = \frac{12}{N_A} \cdot \frac{1}{12} = \frac{1}{6,025 \cdot 10^{23}} q = 1,66 \cdot 10^{-24} q$$

olur.

Nüvə fizikasında tətbiq etmək üçün Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsinin verdiyi sistemin tam enerjisi E_t ilə, onun kütləsi M arasındakı:

$$E_t = Mc^2$$

münasibətindən istifadə olunur. Bu münasibət istənilən izolə edilmiş sistemə və o cümlədən nüvə sisteminə aid olub, kütlə ilə enerjinin ekvivalentliyini göstərir. Bu münasibətə görə qramlarla ifadə olunmuş M kütləsinə C -la ifadə olunmuş Mc^2 qədər enerji uyğun gəlir ($c=3 \cdot 10^{10}$ sm/san). Məsələn, 1 q kütləyə $9 \cdot 10^{13}$ C enerji ekvivalentdir.

Qeyri-relyativistik (ışıq sürətindən çox kiçik olan sürətlərdə) halda makroskopik cisimlər üçün cismin kütləsi və enerjisi müxtəlif üsullarla təyin olunur. Belə ki, makroskopik cisimlər üçün ölçülən enerjilər (kimyəvi, istilik, elektrik və s.) olduqca kiçik kütləyə ekvivalentdir ki, bunu adi kütlə ölçmələri ilə təyin etmək olmur. Lakin nüvə sistemində nüvə qüvvələri enerjisinin yaratdığı kütlə kifayət qədər böyük olur və bunu adi üsullarla təyin etmək mümkündür. Ona görə də nüvə qüvvələrinin enerjisini həm enerji vahidlərilə (MeV), həm də kütlə vahidlərilə (a.k.ə.) ifadə edirlər. Məsələn, əgər neytral π^0 mezonun kütləsi 135 MeV-lə göstərilirsə, bu o deməkdir ki, nüvə reaksiyalarında həmin zərrəciyin yaranması üçün 135 MeV enerji sərf olunur.

Sürət artdıqca cisim əlavə E_k kinetik enerjisinə malik olduğundan, onun tam enerjisi E_t və eləcə də M kütləsi artmış olur. Sükunətdəki cismin kütləsinə - M_0 sükunət kütləsi deyilir. Cədvəllərdə elementar zərrəciklər və nüvələr üçün məhz bu kütlə gətirilir. Onda:

$$E_t = M_0 c^2 + E_k$$

olar və sistemin kütləsi $\Delta M = E_k / c^2$ qədər artmış olar, yəni:

$$M = M_0 + E_k / c^2$$

yazmaq olar. Nisbilik nəzəriyyəsində M və M_0 kütlələri və cismin v sürəti arasında aşağıdakı münasibət verilir:

$$M = M_0 / \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

Deməli, $E_t = Mc^2$ yazmaq olur.

Digər tərəfdən, relyativistik impuls daxil etsək: $P = Mv$; cismin v sürətini yox etməklə, E_t enerjisi və p relyativistik impulsu arasında aşağıdakı münasibəti alarıq:

$$E_t = \sqrt{P^2 c^2 + M_0^2 c^4}$$

Sistemin relyativistik kinetik enerjisini almaq üçün E_t -dən sükunət enerjisini çıxmaq lazımdır:

$$E_k = E_t - M_0 c^2 = c \sqrt{P^2 + M_0^2 c^2} - M_0 c^2$$

Qeyri-relyativistik limit halında $|p| \ll M_0 c$ olar və:

$$E_k = M_0 c^2 \sqrt{P^2 / M_0^2 c^2 + 1} - M_0 c^2 \approx P^2 / 2M_0$$

olar. Əks halda $|P| \gg M_0 c$ olduqda (ultra-relyativistik hal), sadəcə olaraq M_0 sükunət kütləsini nəzərə almamaq olar, yəni:

$$E_k = c |\vec{P}|$$

alınar. Deməli, bu halda enerji impulsun kvadratı ilə deyil, birinci dərəcəsilə mütənasib alınır. Ona görə də nüvə fizikası və elementar zərrəciklər fizikasında çox hallarda P impulsu MeV/c və ya QeV/c vahidlərilə verilir. Onda hissəciyin enerjisi birbaşa MeV-lərlə və ya QeV-lərlə alınar.

Qeyri-relyativistik makroskopik sistemlərdən fərqli olaraq, relyativistik halda sükunət kütləsi sıfıra bərabər olan ($M_0=0$) zərrəciklər mümkündür. Bu halda $E = c |\vec{P}|$ olur, yəni sükunət kütləsi sıfıra bərabər olan zərrəcik ancaq işıq sürətilə hərəkət etməlidir. Belə zərrəciyə misal olaraq γ - kvantı (yüksək tezlikli elektromaqnit şüalanmasının kvantları) göstərmək olar.

Nüvənin kütləsinin təyinetmə üsulları. Nüvənin radiusu və onun təyinedilmə üsulları.

Nüvəni xarakterizə edən əsas kəmiyyətlərdən biri də onun kütləsidir. Atom kütlə vahidi olaraq karbon atomunun ${}_{6}\text{C}^{12}$ kütləsinin $1/12$ hissəsi qəbul edilir. Bu kütlə vahidinə unifikə edilmiş (vahid şəkilə salınmış) kütlə vahidi deyilir:

$$1 \text{ u. a. k. v.} = (1/12) \text{ MJ}^{12} = 1,6610^{-27} \text{ kq.}$$

Elektron örtüyünün kütləsi cüz'i olduğundan nüvənin kütləsi atomun kütləsi ilə üst-üstə düşür. Nüvənin kütləsi tam ədəddən bir qədər fərqlənir. Nüvənin kütləsini u.a.k.v. sistemində birinji tam ədədə qədər yuvarlaşdırısaq, alınan ədəd nüvənin kütlə ədədinə bərabər olar. Ona görə də A - kütlə ədədi adlanır. Həqiqətən, u.a.k.v. sistemində neytron və protonların kütlələrini yuvarlaşdırısaq, onlar vahidə bərabər olar:

$$m_n = 1,009 \text{ u.a.k.v.} ; m_p = 1,007 \text{ u.a.k.v.}$$

$$A = Zm_p + Nm_n$$

Atomların kütlələrini təyin etməkdən ötrü kütlə spektrometrlərindən geniş istifadə edilir. Spektrometrlərin kütləni təyin etmə prinsipi elektrik və maqnit sahələrinin Ze/m xüsusi yükünə malik olan zərrəciklərə göstərdikləri fokuslaşdırıcı təsirlərinə əsaslanır (bax atom kursuna). Elektrik və maqnit sahələrində ionlar r radiusuna malik olan əyrilər boyunca hərəkət edib, kütlələrindən asılı olaraq, bir nöqtəyə yığılır. Potensiallar fərqi elə seçmək olar ki, ionlar radiusu mə'lum olan əyri boyunca hərəkət etsin. Onda $m = r^2 e H^2 / 2 V c^2$ düsturundan kütlə asanlıqla hesablanır. Müasir kütlə spektrometrləri atomların kütlələrini 10^{-5} - 10^{-6} dəqiqliyi ilə təyin etməyə imkan verir.

Nüvələrin kütlələrinin ölçülməsinin güclü qarşılıqlı təsirin xassələrinin öyrənilməsində böyük əhəmiyyəti vardır. Onların kütləsi güclü qarşılıqlı təsirin böyük intensivliyə malik olmasını sübut edir.

Nüvələrin ölçüləri haqqında ilk mə'lumat Rezerfordun α - zərrəcikləri ilə apardığı təjribələrə əsaslanır. Kinetik enerjisi $E = 5 \text{ MeV}$ olan α - zərrəciyin qızıl atomunun nüvəsinə yaxınlaşdığı minimal R məsafəsini kinetik enerjinin Kulon itələmə qüvvəsinin potensial enerjisinə bərabər olmasından təyin etmək olar:

$$E = V = 2Ze^2/R ; R = 2Ze^2/E \cong 2 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad (2.1)$$

Buradan görünür ki, nüvənin ölçüləri çox kiçikdir. Ümumiyyətlə, nüvənin ölçüsünü, yə'ni nüvə materiyasının tutduğu həjmin ölçülərini dəqiq təyin etməkdən ötrü onun formasını bilmək lazımdır. Lakin nüvə kvant mexanikasının qanunlarına tabe olduğundan, onun müəyyən bir formaya malik olması haqqında fikir söyləmək düzgün deyildir. Nüvə materiyası kəskin bir sərhədə malik olan həjmi daxilində yerləşməyib. Bu həjmi əhatə edən səth yayılmış formadadır. Digər tərəfdən, təjribələrə əsaslanır ki, bir çox nüvələrin ölçüləri müxtəlif istiqamətlərdə müxtəlifdir (belə nüvələr deformasiyaya uğramış nüvələr adlanır).

Bütün bunlara baxmayaraq, birinji yaxınlaşmada nüvənin R radiuslu kürə şəkilində olması fərz edilir. Belə bir kürənin həjmi nuklonların sayı ilə düz mütənasib olmalıdır:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (2.2)$$

Gələjəkdə görəjəyik ki, bu mütənasiblik nüvə qüvvələrinin doyma xassəsi ilə əlaqədardır. (2.2) ifadəsinə daxil olan r_0 parametrini tə'yin edən bir neçə üsul vardır. Qeyd etmək lazımdır ki, bu üsullarda müxtəlif fiziki mahiyyətə malik olan r_0 tə'yin edilir. Nüvədə proton və neytronların paylanması müxtəlif olduğundan, nüvənin “elektrik” və “nüvə materiyasının” radiusları haqqında danışmaq lazım gəlir.

r_0 parametrini tə'yin edən bə'zi üsullar üzərində qısaja dayanaq.

1. α - radioaktiv nüvələrin radiuslarının α - parçalanmanın sabitinə görə tə'yini.

Nüvənin ətrafında Kulon çəpərinin olması nəticəsində nüvədən α - zərrəciyin çıxma ehtimalı tunel effektinə görə baş verir. Bu ehtimalın ifadəsinə

nüvənin radiusu R daxildir:

$$W = const \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^r \sqrt{2m_\alpha (V - E)} dr \right) \quad (2.3)$$

α – çevrilməni xarakterizə edən parçalanma sabiti λ - nın nəzəri ifadəsinə (1.3) ifadəsi daxildir. λ - nı isə təjribi olaraq Heyger-Nettol düsturundan tapmaq olar :

$$\ln \lambda = A \ln T_\alpha + B \quad (2.4)$$

Burada A və B sabitlər, T_α - isə α zərrəciyin kinetik enerjisidir. Nüvənin radiusu R – ə müxtəlif qiymətlər verməklə, parçalanma sabitinin nəzəri qiyməti hesablanır və bu qiymət (1.4) ifadəsinin təjribədən alınan qiymətilə müqayisə edilir. Bu müqayisədən mə'lum olmuşdur ki, $r_0 = 1,3 \div 1,4 \cdot 10^{-15}$ m ifadəsi kimi verilə bilər.

2. Qeyd edək ki, elektromaqnit qarşılıqlı tə'sir güclü qarşılıqlı tə'sirə görə daha yaxşı öyrənilməyindən yüklü zərrəciklər vasitəsilə nüvənin radiusunun tə'yini daha asandır. Sür'ətli elektronların nüvələrdən səpilməsi vasitəsilə nüvənin radiusu haqqında fikir yürütmək olar. Elektronlarla nuklonlar arasında qarşılıqlı tə'sir elektromaqnit təbiətli olduğundan bu metodla nüvədə elektrik yükün paylanma radiusu tə'yin olunur.

Mə'lumdur ki, elektronun de-Broyl dalğasının uzunluğu:

$$\lambda = h/p \quad (2.5)$$

düsturu ilə tə'yin olunur. Elektronun impulsunu dəyişdirməklə elə etmək olar ki, λ nüvənin ölçüsü tərtibində olsun. λ nüvənin ölçüsü tərtibində olduqda səpilmə zamanı difraksiya mənzərəsi alınır. Belə ölçmələr nüvənin radiusu üçün $R = (1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-15} A^{1/3}$ m qiymətlərini verir.

3. Nüvənin “elektrik” radiusunun tə'yin metodlarından biri də mezoatomların spektrlərinin tədqiqidir. μ -mezonun kütləsi elektronun kütləsindən 207 dəfə çox olub, xassə e'tibarilə elektronla eynidir. Bu zərrəciyi müəyyən bir sür'ətə qədər tormozlayıb, atomun üzərinə göndərdikdə, o atomun orbitlərinin biri tərəfindən tutulur. Alınan sistem mezoatom adlanır. Kütləsi elektronun kütləsindən 207 dəfə böyük olduğundan mezon orbitinin radiusu 207 dəfə nüvəyə yaxın olur. μ – mezonun bir orbitdən digərinə keçməsi zamanı rentgen şüalanması baş verir. Mezon orbitinin radiusu kiçik olduğundan şüalanma enerjisinin nəzəri qiyməti nüvənin ölçülərindən çox asılı olur. Enerjinin nəzəri və təjribi yolla hesablanmış qiymətlərini müqayisə etməklə nüvənin radiusunu hesablamaq olar. r_0 parametri üçün bu yolla hesablanmış qiymətlər $1,17 \cdot 10^{-15}$ m tərtibindədir.

4. Neytronların nüvələrdən səpilməsi zamanı nüvə materiyasının ölçüləri hesablanı bilər. Neytronların nüvədən səpilmələrinin effektiv kəsiyi aşağıdakı düstur vasitəsilə hesablanır:

$$\sigma = 2\pi R^2 \quad (2.6)$$

burada R nüvənin radiusudur. Təjribi olaraq σ -nı hesablayaraq R -i tapmaq olar. Bu üsulla r_0 – üçün $(1,3 \div 1,4) \cdot 10^{-15}$ m qiymətləri alınır.

Müxtəlif üsullarla radius üçün təyin edilmiş qiymətlər bir-birindən çox az fərqlənir. Bu da nüvədə proton və neytronların paylanma radiuslarının təxminən eyni olmasını göstərir.

(1.2) ifadəsi nüvənin həjminin kütlə ədədindən asılı olmasını göstərir. Bu isə o deməkdir ki, bütün nüvələrdə nüvə maddəsinin sıxlığı eynidir.

Nüvənin radiusunu bilməklə nüvə materiyasının sıxlığını hesablamaq olar:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{Am_N}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{Am_N}{\frac{4}{3}\pi(r_0 A^{1/3})^3} \approx 10^{17} \text{ kq} / \text{m}^3 \quad (2.7)$$

Burada m_N nuklonun kütləsidir.

Nüvədə nuklonların konsentrasiyası isə:

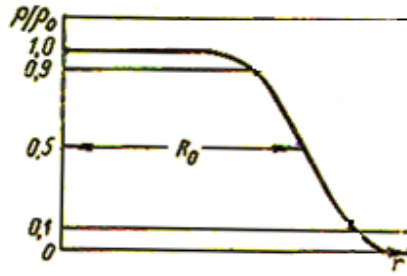
$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx 10^{44} \text{ nuk} / \text{m}^3 \quad (2.8)$$

olar. ρ və n kəmiyyətlərinin bütün nüvələrdə eyni olması nüvə qüvvələrinin doyma xassəsi ilə izah olunur.

Sürətli nüvələrin ($E > 500$ MeV) nüvələrdən səpilməsi elektrik yükünün nüvənin daxilində qejri-bərabər paylanmasını təsdiq edir. Dəqiq hesablamalar orta və ağır nüvələrdə nüvə materiyasının sıxlığının daxilə sabit, kənarlarda isə tədrijən azalmasını göstərir. Sıxlığın məsafədən asılılığı aşağıdakı düstur vasitəsilə verilir:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(r - R_0) / \delta} \quad (2.9)$$

(1.9) düsturunda R_0 - sıxlığın mərkəzdəki qiymətinə görə iki dəfə azalma məsafəsi, $\delta = 0,55 F$ isə şəffaflıq əmsəlidir (şəkil 1).



Şəkil 1. Nüvə materiyasının məsafədən asılılığı.

Təcrübələr bir-birini kompensə edən effektlərə görə nüvədə proton və neytronların pəyjanmasının çox da fərqli olmamasını təsdiq edir. Bu effektlər aşağıdakılardır:

- Kulon itələmə qüvvələri protonların nüvənin periferiyasında sıxlıqlarının artırır.
- Nüvələrdə neytronların sayı protonların sayından çox olduğundan onların kinetik enerjiləri də protonların kinetik enerjilərindən çoxdur. Buna görə neytronlar böyük həcm tutduqlarından bu effekt *a* bəndindəki effekti kompensə edir.
- Nüvə yüklü sistem olduğundan onun ətrafında Kulon çəpəri mövjudur. Kulon çəpəri protonların nüvənin səthinə çox yaxınlaşmağı məhdudlaşdırır.

Juxarıdakı effektlərə görə nüvədə proton və neytronların sıxlıqlarının pəyjanması təxminən eynidir. Neytron sıxlığının pəyjanmasının “uju” proton sıxlığının pəyjanmasından yalnız 0,1-0,5f qədəri uzundur.

Elektrik və nüvə qarşılıqlı təsirlərinə görə təyin edilən r_0 -ın qiymətləri fərqlidir. Bu nüvə qüvvələrinin təsir radiusunun nüvə materiyasının sıxlığının pəyjanma radiusundan fərqli olmasını göstərir. Hesablamalara görə nüvə qüvvələrinin orta radiusu nüvə materiyasının orta pəyjanma radiusundan böyükdür.

Yüksək enerjili elektronların proton və neytron-lardan səpilməsi protonun daxilində elektrik yükünü və maqnit momentini, neytronların daxilində isə maqnit momentini təyin etməyə imkan verir. Məsələn, protonda yükün paylanma radiusu $0,8 \cdot 10^{-15}$ m –dir. Əgər fərz etsək ki, protonda kütlənin paylanma radiusu yükün paylanma radiusu ilə eynidir, onda nuklonun daxilində maddənin sıxlığı $4 \cdot 10^{17}$ kq/m³ olar.

Nüvə maddəsinin sıxlığı təbiətdə müşahidə edilən makroskopik jisimlərin sıxlığından təxminən 10^{13} dəfə çoxdur. Makroskopik jisimlərdən ən böyük sıxlığa malik ağ jırtdan ulduzlar hesab olunur. Belə fərz edilir ki, onlarda maddə xüsusi halda – jırlaşmış halda olur. Lakin onlardan ən böyük sıxlığa malik olan Təkbuynuzun L-886 ulduzunun sıxlığı təxminən $5 \cdot 10^{10}$ kq/m³ –dir. Bu qiymət nüvənin sıxlığından milyon dəfə kiçikdir.

Nüvə maddəsinin sıxlığının belə çox olması maddənin nüvə daxilində xüsusi bir halda olmasından xəbər verir. Bundan başqa, yüksək sıxlıq nüvə qüvvələrinin böyük intensivliyə malik olmasını da göstərir.

Mövzu № 2. Nüvənin rabitə enerjisi. Bir nuklona düşən rabitə enerjisi. Veyszekker düsturu.

3. Nüvələrin əlaqə enerjisi

Nüvənin E_0 əlaqə enerjisi dedikdə onu təşkil edən proton və neytronlara parçalamaq üçün lazım olan enerji nəzərdə tutulur. Beləliklə, E_0 nüvənin möhkəmliyini və ya stabilliyini göstərən mühüm xarakteristikadır. Əlaqə enerjisini bilməklə nüvələrin bütün radioaktiv parçalanma və qarşılıqlı çevrilmə proseslərində enerji balansını hesablamaq olar.

Nüvələrin və eləcə də, proton və neytronların kütlələrinin dəqiq təyin edilməsi E_0 əlaqə enerjisini hesablamağa imkan verir. Belə ki, kütlələri müqayisə etdikdə məlum olur ki, nüvələrin kütləsi onu təşkil edən nuklonların kütlələri cəmindən kiçikdir. Bu onunla əlaqədardır ki, nüvə sistemi möhkəm əlaqəli sistem olduğundan, nisbətən minimum enerjiyə malik olmalıdır. Başqa sözlə desək, kütlə ilə enerji arasında olan Eynşteyn münasibətindən alınır ki, nüvə minimum kütlə ilə xarakterizə olunmalıdır. Onda, nüvənin əlaqə enerjisini:

$$E_0 = [Zm_p + (A-Z)m_n - M(A,Z)]c^2 \quad (2.1)$$

ilə hesablamaq olar. Lakin cədvəllərdə adətən nüvə kütlələri deyil, atom kütlələri verildiyindən, əlaqə enerjisini atom kütlələri ilə də göstərmək olar. Bunun üçün (2.1) münasibətində $M(A,Z)$ nüvə kütləsini $M_a(A,Z)$ atom kütləsilə və protonun m_p kütləsini hidrogen atomunun $M_a({}_1H^1)$ kütləsilə əvəz etmək lazımdır.

$$E_0 = [ZM_a({}_1H^1) + (A-Z)m_n - M_a(A,Z)]c^2$$

Bu düstur (2.1) düsturundan elektronların atomdakı əlaqə enerjiləri dəqiqliyilə fərqlənir ki, bu da nüvə əlaqə enerjisinə nisbətən nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçikdir.

Nüvənin E_0 əlaqə enerjisini adətən a.k.ə. vahidlərilə ifadə edirlər. Onu 1 a.k.ə. = 931,478 MeV olduğunu bilərək MeV-lə də ifadə etmək olar:

$$E_0 = 931,478 [ZM({}_1H^1) + (A-Z)m_n - M(A,Z)] \text{ MeV}$$

Nüvənin E_0 əlaqə enerjisinin A kütlə ədədinə nisbətən nüvədəki xüsusi əlaqə enerjisi və ya bir nuklona düşən əlaqə enerjisi deyilir və

$$\varepsilon = E_0/A$$

ilə işarə edilir.

Stabil nüvələr üçün ε kəmiyyətinin A kütlə ədədindən asılılığı şəkil 2.4-də göstərilmişdir.

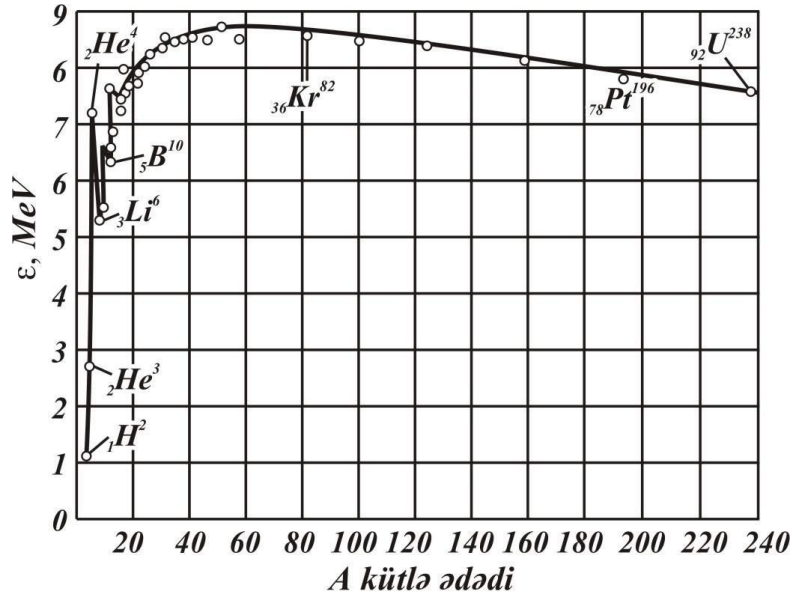
Göründüyü kimi, yüngül nüvələr oblastında ε kiçikdir, A -dan asılı olaraq müntəzəm dəyişməyib, ${}_2\text{He}^4$, ${}_4\text{Be}^8$, ${}_6\text{C}^{12}$, ${}_8\text{O}^{16}$ nüvələrində maksimum qiymətlər alır. Orta nüvələr oblastında ε yavaş artaraq $A=55-65$ qiymətlərində təqribən $\varepsilon_{\max} = 8,8 \text{ MeV}$ olur. Ağır nüvələr oblastına getdikcə ε qiyməti azalır (məsələn, ${}_{92}\text{U}^{238}$ üçün $7,5 \text{ MeV}$, ${}_{100}\text{Fm}^{254}$ üçün $7,4 \text{ MeV}$ olur).

Göstərilən ε asılılıq əyrisindən nüvələrin və nüvə qüvvələrinin bəzi xassələrini müəyyən edən aşağıdakı qanunauyğunluqları göstərmək olar:

1) Nisbətən az sayda olan yüngül nüvələri nəzərə almasaq, əksər nüvələr üçün bir nuklona düşən əlaqə enerjisinin orta qiyməti $\bar{\varepsilon}$ əksər nüvələr üçün eyni olub, $\bar{\varepsilon} = 8 \text{ MeV}$ -dir. Onda, ilk yaxınlaşmada, demək olar ki, ε nuklonların sayından asılı deyildir və bütün nüvələr üçün sabit kəmiyyətdir. Xüsusi əlaqə enerjisinin təqribən A -dan asılı olmaması nüvə qüvvələrinin doyma xassəsini göstərir. Doyma xassəsi odur ki, nüvədə hər bir nuklon ancaq yaxın qonşu nuklonlarla qarşılıqlı əlaqədə ola bilər. Bu mənada nüvə qüvvələri kimyəvi valentliyi müəyyən edən əlaqə qüvvələrə bənzəyir. Doyma xassəsi olmasaydı, yəni hər bir nuklon bütün nuklonlarla qarşılıqlı təsirdə olsaydı, onda nüvənin tam əlaqə enerjisi A kütlə ədədi ilə deyil, kütlə ədədinin kvadratı (A^2) ilə mütənasib olardı. Belə ki, nüvədəki A sayda nuklonu $A(A-1)/2$ sayda nuklon cütlərinə ayırmaq olar. Nüvə qüvvələrinin doyma xassəsi nüvələrin sıxlığının təqribən sabit olmasına gətirir ki, bu da nüvəni maye və bərk cismə bənzədir. Nüvənin sıxlığının sabit olması isə nüvənin

ölçülərinin təqribən $A^{1/3}$ -ə mütənasib olması deməkdir.

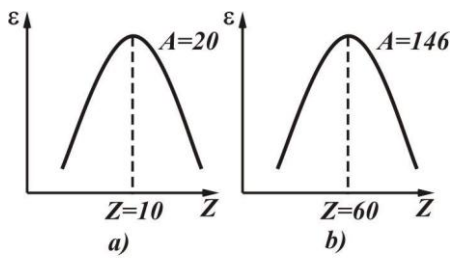
2) ϵ əyrisinin maksimumdan ($\sim 8,8$ MeV) başlayaraq çox yüngül nüvələrə və çox ağır nüvələrə getdikcə azalması göstərir ki, çox yüngül nüvələrin birləşərək (sintez edərək) nisbətən ağır nüvələrin əmələ gəlməsi; ağır nüvələrin isə orta nüvələrə bölünməsi əlverişli prosesdir. Hər iki halda müəyyən enerji ayrılmalıdır. Birinci halda ayrılan enerji istilik nüvə enerjisi, ikinci isə atom enerjisi adlanır.



Şəkil 2.4

Çox yüngül nüvələr oblastında xüsusi əlaqə enerjisinin azalmasını səth effekti ilə aydınlaşdırmaq olar. Səthdə olan nuklonların əlaqələri tam istifadə olunmur və deməli səthdəki nuklonların hesabına əlaqə enerjisi səthə mütənasib ($A^{2/3}$) olaraq azalır. Nüvənin səthinin onun həcminə nisbəti artdıqca yəni yüngül nüvələrə keçdikcə səth effekti də artır.

Ağır nüvələr oblastında xüsusi əlaqə enerjisinin azalması isə protonlar arasında elektrostatik itələmə qüvvələri ilə izah olunur. Protonlar arasındakı kulon enerjisi protonların sayının kvadratı ilə (Z^2) düz (kulon qüvvələri doyma xassəsinə malik deyildir) nüvənin ölçüləri ilə ($A^{1/3}$) tərs mütənasibdir. Ona görə də ağır nüvələrə keçdikcə kulon enerjisinin payı artır.



Şəkil 2.5

3) A kütlə ədədinin sabit qiyməti üçün ϵ xüsusi əlaqə enerjisinin protonların Z sayından asılılığına baxsaq (şəkil 2.5), müəyyən maksimumdan keçən əyrilər alırıq. Yüngül nüvələr üçün maksimum $Z \approx 0,5A$ qiymətində, ağır nüvələr üçün isə neytronların miqdarının çox olduğu tərəfə sürüşmüş olur.

Müəyyən olunmuş fakta görə, əgər protonlar arasındakı kulon qüvvələri olmasaydı, onda bütün nüvələr üçün xüsusi əlaqə enerjisinin maksimumu $Z=A/2$ qiymətində alınardı. Bu o deməkdir ki, nüvədə protonların sayı neytronlarınkinə bərabər olduqda təsir edən nüvə qüvvələri daha intensiv olur. Bu, bir tərəfdən Pauli prinsipilə, digər tərəfdən belə bir təcrübə faktı ilə əlaqədardır ki, müxtəlif adlı nuklonlar (proton və neytron) arasındakı cazibə xarakterli qarşılıqlı təsir qüvvəsi eyni adlı nuklonlar arasındakından bir qədər çoxdur. Buna görə də nuklonların sayının simmetrikləşmədən kənara çıxması ($N \neq Z$) xüsusi əlaqə enerjisini empirik müəyyən olunmuş $(A-2Z)^2/A$ ifadəsinə mütənasib olaraq azaldır.

4) Nüvələrin E_0 əlaqə enerjilərinin protonların Z və neytronların N sayından asılılığının dəqiq təhlili göstərir ki, enerji Z və N-nin tək və cütlüyündən kəskin asılıdır. Ona görə də nüvələri stabilliyə görə üç qrupa bölmək olar. Birinci qrupa Z və N cüt olan ən stabil nüvələr (cüt-cüt

nüvələr), ikinci qrupa Z-i cüt, N-i tək və ya Z-i tək, N-i cüt (cüt-tək və ya tək-cüt) olan orta stabil nüvələr və üçüncü qrupa Z-i tək və N-i tək olan (tək-tək) nisbətən az stabil nüvələr daxildir.

Bu fakt nüvədə eyni adlı nuklonların "cütləşməsi" effekti ilə bağlıdır, yəni nuklonlar nüvədə nuklon cütlərinə bölünürlər. Təcrübi faktlara əsasən göstərmək olar ki, cütləşmədə əlaqə enerjisi 2-3 MeV artır ki, buna "cütləşmə" enerjisi deyilir. Məsələn, üç ${}_{34}\text{Se}^{80}$, ${}_{35}\text{Br}^{80}$ və ${}_{36}\text{Kr}^{80}$ izotoplarının əlaqə enerjilərini müqayisə etdikdə, alınır ki, ${}_{35}\text{Br}^{80}$ -da bir cütləşməmiş proton və bir cütləşməmiş neytron olduğundan (tək-tək) onun əlaqə enerjisi ${}_{34}\text{Se}^{80}$ -dən 1,377 MeV və ${}_{36}\text{Kr}^{80}$ -dən isə 2,501 MeV kiçikdir.

Cütləşmə enerjisinin əlaqə enerjisinə verdiyi payı elə bir Δ düzəlişlə nəzərə alırlar ki:

$$\delta E = \begin{cases} \Delta, & \text{cüt - cüt nüvələr üçün} \\ 0, & \text{cüt - tək və tək - cüt nüvələr üçün} \\ -\Delta, & \text{tək - tək nüvələr üçün} \end{cases}$$

Empirik olaraq müəyyən edilmişdir ki:

$$\Delta = 34/A^{3/4} \text{ MeV}$$

Yuxarıda deyilənləri yekunlaşdıraraq, yəni nüvənin əlaqə enerjisi üçün kütlə ədədi A-ya mütənasib həcm effekti, $A^{2/3}$ mütənasib səth effekti (səthi gərilmə enerjisi), $Z^2 A^{-1/3}$ mütənasib protonların elektrostatik kulon qarşılıqlı təsir enerjisi, $(A-2Z)^2/A$ mütənasib simmetriya effekti və δE cütləşmə enerjisini nəzərə almaqla nüvənin E_0 əlaqə enerjisini aşağıdakı funksiya ilə ifadə etmək olar:

$$E_0 = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \varepsilon \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta E \quad (2.2)$$

buradakı sabit əmsallar nüvələrin əlaqə enerjilərinin eksperimental qiymətlərinə görə təyin edilir və aşağıdakı qiymətlər alınır:

$$\alpha = 15,75 \text{ MeV}, \beta = 17,8 \text{ MeV}, \gamma = 0,71 \text{ MeV}, \varepsilon = 94,8 \text{ MeV}$$

Əlaqə enerjisinin bu yarımpempirik düsturuna Veyzeker düsturu deyilir və nüvənin damcı modeli ilə əlaqələndirilir.

a) Nüvələrin kütlələrinin A və Z görə paylanması

Nüvənin əlaqə enerjisi üçün yazılmış (2.1) və alınmış (2.2) Veyzeker düsturlarından istifadə etsək, nüvənin $M(A,Z)$ kütləsini A kütlə ədədi və protonların Z sayının funksiyası kimi aşkar ifadə edə bilərik:

$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - E_0 \quad (2.3)$$

burada $M(A,Z)$, m_p və m_n kütlələri enerji vahidlərilə (MeV-lərlə) verilmişdir.

(2.3) ifadəsindən görünür ki, izobar nüvələr üçün ($A=\text{const}$) $M(A,Z)$ Z-in parabolik funksiyasıdır.

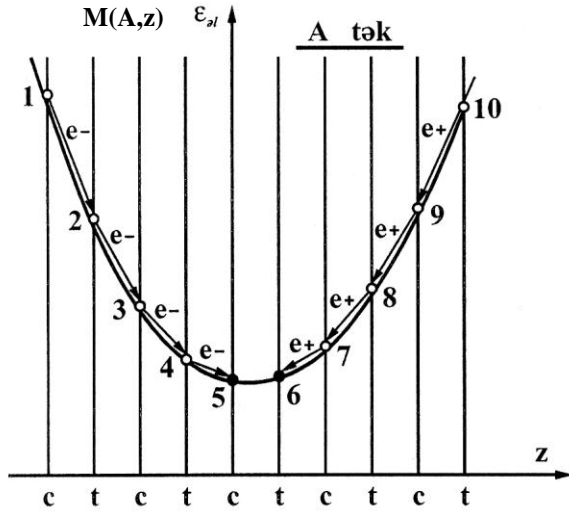
(2.3) ifadəsini A-nın sabit qiymətində Z-ə görə differensiallasaq və sıfıra bərabər etsək, verilmiş izobarlar üçün ən stabil nüvəyə aid olan Z-i tapırıq:

$$Z = A/(1,98 + 0,0015 A^{2/3})$$

Verilmiş A üçün buradan alınan $Z=Z_0$ qiymətini təcrübə ilə müqayisə etdikdə məlum olur ki, həqiqi qiymətdən kənara çıxma (xəta) $\Delta Z = \pm 1$ -dən böyük deyildir. Şəkil 2.6-da müxtəlif izobarlar üçün nüvələrin kütlələrinin Z-dən asılılığı göstərilmişdir.

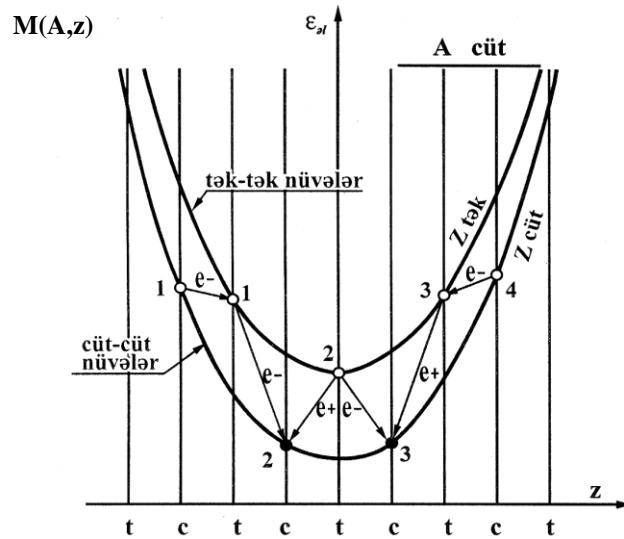
A kütlə ədədi tək olan izobarlar (tək-cüt və ya cüt-tək nüvələr) yalnız bir parabola üzrə yerləşirlər. Parabolanın təpəsinə yaxınlaşdıqca kütlənin qiyməti azalır, yəni başqa sözlə, nüvənin tam enerjisinin qiyməti azalır ki, bu da əlaqə enerjisinin artmasını göstərir. Odur ki, parabolanın təpəsinə yaxın yerləşən nüvələr verilmiş izobarlar içərisində ən stabil nüvələrdir. Parabolanın qolları üzərində nisbətən yuxarıda yerləşən nüvələr aşağıda yerləşən qonşu nüvələrə nəzərən β -radioaktiv nüvələrdir, onlar β -parçalanma ilə (parabolanın sol qolunda elektronlar buraxmaqla, sağ qolunda isə pozitronlar $-e^+$ buraxmaqla) bir-birinə keçirlər. Göründüyü kimi, bu halda izobar nüvələr içərisində

yalnız bir stabil nüvə ola bilər.



Şəkil 2.6

Kütlə ədədi cüt olan izobar nüvələr isə cüt-cüt nüvələrə ($\delta E = +\Delta$) və tək-tək nüvələrə ($\delta E = -\Delta$) bölünürlər. Ona görə də $M(A,Z)$ kütlələrinin Z -dən asılılığı iki parabola verir (şəkil 2.7), Aşağı parabola üzrə cüt-cüt nüvələr, yuxarı parabola üzrə isə tək-tək nüvələr yerləşir. Parabolaların belə alınması cüt-cüt nüvələrin tək-tək nüvələrə nəzərən stabilliyi ilə əlaqədardır. Tək-tək nüvələr β -parçalanmaya məruz qalaraq cüt-cüt nüvələrə keçməlidir. Şəkil 2.7-də bu keçidlər oxlarla göstərilmişdir (sağa yönəlmiş oxlar elektronlar, sola yönəlmiş oxlar isə pozitronlar buraxmaqla gedən parçalanmanı göstərir).



Şəkil 2.7

Göründüyü kimi, kütlə ədədinin cüt qiymətlərində izobar nüvələr içərisində ən stabil nüvələr cüt-cüt nüvələrdir. Tək-tək nüvələr ümumiyyətlə qeyri-stabil olmalıdır. Lakin bunların içərisində ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$, ${}^7_7\text{N}^{14}$ nüvələri müstəsnaq təşkil edir. Uyğun izobarlar içərisində həmin tək-tək nüvələr ən stabil nüvələrdir.

İndi də, təbiətdə mövcud ola biləcək elementlərin mümkün sayını araşdıraraq. Yeni-yeni ağır elementlərin süni yolla alınması ilə əlaqədar olaraq təbiətdə kəşf olunmamış elementlərin mümkün sayını bilmək maraqlıdır. Elementlərin dövrü sisteminin qurtaracağı Z sıra nömrəsinin limitini qiymətləndirmək üçün iki əlaməti a) nüvə və b) atom məhdudiyətlik əlamətlərini nəzərdən keçirək.

a) İlk yaxınlaşmada nüvənin nüvə qüvvələri ilə bağlı olan əlaqə enerjisi A kütlə ədədinə mütənasib artdığı halda, protonlar arasındakı kulon itələmə qüvvələrinin enerjisi $Z(Z-1) \approx Z^2$ mütənasib olaraq artır. Protonların sayının (Z) müəyyən qiymətində (təqribən 118-120) kulon itələmə enerjisi nüvə cazibə enerjisinə yaxınlaşır. Bu halda nüvənin ümumi əlaqə enerjisi (E_n) sıfıra yaxın olur və nüvənin dayanıqlı sistem kimi mövcud olması mümkün olmur.

b) Atom məhdudiyətlik əlamətinə baxaq. Bildiyimiz kimi, atomda elektronların birinci Bor

orbitinin radiusu $r = \frac{\hbar^2}{mZe^2}$ olub, Z-in artması ilə azalır. Əgər nüvənin radiusu elektronun \hbar/mc bərabər olan kompton dalğa uzunluğuna yaxınlaşarsa, onda elektronun enerjisi nüvə sahəsində elektron-pozitron cütünün yaranmasına kifayət edər (Doğrudan da, əgər $r \approx \frac{\hbar}{mc}$ olarsa, onda

$\Delta r \Delta p \geq \hbar$ qeyri-müəyyənlik münasibətindən $\Delta p \geq mc$ və $\Delta \epsilon \geq mc^2$ alınır). Bu halda həmin atom dayanıqlı sistem ola bilməz. Bu mə'nada atomun dayanıqlı sistem olması üçün

$$\frac{\hbar^2}{mZe^2} \geq \frac{\hbar}{mc} \text{ və ya } Z \leq \frac{\hbar c}{e^2} \approx 137$$

şərti ödənilməlidir.

Deməli, buradan alınır ki, gələcəkdə kəşf ediləcək ağır elementlər hesabına dövrü sistem sıra nömrəsi $Z=137$ elementinə qədər davam edə bilər. Lakin bu halda nüvənin öz-özünə bölünmə və başqa növ parçalanmaya görə qeyri-stabilliyi nəzərə alınmamışdır. Deməli, sıra nömrəsinin limit qiyməti olaraq $Z=137$ götürülməlidir.

b) Nüvənin əlaqə enerjisinin başqa növləri.

Nüvənin, onu təşkil edən bütün nuklonlara görə əlaqə enerjisi ilə bərabər onun təşkil olunduğu başqa tərkib hissələrinə görə də əlaqə enerjisi daxil etmək olar.

Məsələn, ${}_{16}\text{S}^{32}$ nüvəsini iki ${}_{8}\text{O}^{16}$ nüvələrindən təşkil olunmuş kimi təsəvvür etmək və uyğun əlaqə enerjisini belə göstərmək olar:

$$E_a({}_{28}\text{O}^{16}) = [2M({}_{8}\text{O}^{16}) - M({}_{16}\text{S}^{32})]c^2$$

Bu halda əlaqə enerjisini hesablamaq üçün nüvələrin kütləsi üçün olan (1.3) düsturundan istifadə edə bilərik. $M({}_{8}\text{O}^{16})$ və $M({}_{16}\text{S}^{32})$ kütlələrinin qiymətlərini (1.1) düsturunda yerinə yazsaq:

$$E_a({}_{28}\text{O}^{16}) = E_a({}_{16}\text{Si}^{32}) - 2E_a({}_{8}\text{O}^{16}) \approx 16 \text{ MeV}$$

alırıq.

Buna oxşar olaraq, əgər ${}_{16}\text{S}^{32}$ nüvəsinin ${}_{8}\text{O}^{16}$, ${}_{6}\text{C}^{12}$ və ${}_{2}\text{He}^4$ nüvələrindən; iki ${}_{6}\text{C}^{12}$ və iki ${}_{2}\text{He}^4$ nüvələrindən təşkil olunduğunu təsəvvür etsək uyğun əlaqə enerjiləri aşağıdakı kimi hesablanı bilər:

$$E_a({}_{8}\text{O}^{16} + {}_{6}\text{C}^{12} + {}_{2}\text{He}^4) =$$

$$E_a({}_{16}\text{S}^{32}) - E_a({}_{8}\text{O}^{16}) - E_a({}_{6}\text{C}^{12}) - E_a({}_{2}\text{He}^4) \approx 24 \text{ MeV}$$

$$E_a(2{}_{6}\text{C}^{12} + 2{}_{2}\text{He}^4) =$$

$$E_a({}_{16}\text{S}^{32}) - 2E_a({}_{6}\text{C}^{12}) - 2E_a({}_{2}\text{He}^4) \approx 32 \text{ MeV}$$

$$E_a(8{}_{2}\text{He}^4) = E_a({}_{16}\text{S}^{32}) - 8E_a({}_{2}\text{He}^4) \approx 48 \text{ MeV}$$

Göründüyü kimi baxılan əlaqə enerjilərinin hər biri ${}_{16}\text{S}^{32}$ nüvəsinin tam əlaqə enerjisindən (~272 MeV) kiçikdir. Bu isə təbiidir. Belə ki, nüvənin baxılan tərkib hissələrinin hər biri öz növbəsində ayrıca götürülmüş əlaqəli bir sistemdir.

Bəzi nüvələrdə nuklonların birinə nəzərən hesablanmış əlaqə enerjisi kiçik olur. Məsələn, ${}_{4}\text{Be}^9$ nüvəsinin ümumi əlaqə enerjisi $E_a \approx 58 \text{ MeV}$ olduğu halda, nüvəni bir neytron və iki ${}_{2}\text{He}^4$ nüvəsindən təşkil olunduğunu təsəvvür etdikdə əlaqə enerjisi cəmi 2 MeV-ə yaxın alınır.

Ağır nüvələrin bir çoxunun ümumi əlaqə enerjiləri böyük olduğu halda, onların bir ${}_{2}\text{He}^4$ və başqa uyğun nüvədən təşkil olunduğunu təsəvvür etdikdə əlaqə enerjisi üçün çox kiçik və ya mənfi qiymət alınır. Məsələn, ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvəsini ${}_{2}\text{He}^4$ və ${}_{90}\text{Th}^{234}$ nüvələrindən təşkil olunması üçün əlaqə enerjisi:

$$E_a({}_{2}\text{He}^4 + {}_{90}\text{Th}^{234}) = [M({}_{90}\text{Th}^{234}) + M({}_{2}\text{He}^4) - M({}_{92}\text{U}^{238})]c^2 \approx -4,25 \text{ MeV}$$

alınır. Bu o deməkdir ki, ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvəsi iki nüvəyə ${}_{2}\text{He}^4$ və ${}_{90}\text{Th}^{234}$ nüvələrinə parçalanmaya məruz qalmalıdır. Doğrudan da, mə'lumdur ki, bu nüvə α -radioaktiv nüvədir.

Eləcə də, göstərmək olar ki, kütləsi $M(Z,A)$ olan ağır nüvələr kütlələri $M(Z_1,A_1)$ və $M(Z_2,A_2)$ olan nüvələrindən təşkil olunması üçün əlaqə enerjisi ($A=A_1+A_2$, $Z=Z_1+Z_2$ və $A_1 \approx A_2$, $Z_1 \approx Z_2$ olduqda) mənfi olub, ədədi qiymətcə təqribən bölünmə enerjisinə bərabərdir.

Verilmiş nüvədə bir zərrəcik üçün hesablanmış əlaqə enerjisi həmin zərrəciyi qoparmaq üçün lazım olan enerjiyə bərabərdir. Ona görə də bu enerjiyə verilmiş zərrəciyi nüvədən qoparma enerjisi deyilir və ε_x ilə işarə olunur. Məsələn, α - zərrəcik üçün verilmiş nüvədən qoparıma enerjisi ε_α ilə göstərilir. Nüvə fizikasında nuklonların qoparıma enerjisindən (ε_N) çox hallarda istifadə olunur (bunu bir nuklona düşən $\varepsilon = E_\alpha/A$ enerjisi ilə qarışdırmaq olmaz). Yuxarıda göstərilən qayda ilə bir nuklonun, məsələn neytronun qoparıma enerjisini:

$$\varepsilon_n = \{m_n + M(A-1, Z) - M(A, Z)\}c^2$$

şəklində hesablanır.

Asanlıqla göstərmək olar ki:

$$\varepsilon_n = E_\alpha(A, Z) - E_\alpha(A-1, Z)$$

$$\varepsilon_p = E_\alpha(A, Z) - E_\alpha(A-1, Z-1)$$

Bir nuklona düşən ε əlaqə enerjisindən fərqli olaraq nuklonların qoparıma enerjiləri ($\varepsilon_n, \varepsilon_p$) müxtəlif nüvələr üçün kəskin fərqlənir. Əyanilik üçün cədvəl 2.1-də bir sıra nüvələrin $\varepsilon, \varepsilon_n$ və ε_p qiymətləri verilmişdir.

Cədvəl 2.1.

Nüvə	${}_4\text{Be}^{10}$	${}_5\text{B}^{11}$	${}_6\text{C}^{12}$	${}_7\text{N}^{13}$	${}_8\text{O}^{14}$	${}_6\text{C}^{14}$	${}_6\text{C}^{15}$	${}_6\text{C}^{16}$
ε, MeV	6,5	6,9	7,7	7,2	7,0	7,5	7,1	6,9
$\varepsilon_n, \text{MeV}$	6,8	11,5	18,7	20,3	?	8,2	1,2	4,3
$\varepsilon_p, \text{MeV}$?	11,2	16	1,9	4,6	20,8	?	?

Göründüyü kimi bir-birindən cəmi bir nuklon qədər fərqlənən izotoplarda belə ε_n və ε_p enerjiləri əsaslı olaraq dəyişirlər. Sonralar görəcəyik ki, buna səbəb nuklonların Pauli prinsipinə tabe olması və bununla əlaqədar olaraq nüvənin örtük modelinə görə nüvədə müəyyən təbəqələrin dolması ilə daha dayanıqlı sistem alınmasıdır.

Mövzu №3 Nuklonların və nüvələrin mexaniki və maqnit momentləri. Hiromaqnit nisbət. (LS) və (jj) əlaqəsi. Cütlük. Daxili cütlük. Sistemin hərəkətə görə cütlüyü. Statistika.

§ 4. Nüvənin spini və maqnit momenti

Atom fizikasında məlumdur ki, spektral xətlərin incə quruluşu elektronun spinə (məxsusi hərəkət miqdarı momenti) və məxsusi maqnit momentinə malik olması fərziyyəsinə görə izah edilir (bu fərziyyəni 1925-ci ildə S.Qaudsmit və C.Yulənbek yürütmüşlər).

Spin fərziyyəsinə görə incə quruluş xətləri elektronun $\vec{\mu}$ məxsusi maqnit momenti ilə atom elektronlarının yaratdığı maqnit sahəsinin (\vec{H}_e) intensivliyi arasındakı qarşılıqlı təsir enerjisindən asılıdır:

$$U = -\vec{\mu}_s \vec{H}_e$$

Bu enerji orbit elektronunun əsas enerjisinə əlavə olunur və $\vec{\mu}_s$ momentinin \vec{H}_e istiqamətinə nəzərən müxtəlif yönəlmələrindən asılı olaraq müxtəlif qiymət alır. Yönəlmələrin sayı isə spin ədədindən asılı olub $(2s+1)$ incə quruluş xətlərinin sayını verir.

Buna əsasən təcrübi faktların düzgün izah edilməsi şərtindən elektron spin momentləri üçün aşağıdakı qiymətlər alınmışdır:

$$|\vec{s}| = \frac{1}{2} \hbar, \quad |\vec{\mu}_s| = \frac{e\hbar}{2m_0c} = M_B \approx 9,27 \cdot 10^{-24} \text{C/Tl}$$

Elektronun orbital momenti isə:

$$\mu_e = \ell M_B (\ell = 0, 1, 2, \dots)$$

kimi təyin olunur.

Sonralar (1928-ci ildə) elektronun spini və maqnit momentləri nəzəri olaraq Dirak tərəfindən kvant mexanikasının relyativistik düsturundan alınmışdır.

İncə quruluş xətlərinin izahına oxşar olaraq, həmin xətlərin ifrat incə quruluşu (incə quruluş xətlərinin öz növbəsində mürəkkəb quruluşa malik olması) nüvənin \vec{I} spinə və $\vec{\mu}_I$ maqnit momentinə malik olması ilə izah edilmişdir. Bu ideyanı 1928-ci ildə Pauli irəli sürmüş və xətlərin ifrat incə quruluşunu nüvənin $\vec{\mu}_I$ maqnit momentinin atom elektronlarının nüvə sahəsində yaratdığı \vec{H}_e maqnit intensivliyi ilə qarşılıqlı təsirlə əlaqələndirmişdir. Xətlərin bu parçalanmasının incə quruluş parçalanmasına nisbətən çox kiçik olduğunu (təqribən 10^3 dəfə) nəzərə alaraq Pauli protonun maqnit momentinin μ_B nüvə Bor maqnetonuna bərabər, yəni:

$$|\vec{\mu}_p| = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \frac{m_e}{m_p} M_B \approx \mu_B = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{C/Tl}$$

və nüvənin maqnit momentinin qiymətini isə bu ədədin tam misli şəklində, yəni:

$$|\vec{\mu}_I| = \gamma \mu_B (\gamma - \text{tam ədəddir}) \quad (2.4)$$

qəbul etmişdir.

Aşağıda görəcəyik ki, nüvələrin spin momentləri nüvənin müxtəlif modelləri ilə izah oluna bilər. Lakin nüvə zərrəciklərinin, yəni proton və neytronların və eləcə də başqa elementar zərrəciklərin spin xassələrinin təbiəti indiyədək, anlaşılmaz qalmaqdadır. Məsələn, Fermi zərrəciklərinin spinlərinin tam yarım olması göstərir ki, bu, maddənin adi fırlanması ilə əlaqədar deyildir. Çünki makroskopik mənada fırlanma ilə əlaqədar olan orbital xarakterli hərəkət miqdarı momentləri tam olmalıdır.

Mikrosistemlərin və eləcə də nüvə sistemlərinin spinlərinin makroskopik cisimlərdən tamamilə fərqli, başqa xüsusiyyətlərini də göstərmək olar. Bunlardan biri spin vektorunun istiqamətinin

fluktuasiyasıdır. Yəni spin vektorunun (\vec{I}) yalnız bir komponenti (məsələn, I_z) müəyyən qiymətə malik ola bilər. Bu halda I_x və I_y komponentləri sıfır qiyməti ətrafında fluktuasiya edir. Fluktuasiyaya görə spin vektorunu fəzada tam müəyyən edilmiş istiqamətdə yönəltmək olmaz.

Doğrudan da, x , y , z oxlarına görə proyeksiyaları uyğun olaraq m_x , m_y , m_z olan \vec{M} hərəkət miqdarı momentinin qiyməti kvant mexanikasında:

$$|\vec{M}| = \hbar \sqrt{I(I+1)}$$

(burada I kvant ədədidir) və onun istənilən m_z proyeksiyası isə $m_z = I_z \hbar$ (burada $I_z = I, I-1, I-2, \dots - I$) kimi verilir. Onda m_z^2 -nin maksimal $I^2 \hbar^2$ qiyməti üçün (bu isə z oxu üzrə moment vektorunun maksimal yönəlməsini göstərir) m_x^2 və m_y^2 qiymətləri sıfırdan fərqli olur:

$$(\Delta M)^2 = m_x^2 + m_y^2 = \vec{M}^2 - m_z^2 = I \hbar^2$$

Onda nisbi fluktuasiyasının qiyməti:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\sqrt{I \hbar^2}}{I \hbar} = \frac{1}{\sqrt{I}}$$

olar. Deməli momentin, o cümlədən də spin momentinin qiyməti nə qədər kiçik olarsa (I -nin kiçik qiymətləri) fluktuasiya bir o qədər böyük olar.

Spinin başqa bir xüsusiyyəti də ondan ibarətdir ki, spin vektoru sistemin (və ya mikrozərrəciyin) yönəlməsini xarakterizə edən yeganə vektordur (bu müddəə kvant nəzəriyyəsində əsaslı isbat olunur). Onda spin vektorunun yönəlməsində fluktuasiya olduğundan, nüvəni müəyyən istiqamətdə tam yönəltmək mümkün deyildir. Spini sıfır olan nüvənin (və ya zərrəciyin) isə heç bir istiqamətdə yönəlməsindən söhbət gedə bilməz. Əgər nüvəni xarakterizə edən, başqa bir \vec{A} vektoru varsa, onda həmin vektor spin vektoru ilə

$$\vec{A} = k \vec{I} \quad (2.5)$$

şəklində ifadə olunmalıdır, burada k əmsalı \vec{A} vektorunu xarakterizə edən bir sabitdir.

Sonralar müxtəlif üsullarla nüvələrin spin mexaniki (\vec{I}) və maqnit ($\vec{\mu}_1$) momentləri təyin edilmişdir. Əvvəllər tətbiq olunan üsullarda optik spektrlərin ifrat incə quruluşu tədqiq edilirdi. Müasir üsullar isə radiospektroskopiyaya qurğusunun köməyi ilə nüvələrin maqnit momentlərinin xarici maqnit sahəsilə qarşılıqlı təsirinin öyrənilməsi ilə əlaqədardır. Həmin üsullardan istifadə etdikdə, nüvənin $\vec{\mu}_1$ maqnit momenti eyni vaxtda həm atom elektronlarının nüvədə yaratdığı maqnit sahəsinin \vec{H}_e intensivliyi, həm də xarici maqnit sahəsinin \vec{H} intensivliyi ilə qarşılıqlı təsirdə olur və uyğun qarşılıqlı təsir enerjisi:

$$U = -\vec{\mu}_1 (\vec{H}_e + \vec{H}) \quad (2.6)$$

kimi yazılır. Bu halda xarici maqnit sahəsi bircinsli, qeyri-bircinsli və yüksək tezliklə dəyişən sahə ola bilər.

Yaşama müddəti çox kiçik olan qeyri-stabil izotopların və həyəcanlanma halında olan nüvələrin spin momentləri isə nüvə spektroskopiyasının köməyi ilə və ya nüvə reaksiyalarından, hərəkət miqdarı momentinin saxlanması qanununa əsasən təyin edilir (bax F.IV, §.4).

İndi də nüvənin spininin və maqnit momentinin təyin edilməsinin bir neçə üsulunu nəzərdən keçirək.

a) İfrat incə quruluşun tədqiqi

Bu üsul ilk əvvəl tətbiq olunan üsul olub, ifrat incə quruluş xətlərinin tədqiqinə əsasən aşağıdakı üç yolla nüvənin spinini təyin etməyə imkan verir:

- 1) İfrat incə quruluş xətlərinin tam sayının müəyyən edilməsi.
- 2) Xətlər arasındakı enerji (və ya tezlik) intervallarının ölçülməsi.
- 3) Xətlərin intensivliklərinin müqayisə edilməsi.

Nüvənin $\vec{\mu}_1$ maqnit momentilə atom elektronlarının nüvə sahəsində yaratdıqları maqnit

sahəsinin orta \vec{H}_e intensivliyi arasındakı U qarşılıqlı təsir enerjisini araşdırmaqla həmin üsulları asan başa düşmək olar. Bunun üçün U enerjisinin:

$$U = -\bar{\mu}_1 \vec{H}_e$$

ifadəsini yazıb, $\bar{\mu}_1$, \vec{H}_e kəmiyyətləri ilə nüvə spin momenti \vec{I} , atom elektronlarının tam momenti $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ (\vec{L} və \vec{S} uyğun olaraq elektronların tam orbital və tam spin momentləridir) və atomun tam momenti $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ arasında əlaqə yaratmaq lazımdır.

Spin mexaniki momentinin göstərilən (2.5) xassəsinə uyğun olaraq maqnit sahəsinin \vec{H}_e intensivliyi elektronların tam momenti \vec{J} ilə mütənasib olmalıdır:

$$\vec{H}_e \sim \vec{J}$$

Mütənasiblik əmsalı daxil etməklə \vec{H}_e vektorunun \vec{J} ilə əlaqəsini:

$$\vec{H}_e = -a \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|}$$

şəklində yazmaq olar. Burada a - elektronların nüvədə yaratdığı maqnit sahəsinin mütləq qiymətini göstərən sabit olub, kvant mexanikasına görə hesablanı bilər.

Bunun kimi də nüvənin $\bar{\mu}_1$ maqnit momenti vektorunun \vec{I} spin momenti ilə əlaqəsi:

$$\bar{\mu}_1 = \mu \frac{\vec{I}}{|\vec{I}|}$$

şəklində göstərilə bilər.

\vec{H}_e və $\bar{\mu}_1$ vektorlarının qiymətlərini yerinə yazsaq:

$$U = \mu a \frac{\vec{J} \cdot \vec{I}}{|\vec{J}| |\vec{I}|}$$

alırıq. $\vec{J} \cdot \vec{I}$ skalyar hasilini aşağıdakı münasibətdən tapmaq olar:

$$\vec{F}^2 = (\vec{J} + \vec{I})^2 = \vec{J}^2 + \vec{I}^2 + 2\vec{J} \cdot \vec{I}$$

$$\vec{J} \cdot \vec{I} = \frac{1}{2} (\vec{F}^2 - \vec{J}^2 - \vec{I}^2) = \frac{\hbar^2}{2} [F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)]$$

digər tərəfdən:

$$|\vec{J} \cdot \vec{I}| = \hbar^2 \sqrt{J(J+1)I(I+1)}$$

olduğunu nəzərə alsaq:

$$U = \frac{\mu a}{2} \frac{[F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)]}{\sqrt{J(J+1)I(I+1)}} \quad (2.7)$$

yazmaq olar, burada F kvant ədədi $I < J$ olduqda $2I+1$ sayda və $I > J$ olduqda $2J+1$ sayda qiymət alır.

Bu düsturu təhlil etməklə yuxarıda göstərilən üç qayda ilə nüvənin spinini təyin etmək olar.

1) $I < J$ olduqda ifrat incə quruluş xətlərinin sayı $2I+1$ olar. Yəni, xətlərin tam sayını bilməklə nüvənin spinini hesablamaq mümkündür.

2) $I > J$ olarsa, onda nüvənin spini intervallar üsulu adlanan ikinci qayda ilə təyin edilə bilər. Bu halda verilmiş spektral xəttin bütün ifrat incə quruluş xətləri üçün J və I eynidir. Məsələn, iki F və (F-1) halları üçün enerjilərin fərqi:

$$\Delta U = a\mu \frac{F}{\sqrt{J(J+1)I(I+1)}}$$

olar. Onda müxtəlif qonşu səviyyələr arasındakı enerji intervallarının nisbəti (ΔU_1 ; ΔU_2 ; $\Delta U_3, \dots$) aşağıdakı kimi alınır:

$$F:(F-1):(F-2): \dots = (J+I):(J+I-1):(J+I-2): \dots$$

Deməli, enerji intervallarının nisbətini təyin etməklə nüvənin spinini hesablamaq olar.

3) Bəzi hallarda nüvənin spinini nə birinci, nə də ikinci qayda ilə təyin etmək mümkün olmur. Buna misal olaraq natriumun dublet xətlərinin $3^2S_{1/2}$ və $3^2P_{1/2}$ keçidinə uyğun $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$ və $3^2S_{1/2}$ və $3^2P_{3/2}$ keçidinə uyğun $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$ xətləri ifrat incə quruluşunu göstərmək olar. Hər iki incə quruluş xətti öz növbəsində dalğa uzunluqları fərqi $\Delta\lambda_1 = 0,021 \text{ \AA}$ və $\Delta\lambda_2 = 0,023 \text{ \AA}$ olan ifrat incə quruluş xətlərinə parçalanır. Hər iki halda ifrat incə quruluşa səbəb $3^2S_{1/2}$ terminin parçalanmasıdır (bu term nüvəyə daha yaxındır və $3^2P_{1/2}$; $3^2P_{3/2}$ termlərinin parçalanması çox kiçik olduğu üçün nəzərə alınmır).

Deməli parçalanma xətlərinin sayı ikiyə bərabər olduğundan, bu halda nə birinci, nə də ikinci qayda yaramır. Birinci qayda ona görə yaramır ki, $I > J$ olur və ikinci qayda ona görə yaramır ki, yalnız bir ΔU intervalı vardır.

Belə hallarda nüvənin spinini ifrat incə quruluş xətlərinin intensivliklərinə görə təyin etmək olar. Xətlərin intensivliyi isə xarici maqnit sahəsindəki parçalanmaların $2F+1$ sayına mütənasibdir.

Baxılan misalda $J = 1/2$ olduğundan F ədədi $F_1 = I + 1/2$ və $F_2 = I - 1/2$ qiymətlərini alır. Onda xətlərin intensivliklərinin nisbəti:

$$\frac{2F_1 + 1}{2F_2 + 1} = \frac{I + 1}{I}$$

kimi olar.

Təcrübədə bu nisbət 1,59 alınmışdır. Buna spinin iki qiyməti: $I = \frac{3}{2}$, $\left(\frac{I+1}{I} = 1,67\right)$ və $I = 2\left(\frac{I+1}{I} = 1,5\right)$ uyğun gəlir. Lakin ${}_{11}\text{Na}^{23}$ nüvəsi tək-cüt nüvə olduğu üçün $I=2$ qiyməti atılmalıdır (belə nüvələr üçün spin tam yarım olmalıdır).

Spinin təyin edilməsində bu üçüncü üsul əvvəlki iki üsula nisbətən kobud üsuldur və yalnız əlavə məlumat almaq üçün istifadə olunur.

(2.8) düsturundan istifadə edərək, ifrat incə quruluş xətləri arasında enerji intervalını ölçməklə nüvənin μ maqnit momentinin mütləq qiymətini də tapmaq olar. Bunun üçün isə a əmsalı məlum olmalıdır. Lakin bu əmsal yalnız bir neçə sadə atomlar üçün nisbətən düzgün hesablamaq mümkündür və alınan qiymət 10^{-2} Tl tərtibində olur.

Ümumiyyətlə, a əmsalının hesablanan qiymətlərindəki xəta 10%-dən kiçik olmadığı üçün, bu üsulla tapılan μ maqnit momentinin qiyməti də dəqiq olmur. Lakin bu üsulla parçalanma səviyyələrinin vəziyyətinə görə maqnit momentinin işarəsini təyin etmək mümkündür. Məsələn, məlumdur ki, hidrogenəbənzər atomlar üçün μ müsbət olduqda F ədədi böyük olan səviyyə yuxarıda yerləşir.

Hal-hazırda Messbauer effekti vasitəsilə nüvə səviyyələrinin ifrat incə quruluşu dəqiq ölçülür və nüvənin maqnit momentini bilməklə atomun daxili maqnit sahəsinin qiyməti təyin edilir.

b) Zeyeman və Paşen-Bak effektləri

Bu üsulla (2.6) düsturunda verilən xarici \vec{H} maqnit sahəsi bircinsli sahədir. Onda \vec{H}_e və \vec{H} sahələrinin müqayisəsindən üç halı qeyd etmək olar: güclü sahə, zəif sahə və orta sahə. Bunlardan birinci iki halı bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək.

Güclü \vec{H} sahəsi dedikdə elə sahə nəzərdə tutulur ki, onun elektron örtüyü ilə qarşılıqlı təsir enerjisi, elektron sahəsinin nüvə maqnit momentilə qarşılıqlı təsir enerjisinə nəzərən çox böyük olsun, yəni:

$$\vec{\mu}_J \vec{H} \gg \vec{\mu}_I \vec{H}_e$$

burada $\vec{\mu}_J$ atomun elektron örtüyünün yaratdığı maqnit momentidir.

Uyğun olaraq zəif \vec{H} sahəsi dedikdə aşağıdakı münasibəti ödəyən sahə nəzərdə tutulur:

$$\vec{\mu}_J \vec{H} \ll \vec{\mu}_I \vec{H}_e$$

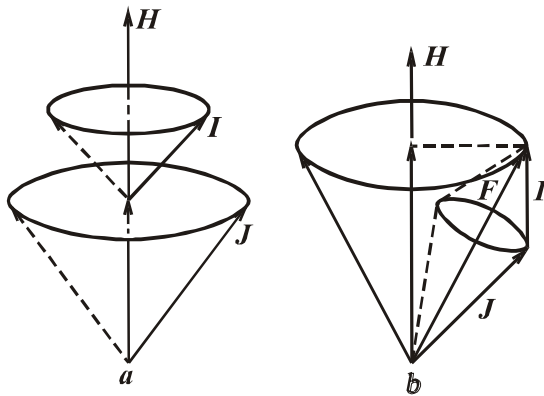
Lakin $\frac{|\bar{\mu}_I|}{|\bar{\mu}_J|} = 10^{-3}$ və $|\bar{H}_e| = 10^{-9} \div 10^{-10} \text{ Tl}$ olduğunu nəzərə alsaq, güclü sahə üçün: $H \gg 10^{-1} \text{ Tl}$

və zəif sahə üçün: $H \ll 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ Tl}$ alınır.

Birinci halda (güclü sahə) elektronların maqnit sahəsilə nüvənin maqnit momenti arasındakı əlaqə pozulur, elektron örtüyü və nüvə maqnit momenti öz məxsusi \vec{J} və \vec{I} momentlərinə uyğun olaraq xarici \vec{H} sahəsinə nəzərən bir-birindən asılı olmayaraq yönəlir (şəkil 2.8 a). Bu hal Paşen-Bak effekti adlanır.

Onda \vec{J} və \vec{I} momentlərinin \vec{H} sahəsi üzrə proyeksiyalarına uyğun qarşılıqlı təsir enerjiləri aşağıdakı kimi göstərilər:

$$U_J = -\bar{\mu}_J \vec{H} = -\frac{\mu_J}{|\vec{J}|} \vec{J} \vec{H} = -\frac{\mu_J H}{|\vec{J}|} J_z; \quad U_I = -\bar{\mu}_I \vec{H} = -\frac{\mu_I H}{|\vec{I}|} I_z.$$



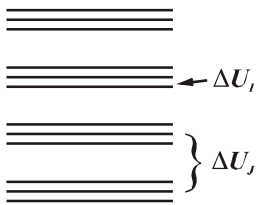
Şəkil 2.8

Burada I_z və J_z uyğun olaraq \vec{H} sahəsi istiqamətində elektronların yekun maqnit momentinin və nüvənin spin maqnit momentinin proyeksiyalarını təyin edən kvant ədədləridir ($J_z = J, J-1, \dots, -J$ $I_z = I, I-1, \dots, -I$)

Ardıcıl proyeksiya qiymətlərinə uyğun olan enerjilər fərqi:

$$\Delta U_J = \frac{\mu_J H}{|\vec{J}|} \quad \text{və} \quad \Delta U_I = \frac{\mu_I H}{|\vec{I}|}$$

olar. Lakin $\mu_J \gg \mu_I$ olduğundan, hər bir \vec{J} yönəlməsinə qarşı $2I+1$ sayda yaxın yerləşmiş alt səviyyələr alınır (bax şəkil 2.9). Deməli, alt səviyyələrin $2I+1$ sayına görə nüvənin spinini təyin etmək olar.



Şəkil 2.9

İkinci halda (zəif sahə) xarici \vec{H} sahəsi \vec{J} və \vec{I} vektorları arasındakı əlaqəni poza bilmir və yekun $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ vektorunun həmin sahə ətrafında müxtəlif vəziyyətlərdə yönəlməsi alınır (yönəlmələrin sayı $2F+1$ olar). Bu hadisə Zeyeman effekti adlanır. Onda F vektorunun proyeksiyalarının tam sayını tapmaq üçün F kvant ədədinin hər bir qiymətinə uyğun olan proyeksiyaların sayını ($2F+1$) onun aldığı bütün qiymətlər üzrə ($F=J+I, J+I-1, \dots, J-I$) cəmlənmək lazımdır, yəni müxtəlif halların sayı:

$$\sum_{|J-I|}^{J+I} (2F_i + 1) = (2J + 1)(2I + 1)$$

olar.

Deməli, parçalanmaların tam sayına görə, \vec{J} momentini bilməklə nüvənin \vec{I} spinini təyin etmək olar.

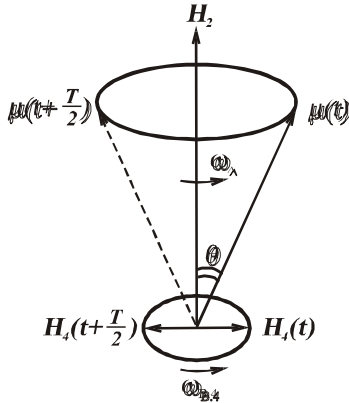
c) Nüvə maqnit rezonansı

Nüvə maqnit rezonansı üsulu radiotezlikli zəif maqnit sahəsi vasitəsilə rezonans alınmasına əsaslanır. Bu üsul nüvələrin maqnit momentinin təyini üçün tətbiq olunan ən dəqiq üsullardan biridir.

Əvvəlcə, nüvə maqnit rezonansı üsulunun klassik izahına baxaq. Fərz edək ki, maqnit momenti $\bar{\mu}_I$ olan nüvələrdən təşkil olunmuş hər hansı nümunə xarici sabit və güclü \vec{H} maqnit sahəsində yerləşdirilmişdir. Onda maqnit momentinin həmin sahə ilə qarşılıqlı təsiri birincinin ikinci ətrafında müəyyən ω_L (Larmor tezliyi) tezliylə presessiya hərəkətinə gətirir. Əgər \vec{H} sahəsinə

perpendikulyar istiqamətdə, müəyyən ω tezlikli və presessiya istiqamətində dəyişən zəif \vec{H}_1 sahəsi tətbiq etsək (şəkil 2.10), həmin sahənin təsiri ilə $\vec{\mu}_1$ momenti öz istiqamətini dəyişməyə çalışacaqlar (bu halda ϑ bucağı arta və ya azala bilər).

\vec{H}_1 sahəsinin dəyişmə tezliyi ω_L presessiya tezliyinə bərabər olduqda ($\omega = \omega_L$) bu effekt maksimum olar (rezonans halı) və nüvə maqnit momenti öz istiqamətini tərsinə dəyişə bilər. Lakin bu dəyişmə \vec{H}_1 sahəsində müəyyən qədər enerji udulması nəticəsində baş verir ki, bunu təcrübədə qeyd etmək olar.



Şəkil 2.10

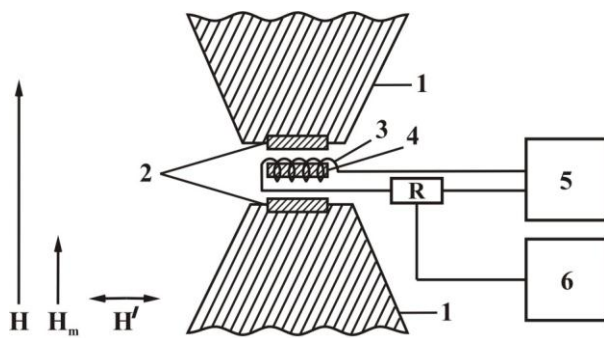
Deməli, rezonans halını almaqla tezliyin $\omega = \omega_L$ qiymətinə görə nüvənin $\vec{\mu}_1$ maqnit momentinin qiymətini təyin etmək olar. Lakin bu halda əsas çətinlik nüvənin maqnit momentinin ondan təqribən üç tərtib böyük olan elektronun maqnit momenti fonunda təyin edilməsidir. Ona görə də elə şərait yaratmaq lazım gəlir ki, elektronun maqnit momentini aradan çıxarmaq mümkün olsun, yəni təmiz nüvə maqnit momenti qalsın. Bu məqsədlə təcrübələrdə atomlardan deyil, elektronlarının spinləri (maqnit momentləri) kompensasiya edilmiş molekulardan istifadə olunur. Məsələn, protonun maqnit momentini H_2 molekulunda, Li^6 və Li^7 izotoplarının maqnit momentlərini LiCl, LiBr, LiJ və s. molekularda ölçürlər.

Göstərmək olar ki, güclü hesab olunan xarici maqnit sahəsi tərtibində ($H > 1$ te) ω_L tezliyi çox da böyük olmayan radiotezliklər

oblastına düşür.

Maqnit rezonans üsulunu izah etmək üçün (şəkil 2.10) göstərilən fırlanan \vec{H}_1 sahəsi təsvir edilməsinə baxmayaraq, təcrübədə fırlanan deyil, ν tezliylə rəqs edən (ossilyasiya edən) sahə almaq mümkündür. Lakin belə sahə yuxarıdakı mühakiməni heç də dəyişmir. Belə ki, rəqs edən sahəni bir-birinin əksi istiqamətdə fırlanan iki sahəyə ayırmaq olar. Bu halda ω_L Larmor tezliyi istiqamətində fırlanan sahə yuxarıda göstərilən effekte gətirir. Larmor tezliyinin əks istiqamətində fırlanan sahənin təsiri ilə $\vec{\mu}_1$ maqnit momentinin bu və əks istiqamətdə dönməsi bir-birini kompensə edir. Yəni fırlanmanın bir yarımperiodunda ϑ bucağı artırsa, o biri yarımperiodda azalır və beləliklə bucağın orta dəyişməsi sıfır olar.

Rezonans effektinə görə nüvənin maqnit momentinin təyini üçün müxtəlif variantlarda istifadə edilən qurğulardan birini təsvir edək. Şəkil 2.11-də belə qurğunun sxeması göstərilir. Nüvə maqnit momenti $\vec{\mu}_1$ olan nümunə (3) bir-birinə perpendikulyar yönəlmiş güclü sabit və bircinsli \vec{H} və



Şəkil 2.11

yüksək tezliklə dəyişən zəif \vec{H}_1 maqnit sahələrində yerləşdirilir.

\vec{H} və \vec{H}_1 sahələri uyğun olaraq müstəvi paralel və hamarlanmış səthli qütbləri olan elektromaqnit (1) və yüksək tezlikli dəyişən cərəyan generatoru (5) vasitəsilə yaradılır. Güclü \vec{H} sahəsində nüvənin maqnit momentinin aldığı enerji $U = -\vec{\mu}_1 \vec{H}$ münasibəti ilə verilir.

Yüksək tezlikli \vec{H}_1 sahəsi olmadıqda, termodinamik tarazlıq halında nüvələrin çoxu:

$$U_0 = \frac{\vec{\mu}_1 \cdot (\vec{H}_1)}{|\vec{H}_1|} = \frac{\mu_1 H_1}{|\vec{H}_1|} I$$

enerjisi ilə verilən aşağı enerji səviyyəsində olurlar. Bu halda enerjisi:

$$U_1 = \frac{\mu_1 \vec{H}}{|\vec{I}|} (I-1)$$

ilə verilən birinci səviyyəyə keçmək üçün bunların fərqi qədər enerji tələb olunur:

$$\Delta E = \frac{\mu_1 \vec{H}}{|\vec{I}|} \quad (2.8)$$

Kvant mexanikasına əsasən bu enerjiyə:

$$\omega_L = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\mu_1 \vec{H}}{\hbar |\vec{I}|}$$

tezliyi uyğun gəlir. Ona görə də \vec{H}_1 sahəsi tətbiq etdikdə və bu sahənin dəyişmə tezliyi $\omega_r = \omega_L$ olduqda nüvə spinlərinin (2.8) bərabər enerji udması və istiqamətlərinin dəyişməsi baş verir. Bu effekt nümunənin çox sayda nüvələrinə aid olduğundan, belə alınır ki, rezonans halında nümunə özü enerji udur. Lakin bu effekti bir dəfə alınmaqla müşahidə etmək çətindir. Ona görə də \vec{H} sahəsinə paralel nisbətən zəif və alçaq tezlikli (~ 50 hs) modullayıcı H_2 maqnit sahəsi (2) daxil edirlər. Bu sahənin qiyməti:

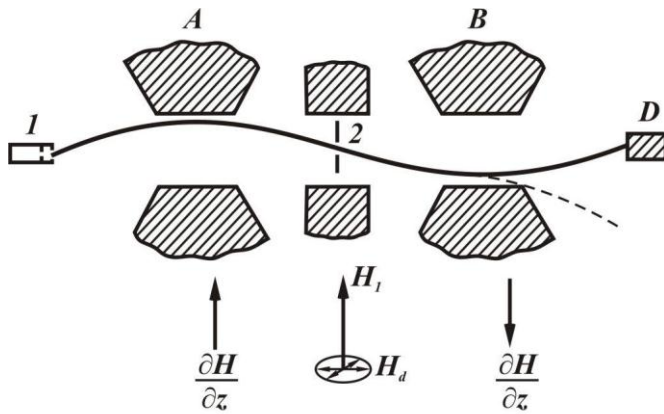
$$H_2(t) = H_0 \sin \omega_0 t$$

kimi dəyişir, burada ω_0 alçaq tezlikdir. Onda \vec{H} sahəsi \vec{H}_2 ilə toplanaraq rezonans effektini periodik olaraq (~ 50 hs tezliklə) təkrar edir. Rezonanslar arasındakı müddətdə relaksasiya proseslərinə görə sistem əsas hala qayıda bilir və beləliklə hər periodda enerji udulması baş verir. Enerji udulması faktını isə R müqavimətindən alınan siqnalla 6 ossilloqrafında müşahidə etmək olar.

Ossilloqrafda alınan xarakterik udulma siqnalına görə generatorun ω_r rezonans tezliyi müəyyən edilir və nüvənin spin momentinin qiymətini bilərək (2.8) münasibətindən μ_1 maqnit momenti hesablanır. Bu üsulun dəqiqliyi güclü \vec{H} sahəsinin və ω_r rezonans tezliyinin dəqiq təyin edilməsindən asılıdır. Bu kəmiyyətlərin isə böyük dəqiqliklə təyin edilməsi üsulları vardır. Ona görə də radiotezlikli rezonans üsullarında nüvə maqnit momentinin təyin edilməsi yüksək dəqiqliklə olur (altı rəqəmə qədər). Məsələn, bu üsulla protonun maqnit momenti üçün: $\mu_p = 2,79278 \mu_B$ qiyməti alınmışdır.

ç) Rabi maqnit rezonans üsulu

Yuxarıda təsvir edilən nüvə maqnit rezonansı üsulu ilə neytronların maqnit momentini ölçmək olmaz. Çünki neytronların ancaq müəyyən selini (dəstəsini) alırlar, neytronlardan təşkil olunmuş nümunə hazırlamaq mümkün deyildir.



Şəkil 2.12

Rabi tərəfindən radiotezlikli maqnit rezonans üsullunun xüsusi variantı verilmişdir ki, həmin üsulla nüvələrin və eləcə də neytronların maqnit momentini dəqiq təyin etmək mümkündür. Bu üsulun ideyası aşağıdakıdan ibarətdir. Neytronlar seli və ya molekulyar dəstə 1 yarığından çıxaraq (şəkil 2.12) qeyri-bircins A maqnit sahəsinə düşür.

Bu sahədə dəstənin maqnit momenti $\vec{\mu}$ olan hər bir hissəciyinə qiyməti:

$$F_A = \mu_z \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_A$$

olan qüvvə təsir edir, burada μ_z maqnit momentinin z oxu üzrə proyeksiyasıdır.

Bu sahədə hissəciklər dəstəsi qalın xətlə göstərilən əyri xətlə trayektoriya cızır. Sonra 2 yarığından keçərək hissəciklər dəstəsi tamamilə A sahəsinin eyni olan, yalnız $\frac{\partial H}{\partial z}$ qeyri-bircinslilik gradientinin istiqamətilə fərqlənən B maqnit sahəsinə daxil olur. Bu sahədə hissəciyə qiyməti:

$$F_B = \mu_z \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_B$$

olan əks istiqamətdə qüvvə təsir edir. Əgər μ_z qiyməti A və B maqnitləri arasındakı fəzada heç bir dəyişikliyə uğramırsa, onda hissəciklərin F_A və F_B qüvvələri təsirlə meyilləri bir-birini kompensasiya edər və hissəciklər seli D detektoruna dəyişmədən (sahələr olmadığı hal kimi) düşər. İndi əgər A və B maqnitləri arasında əvvəlki üsulda təsvir edilən güclü sabit \vec{H} və yüksək tezliklə dəyişən zəif \vec{H}_1 maqnit sahələrinin kombinasiyasını daxil etsək, rezonans halında nüvənin (və ya neytronun) spini öz istiqamətini dəyişər (dönər), F_A və F_B qüvvələrinin istiqaməti eyni olar, deməli hissəciklər şəkildə göstərilən qırıq xətlər üzrə hərəkət edərək detektora düşməzlər. Onda detektorda hissəciklərin sayının minimum qiymətinə uyğun ω_L rezonans tezliyini təyin etmək olar. Bu üsulla neytronun maqnit momenti üçün: $\mu_n = -1,9131 \mu_B$ qiyməti alınmışdır.

Rabi üsulu ilə hətta neytral qeyri-stabil hissəcik olan Λ -hiperonun (yaşama müddəti təqribən 10^{-10} san) maqnit momenti ölçülmüş və $-0,73 \mu_B$ qiyməti alınmışdır.

d) Nüvələrin maqnit momentləri. Alınan nəticələrin araşdırılması

Cədvəl 2.2-də nuklonların və bir sıra nüvələrin spinləri və maqnit momentlərinin təqribi qiymətləri göstərilmişdir.

Cədvəl 2.2

Nüvə	$I(\hbar)$	$\mu(\mu_B)$	Nüvə	$I(\hbar)$	$\mu(\mu_B)$	Nüvə	$I(\hbar)$	$\mu(\mu_B)$
n	1/2	-1,91	${}_3\text{Li}^6$	1	+0,82	${}_7\text{N}^{14}$	1	+0,4
p	1/2	+2,79	${}_3\text{Li}^7$	3/2	+3,3	${}_7\text{N}^{15}$	1/2	-0,28
${}_1\text{H}^2$	1	+0,86	${}_4\text{Be}^9$	3/2	-1,2	${}_8\text{O}^{16}$	0	0
${}_1\text{H}^3$	1/2	+3	${}_5\text{B}^{10}$	3	+1,8	${}_8\text{O}^{17}$	5/2	-1,9
${}_2\text{H}_e^3$	1/2	-2,1	${}_6\text{C}^{12}$	0	0	${}_{17}\text{Cl}^{36}$	2	+1,3
${}_2\text{H}_e^4$	0	0	${}_6\text{C}^{13}$	1/2	+0,7	${}_{49}\text{In}^{115}$	9/2	+5,5

Əvvəlcə nuklonların spin və maqnit momentləri üçün alınan təcrübi qiymətlərin təhlilinə keçək. Neytron və protonlar eyni spin qiymətinə (1/2) və tamamilə müxtəlif maqnit momentlərinə malikdir, yəni:

$$\mu_p \approx 2,79 \mu_B \text{ və } \mu_n \approx -1,91 \mu_B$$

Nuklonların spinləri 1/2 olduğundan onların məxsusi maqnit və mexaniki momentləri arasında atom fizikasında elektron üçün göstərilən ifadəyə oxşar münasibət yazmaq olar:

$$\mu_s = \gamma_s S$$

burada γ_s - qiromaqnit əmsal adlanır. Bu əmsal \hbar vahidlərilə verilən spin mexaniki momentlə μ_B nüvə maqnetonları vahidləri ilə verilmiş spin maqnit momenti arasında əlaqə yaradır. Onda:

$$\mu_p = 2s \cdot 2,79; \mu_p \approx 5,58 s \mu_B$$

$$\mu_n = -2s \cdot 1,91; \mu_n \approx -3,82 s \mu_B$$

buradan: $(\gamma_s)_p = 5,58$ və $(\gamma_s)_n = -3,82$ yazmaq olar.

Protonun maqnit momentinin təcrübi qiymətinin bir nüvə maqnetonundan (nəzəriyyəyə görə) əsaslı fərqlənməsi və eləcə də yüksüz zərrəcik olan neytronun sıfırdan fərqli mənfi maqnit momentinə malik olması anomal hallar hesab olunurdu. Bu faktların səbəbi hələ indiyədək tam

aydınlaşdırılmamışdır. Lakin bu məqsədlə (anomal qiymətləri əsaslandırmaq üçün) bir sıra fərziyyələr irəli sürülmüşdür. Bunlardan aşağıdakı mülahizəni göstərmək maraqlıdır.

Fərz olunur ki, zamanın bir hissəsində nuklonlar hər hansı mürəkkəb quruluşda, zamanın digər hissəsində isə sadə nuklon halında olurlar. Məsələn, neytron mürəkkəb quruluş halında mərkəzi müsbət nüvədən (təmiz protonlar) və onun ətrafında yerləşən eyni miqdar mənfi yüklər bulundundan ibarət olur. Bu mürəkkəb sistem öz oxu ətrafında "fırlanaraq" yekun mənfi maqnit momentinə malik olmalıdır. Eynilə də, mürəkkəb proton sisteminə ("təmiz" neytron ətrafında) kənar müsbət yüklər buludu götürməklə protonun anomal maqnit momentini izah etmək olar. Proton və neytronun maqnit momentlərinin Dirakin aldığı nəzəri qiymətlərdən ($\mu_p^n = 1 \mu_B$; $\mu_n^n = 0$) təqribən eyni ədəd qədər fərqlənməsi ($\Delta\mu_p = \mu_p - \mu_p^n = 1,79 \mu_B$, $\Delta\mu_n = \mu_n \approx -1,91 \mu_B$ və $|\Delta\mu_p| \approx |\Delta\mu_n|$) fərz edilən kənar yüklərin eyni təbiətli olduğunu göstərir.

Axır vaxtlar nüvə qüvvələrinin təbiətinin və nuklonların quruluşunun öyrənilməsi neytron və proton üçün həmin fərziyyənin inandırıcı olduğunu sübut edir. Buna əsasən belə bir nəticə çıxarmaq olur ki, nuklonlar arası kəsilmədən buraxılan və udulan π - mezonlar buludu ("kürkü") ilə əhatə olunmuşlar. Onda fərz etmək olar ki, məsələn, neytron zamanın τ hissəsində vahid maqnit momentinə malik "təmiz" proton (p_0) və onun ətrafında "fırlanan" mənfi π - mezondan ibarət mürəkkəb sistem ($n=p_0+\pi^-$) və $(1-\tau)$ hissəsində isə maqnit momenti sıfır olan "təmiz" neytron (n) şəklində mövcud olur. Bu halda neytronun maqnit momenti aşağıdakı kimi hesablanı bilər:

$$\mu_n = \tau(\mu_p^n + \mu_{\pi^-}) + (1-\tau)\mu_n^n = \tau(1 - \mu_{\pi^-})\mu_B \quad (2.9)$$

burada μ_{π^-} - mezonun orbital hərəkətindən alınan maqnit momentidir.

Eyni mülahizəni proton üçün yürütsək, yəni zamanın τ müddətində proton mürəkkəb $p=n_0+\pi^+$ sistem, $(1-\tau)$ hissəsində "təmiz" p_0 proton şəklində olarsa, onda protonun maqnit momenti belə hesablanır:

$$\mu_p = \tau(\mu_n^n + \mu_{\pi^+}) + (1-\tau)\mu_p^n = \tau(\mu_{\pi^+} - \mu_B)\mu_B \quad (2.10)$$

Mezonun orbital maqnit momenti üçün $\mu_{\pi} \approx 7 \mu_B$ qəbul etsək ($l = 1$ üçün π - mezonun orbital momenti $\mu_{\pi} = \frac{m_p}{m_{\pi}} \mu_B \approx 7\mu_B$ olar) və (2.10) ifadəsini maqnit momentinin eksperimental qiymətinə bərabər etsək:

$$(1 + 6\tau) \mu_B = 2,79 \mu_B$$

onda $\tau \approx 0,3$ alarıq. Yəni bu o deməkdir ki, 30 % ehtimalla nuklon mürəkkəb sistem şəklində və 70 % "təmiz" nuklon şəklində mövcud olur. τ nisbi zamanının, bu qiymətini (2.9) ifadəsində yerinə yazmaqda neytronun maqnit momentini hesablamaq olar:

$$\mu_n = (\mu_p - \mu_{\pi^-}) 0,3 \approx -1,8 \mu_B$$

Bu qiymət isə eksperimental qiymətə ($-1,91 \mu_B$) yaxındır.

İndi də nüvələrin cədvəl (2.2) göstərilən spin və maqnit momentlərini nəzərdən keçirək.

Həmin qiymətlərə əsasən demək olar ki, proton və neytronlar nüvədə elə yerləşirlər ki, onların spinləri və maqnit momentləri qarşılıqlı olaraq bir-birini kompensasiya edir. Doğrudan da, nüvənin spinini $9/2$ qiymətindən böyük olmur. Halbuki, əgər nuklonların spinləri nüvədə paralel yönəlsəydi və cəbri toplansaydı onda nüvənin spinini $A/2$ olardı. Bu mülahizəni nüvə maqnit momentlərinə də aid etmək olar.

Spinlərin və maqnit momentlərinin kompensasiya olunmasını daha əyani olaraq: ${}_1H^2$, ${}_1H^3$, ${}_2He^3$ və ${}_2He^4$ yüngül nüvələri üçün yoxlamaq olar. Bir proton və bir neytrondan təşkil olunmuş ən sadə nüvə - (${}_1H^2$) deyton nüvəsidir. Bu nüvənin spinini ($1 \hbar$) və maqnit momenti ($0,86 \mu_B$) neytron və protonun spin və maqnit momentlərinin toplanmasından alınır. Bu onu göstərir ki, deyton nüvəsində proton və neytronun spinləri paralel yönəlmişdir və ancaq bu halda bağlı sistem - deyton nüvəsi alınır. Proton və neytronun spinləri bir-birinin əks istiqamətində yönəlmiş sistem dayanıqlı deyil və belə nüvə mövcud olmur. Bu, nuklonlar arasındakı nüvə qüvvələrinin spindən asılılığını göstərir (daha ətraflı bax F.V, §.2).

Spinlərin kompensasiyası effekti ${}_1\text{H}^3$ və ${}_2\text{He}^3$ nüvələrində özünü göstərir. Bunların hər birinin spin ($1/2 \hbar$) və maqnit momentlərinin qiymətlərini uyğun olaraq $\mu({}_1\text{H}^3) \approx 3 \mu_B$ və $\mu({}_1\text{He}^3) \approx -2,1 \mu_B$ (hər nüvədə eyni adlı nuklonların spinlərinin və maqnit momentlərinin bir-birini kompensasiya etməsi ilə izah etmək olar). Doğrudan da, ${}_1\text{H}^3$ nüvəsinin spin və maqnit momenti tək protonun, ${}_2\text{He}^3$ nüvəsininki isə tək neytronun spin və maqnit momentlərinə yaxın olur.

Spin və maqnit momentlərinin kompensasiya olunması daha əyani olaraq ${}_2\text{He}^4$ nüvəsində görmək olar. Bu nüvədə bir cüt protonlar və bir cüt neytronların momentləri kompensasiya olunduğundan nüvənin spini və maqnit momenti sıfır olur.

Spinlərin və maqnit momentlərinin kompensasiya edilməsi təkcə ${}_2\text{He}^4$ nüvəsində deyil, bütün cüt-cüt nüvələrə aiddir. Heç bir müstəsnaqlıq olmadan, belə nüvələrin spin və maqnit momentləri sıfır olur ($I=0, \mu=0$).

Bunlardan əlavə bütün cüt nüvələrin (A - cütdür) spinləri tam, tək nüvələrin (A - təkdir) spinləri isə tam yarım olur.

§ 5. Cütlük. Cütlüyün saxlanma qanunu

Kvant mexanikasında mikrozərrəciyin (və ya mikrozərrəciklər sisteminin) halı müəyyən ψ dalğa funksiyası ilə təsvir olunur. Nüvə fizikasında (eləcə də elementar zərrəciklər fizikasında) bu funksiyanın cütlük deyilən xassəsindən istifadə edilir. Klassik fizikada cütlüyə oxşar anlayış yoxdur. Cütlük zərrəcik və ya zərrəciklər sisteminin dalğa funksiyasının güzgü əksolmada (yəni bütün dekart koordinatlarının işarəsini dəyişdikdə) və ya sağ sistemdən sol sistemə keçdikdə dəyişməsinə göstərən anlayışdır. Başqa sözlə desək, cütlük nüvələrin və ya istənilən fiziki sistemlərin güzgü əksolmaya qarşı simmetriyasını göstərir. Bu anlayışın əsas mahiyyəti cütlüyün saxlanması qanunu ilə müəyyən edilir. Yəni sistem güzgü əksolmaya qarşı əvvəlcə malik olduğu simmetriyasını bütün sonrakı vaxtlarda da saxlayır. Bu qanun bütün elektromaqnit və nüvə qarşılıqlı təsirlərində ödənilir. Zəif qarşılıqlı təsirlərdə cütlüyün saxlanması qanununun pozulmasına sonra (bax F.III, §.6) baxacağıq.

Kvant mexanikasına görə sistemin cütlüyünün təyin edilməsinə baxaq. Bunun üçün n sayda zərrəcikdən təşkil olunmuş sistemin halını zərrəciklərin koordinatlarından asılı olan $\psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)$ dalğa funksiyası ilə təsvir edək. Onda cütlüyün təyini dedikdə, məsələ ψ funksiyasının cüt və ya tək funksiyaya olduğunu müəyyən etməkdən ibarət olacaqdır. Əgər bütün zərrəciklərin koordinatlarının işarəsi dəyişdikdə ψ funksiyasının işarəsi dəyişmirsə, yəni:

$$\psi(-\vec{r}_1, \dots, -\vec{r}_n) = \psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)$$

olursa, onda ψ funksiyası cüt funksiyaya olur və ψ_+ ilə işarə edilir. Əgər funksiyanın işarəsi dəyişirsə, yəni:

$$\psi(-\vec{r}_1, \dots, -\vec{r}_n) = -\psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)$$

olursa, onda ψ funksiyası tək funksiyaya olur və ψ_- ilə işarə edilir.

Məlumdur ki, elektromaqnit və güclü qarşılıqlı təsirlərdə cütlük saxlanılır. Bunun nədən asılı olduğunu araşdıraq. Kvant mexanikasında həmin qarşılıqlı təsirlər Şredinger tənliyi ilə təsvir olunur və tənliyin hamiltonianı aşağıdakı şəkildə verilir:

$$\hat{H} = -\sum \frac{\hbar^2}{2m_i} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2} \right) + U(x_i, y_i, z_i)$$

burada birinci hədd zərrəciklər sistemi üçün kinetik enerji, ikinci hədd isə potensial enerji operatorlarıdır.

Asanlıqla yoxlamaq olar ki, güzgü əksinə görə (koordinatların çevrilməsinə görə) həmin hamiltonianın hər iki komponenti simmetrikdir. Birinci ona görə simmetrikdir ki, bu həddə $\partial x, \partial y, \partial z$ kvadratik daxil olur, ikinciyə gəldikdə isə potensial enerji zərrəciklərin koordinatlarından deyil, onların qarşılıqlı vəziyyətindən asılıdır və koordinatların çevrilməsində işarəsini dəyişə bilməz.

Güzgü simmetrik Şredinger tənliyinin həlli olan ψ dalğa funksiyası da güzgü simmetrik

olmalıdır. Bu o deməkdir ki, zərrəciyin hər hansı t zamanda V həcmində olma ehtimalı $W(V,t)$ ölçmənin hansı koordinat sistemində (sağ və ya sol) aparılmasından asılı deyildir, yəni:

$$W(V,t) = \int_V |\psi(x,y,z)|^2 dV = \int_V |\psi(-x,-y,-z)|^2 dV$$

buradan $V \rightarrow 0$ qiymətlərində limitə keçsək:

$$|\psi(x,y,z)|^2 = |\psi(-x,-y,-z)|^2$$

və ya sferik koordinatlarında

$$|\psi(r, \pi-\vartheta, \pi+\varphi)|^2 = |\psi(r, \vartheta, \varphi)|^2$$

alırıq.

Beləliklə, güzgü simmetrik proseslər üçün zərrəciklərin fəzada müəyyən olunmuş bir istiqamətə nəzərən ϑ və $\pi - \vartheta$ bucaqları altında buraxılması ehtimalı eyni olmalıdır. Başqa sözlə desək, $f(\vartheta) = |\psi(r, \vartheta, \psi)|^2$ funksiyasını $\cos \vartheta$ üzrə sıraya ayırısaq:

$$f(\vartheta) = a + b \cos \vartheta + c \cos^2 \vartheta + \dots$$

onda $\cos \vartheta$ -nin tək dərəcəli hədləri olmamalıdır, yəni $b=0$ olmalıdır.

Qeyd edək ki, verilmiş sistem üçün fəzada müəyyən istiqamət sistemin elə fiziki parametri vasitəsilə verilməlidir ki, həmin parametr aksial vektor xassəsinə malik olsun, yəni koordinatların inversiyasında öz istiqamətini dəyişməsin. Məlumdur ki, belə xassəyə \vec{I} spin vektoru malikdir. Ona görə də spinə nəzərən verilmiş proses üçün nüvədən alınan məhsulların bucaq paylanmasını ölçməklə güzgü simmetriyasının olub ($b=0$), olmamasını ($b \neq 0$) yoxlamaq olar.

İzolə edilmiş kvant sisteminin (xüsusi halda nüvənin) xarakterik xüsusiyyətlərindən biri odur ki, cütlük saxlanılır. Bunu isbat etmək üçün fərz edək ki, sistemi təsvir edən $\psi(x,y,z,t)$ funksiyası verilmiş t müddətində cüt funksiyadır. Bu funksiyanın $t+\tau$ müddətində cütlüyünü yoxlayaq. Bunun üçün $\psi(t+\tau)$ funksiyasını τ üzrə sıraya ayırıq:

$$\psi(t+\tau) = \psi(t) + \frac{\partial \psi}{\partial t} \tau + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \tau^2 + \dots \quad (2.14)$$

Aydındır ki, $\psi(t+\tau)$ funksiyasının cütlüyü sıranın hədlərinin cütlüyündən asılıdır. Birinci hədd şərtə görə cüt funksiyadır. $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ funksiyasının cütlüyü isə aşağıdakı Şredinger tənliyindən alınır:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} \hat{H} \psi \quad (2.15)$$

\hat{H} operatoru cütlüyü dəyişmədiyindən $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ -də cüt funksiyadır. Onda $\frac{\partial \psi}{\partial t} = \varphi(t)$ əvəz etsək və

(2.15) tənliyini $\varphi(t)$ funksiyası üçün yazsaq, görürük ki, $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$ funksiyası da cüt funksiyadır.

Beləliklə (2.14) sırasının bütün hədlərinin cüt funksiya olduğunu göstərmək olar. Deməli, əgər t zamanında $\psi(t)$ funksiyası cütdürsə, (və ya təkdirsə) sonrakı zamanlarda da həmin funksiya öz cütlüyünü (və ya təkliyini) saxlayır.

Bu mülahizədən alınır ki, cütlük hərəkət inteqralıdır (qapalı sistem üçün zamana görə dəyişmir). Əlbəttə cütlüyün bu xassəsi H hamiltonunun formasından asılıdır. Bu isə proseslərin xüsusi halda nüvə proseslərinin getməsinə müəyyən məhdudiyyət qoyur. Ona görə də nüvə sisteminin cütlüyünün təyin edilməsi çox vacib məsələdir. Mürəkkəb sistemin cütlüyünü, onu bir sıra alt sistemlərə ayırmaqla təyin edirlər. Məsələn, qarşılıqlı təsirdə olmayan a və b hissəciklərindən ibarət sistemə baxaq. Bu sistemin dalğa funksiyası aşağıdakı dörd dalğa funksiyalarının hasili kimi göstərilə bilər:

$$\Psi_{a,b} = \Psi_a \Psi_b \Psi_{1a} \Psi_{1b}$$

burada Ψ_a və Ψ_b a və b alt sistemlərini təsvir edən daxili dalğa funksiyaları, Ψ_{1a} və Ψ_{1b} isə a və b sistemlərinin nisbi hərəkətlərini təsvir edən dalğa funksiyalarıdır. Bu dörd funksiyanın hər birinin

cütlüyünü yoxlamaqla funksiyanın cütlüyünü:

$$P_{a,b} = P_a P_b P_{Ia} P_{Ib}$$

şəklində alırıq.

Beləliklə mürəkkəb sistemin cütlüyü onu təşkil edən hissəciklərin daxili cütlükləri və hissəciklərin ümumi ətalət mərkəzinə nəzərən hərəkətlərini təsvir edən dalğa funksiyalarının cütlükləri hasilinə bərabərdir.

Kvant mexanikasında isbat edilir ki, iki hissəciyin nisbi hərəkəti aşağıdakı funksiya ilə təsvir olunur:

$$\psi_\ell = R(r)P_\ell^m(\cos\vartheta)e^{im\varphi}$$

burada $P_\ell^m(\cos\vartheta)$ - gətirilmiş Lejandr funksiyasıdır. Bu funksiyanın xassəsinə görə $\cos\vartheta \rightarrow (-\cos\vartheta)$ keçdikdə $(-1)^{\ell-m}$ vuruğu alınır (ℓ - orbital momenti, m - isə orbital momentin polyar ox üzrə proyeksiyasını verən ədədlərdir).

Güzgü əksolmada nöqtənin polyar koordinatları aşağıdakı kimi dəyişir

$$r \rightarrow r, \vartheta \rightarrow \pi - \vartheta, \cos(\pi - \vartheta) \rightarrow -\cos\vartheta, \varphi \rightarrow \pi + \varphi, \exp(im\varphi) \rightarrow \exp[i m(\pi + \varphi)] \rightarrow (-1)^m \exp(im\varphi)$$

Ona görə də:

$$\psi_\ell(r, \vartheta, \varphi) \rightarrow (-1)^\ell \psi_\ell(r, \pi - \vartheta, \pi + \varphi)$$

olur. Deməli, nisbi hərəkətin dalğa funksiyasının cütlüyü aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$P_\ell = (-1)^\ell$$

Onda mürəkkəb a+b sisteminin cütlüyünü:

$$P_{a+b} = P_a P_b (-1)^{\ell_a} (-1)^{\ell_b}$$

şəklində yazmaq olar.

Bunun kimi də istənilən mürəkkəb sistemə, məsələn nüvə sisteminə elə bir-birindən asılı olmayaraq hərəkət edən zərrəciklər toplusu kimi baxmaq olar ki (məsələn, nüvə örtük modelinə görə), sistemin cütlüyü nuklonların məxsusi cütlükləri ilə $(-1)^{\sum \ell_i}$ ədədinin hasilini kimi təyin olunsun, burada ℓ_i - verilmiş nuklonun nisbi hərəkətini təyin edən orbital kvant ədədidir.

Müxtəlif təcrübi faktlardan alınır ki, proton, neytron və elektronun daxili cütlüklərinin müsbət qəbul etmək olar. Onda nuklon halının cüt və ya tək olması onu təsvir edən dalğa funksiyası üçün ℓ ədədinin cüt və tək olması ilə təyin olunur.

Lakin nuklonlar üçün cütlüyün təyin edilmə qaydası γ kvantlara (və ümumiyyətlə, sükunət kütləsi sıfır olan zərrəciklərə) aid deyildir. Elektromaqnit şüalanması üçün cütlüyə görə seçmə qaydası aşağıda (bax F.IV, §4) veriləcəkdir.

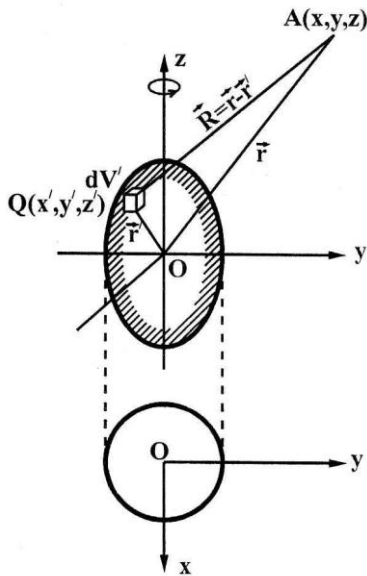
Nüvə sistemi üçün cütlüyün təyin edilməsindən göstərmək olar ki, cüt-cüt nüvələrin əsas halı müsbət cütlüyə, yerdə qalan nüvələrin əsas halı isə müsbət və ya mənfi cütlüyə malik ola bilər. Məsələn, ${}_8\text{O}^{17}$ izotopu müsbət cütlüyə, ${}_7\text{N}^{15}$ izotopu isə mənfi cütlüyə malikdir.

Nüvələrin həyacanlanma halları əsas haldan fərqli cütlüyə malik ola bilər. Ona görə də hər bir nüvə səviyyəsi üçün məxsusi spin qiyməti və cütlük göstərilməlidir. Məsələn $1/2^+$ yazılışı spinin $1/2$ və cütlüyün müsbət olduğunu, 3^- isə spinin 3 və cütlüyün mənfi olduğunu göstərir. Səviyyənin spin qiyməti və cütlüyü birlikdə onun xarakteristikası adlanır.

Mövzu № 4 Nüvənin izospini. Yük simmetriyası. İki nuklondan ibarət sistemin mümkün halları. Nüvənin elektrik kvadrupol momenti.

§ 6. Nüvənin elektrik dipol və kvadrupol momentləri

Nüvələr maqnit momentlərilə bərabər elektrik momentlərilə də xarakterizə olunurlar. Maqnit momenti nüvədə elektrik cərəyanlarının paylanması ilə əlaqədar olub, nüvənin xarici maqnit sahəsilə qarşılıqlı təsirini göstərdiyi kimi, elektrik momentləri də elektrik yükünün paylanmasından asılı olub, nüvənin xarici elektrik sahəsilə qarşılıqlı təsirini müəyyən edir. Ona görə də hər iki növ momentlərin öyrənilməsi nüvənin quruluşu və xassələrinin müəyyən edilməsi üçün vacibdir.



Şəkil 2.15

Nüvənin elektrik momentlərinin araşdırılmasına klassik fizikaya əsasən baxmaq olar. Fərz edək ki, elektrik yüklərinin asimmetrik paylandığı, müəyyən z oxu ətrafında fırlanan sistem verilmişdir. Bu sistemdən, sistemin öz ölçülərinə nəzərən çox böyük məsafələrdə elektrik sahəsinin potensialına baxmaq olar. Bunun üçün koordinat oxlarını elə yerləşdirək ki, koordinat başlanğıcı sistemin ətalət mərkəzinə və z oxu hərəkət miqdarı momenti vektoru istiqamətinə düşsün (şəkil 2.15).

Onda yüklərin paylanmasında müəyyən ox simmetriyası alınır ki, bu hal üçün:

$$\varphi = k \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{R}|} dV'$$

potensialının paylanmasını kiçik $\frac{r'}{r}$ -ə görə aşağıdakı kimi sıraya ayırmaq olar:

$$\varphi = k \sum_0^{\infty} \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}|} \left(\frac{r'}{r}\right)^n P_n(\cos \vartheta) dV'$$

burada $\rho(r')$ - elektrik yüklərinin sıxlığı, $P_n(\cos \vartheta)$ - Lejandr polinomudur. Polinomun $P_0 = 1$, $P_1 = \cos \vartheta$; $P_2 = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \vartheta - 1)$ qiymətlərindən istifadə etsək:

$$\varphi = k \left(\frac{Ze}{r} + \frac{d}{r^2} + \frac{1}{2} \frac{q}{r^3} + \dots \right) \quad (2.16)$$

alırıq, burada $Ze = \int \rho(r') dV'$ - sistemin elektrik yükü, $d = \int \rho(r') z' dV'$ və $q = \int \rho(r') (3z'^2 - r'^2) dV'$ isə uyğun olaraq yüklər sisteminin elektrik dipol və kvadrupol momentləridir.

(2.16)-da sıraya ayırma olduğu kimi nüvənin elektrik sahəsinin potensialına da tətbiq oluna bilər. Ona görə də nüvə üçün dipol (d) və kvadrupol (q) momentlərini bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək.

Nüvə üçün, sadə halda proton və neytron "mayələrinin" ətalət mərkəzləri arasındakı məsafə δ olsa, dipol momenti $d = Ze\delta$ kimi təyin olunur.

Eksperimental nəticələrdən alınır ki, stasionar (əsas) halda olan nüvələrin elektrik dipol momenti sıfır bərabərdir. Göstərmək olar ki, bu fakt, birbaşa cütlüyün saxlanması qanunundan alınır. Doğrudan da, i-ci proton üçün $\rho(r_i) = eW(r_i)$, burada $W(r_i) dV_i'$ - i-ci protonun dV_i' həcm elementində olma ehtimalıdır. Həmin protonla əlaqədar olan dipol momentinin z komponenti

$e \int z_i' W(r_i') dV_i'$ kimi təyin edilir. Onda nüvənin əsas halının dipol momenti Z sayda proton üçün belə inteqralların cəmi şəklində verilir:

$$d = e \sum_{i=1}^Z \int z_i' W(r_i') dV_i' = e \sum_{i=1}^Z \int z_i' |\psi(r_i')|^2 dV_i',$$

burada ψ - nüvə sisteminin hal funksiyasıdır. İnteqralları funksiya tək olduğundan koordinatların inversiyasında ($z_i' \rightarrow -z_i'$) öz işarəsini dəyişir və deməli $d=0$ olur.

Bu nəticə həmçinin aşağıdakı mülahizədən alınır. Cütlüyün saxlanması qanunu protonların və neytronların nüvədə bərabər paylanması, bunların biri-birinə nəzərən heç bir sürüşmə olmamasını tələb edir. Sürüşmənin olmaması isə elektrik dipol momentinin sıfıra bərabər olması deməkdir.

İndi də elementar zərrəciklər üçün dipol elektrik momentinin varlığı probleminə baxaq. Fərz edək ki, elementar zərrəciyin elektrik dipol momenti vardır. Onda yuxarıda deyilənlərə əsasən (bax § 4) bu vektor məxsusi spin vektoru \vec{s} üzrə yönəlməlidir, yəni:

$$\vec{d} = K\vec{s} \quad (2.17)$$

Əgər sistem güzgü simmetriyasına malikdirsə, onda x, y, z koordinatlarını -x, -y, -z koordinatları ilə əvəz etdikdə (2.17) münasibəti saxlanmalıdır. Lakin $\vec{d} = e\vec{r}$ və

$$\vec{s} = [\vec{p}\vec{r}] = m \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{r} \right] \text{ olduğundan, } \vec{d}(-x, -y, -z) = -\vec{d}(x, y, z) \text{ və } \vec{s}(-x, -y, -z) = \vec{s}(x, y, z) \text{ olur,}$$

deməli $K = 0$ və ona görə də $\vec{d} = 0$ olmalıdır.

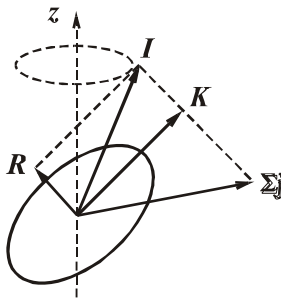
Lakin bu halda əks mülahizə doğru deyildir. Belə ki, $K=0$ olması nəinki cütlüyün saxlanması, eləcə də zaman çevrilməsindən ($t \rightarrow -t$) asılı olan invariantlıqdan da alınır. Doğrudan da $t \rightarrow -t$ əvəz etdikdə: $\vec{d}(-t) = \vec{d}(t)$ və $\vec{s}(-t) = -\vec{s}(t)$ bu halda $K=0$ olur.

Beləliklə, sistemin elektrik dipol momenti eyni vaxtda cütlük qanununun və zaman invariantlığının (t-invariantlığın) pozulduğu halda sıfırdan fərqli ola bilər. Deməli, təcrübədə sistemin elektrik dipol momentini ölçməklə verilmiş qarşılıqlı təsir üçün t - invariantlığın nə dərəcədə ödənildiyini yoxlamaq olar.

Nüvənin elektrik kvadrupol momentini araşdıraq. Elektrik kvadrupol momenti nüvədə elektrik yüklərinin paylanması sferik simmetriyadan kənara çıxmasını xarakterizə edir. z' oxu üzrə dartılmış nüvə üçün (yəni $3z'^2 > r'^2$ olduqda) kvadrupol momenti müsbət ($q_0 > 0$), z' oxu üzrə basılmış nüvə üçün ($3z'^2 < r'^2$) kvadrupol momenti mənfəi ($q_0 < 0$) və sferik simmetrik nüvə üçün $q_0 = 0$ olur. Kvadrupol momentin ölçüsü $Kl \cdot m^2$ -dir və çox hallarda protonun yükü e, barn vahidlərlə verilir ($1 \text{ barn} = 10^{-28} m^2$).

Qeyri sferik nüvələr üçün iki növ elektrik kvadrupol momentini bir-birindən fərqləndirmək lazımdır. Yuxarıda baxdığımız kvadrupol momenti (q_0) nüvə ilə bağlı olan koordinat sistemi ilə əlaqədar olub daxili (və ya məxsusi) kvadrupol momenti adlanır. Adi laboratoriya sisteminə ölçülən kvadrupol momenti isə xarici (və ya müşahidə edilən) kvadrupol momenti adlanır. Bu moment fəzadakı müəyyən istiqamətdə yönəlmiş z oxuna nəzərən belə təyin edilir:

$$q = \int \rho(r) (3z^2 - r^2) dV$$



Şəkil 2.16

burada z oxu nüvənin q kvadrupol momentini təyin etmək üçün tətbiq edilən xarici elektrik sahəsinin gradienti istiqamətində yönəlmiş olur. q momentinin qiyməti q_0 məxsusi kvadrupol momentindən və nüvənin z oxuna nəzərən yönəlməsindən asılı olur.

Nüvənin z oxuna nəzərən yönəlməsi isə nüvənin \vec{I} spininin bu ox üzrə yönəlməsi və nüvənin simmetriya oxu üzrə K proyeksiyası ilə təyin olunur. Onda həyəcanlanmış qeyri-sferik nüvənin spini ümumi halda belə göstərilə bilər (şəkil 2.16):

$$\vec{I} = \vec{K} + \vec{R}$$

burada \vec{K} nuklonların tam momentlərinin vektoru cəminin nüvənin simmetriya oxu üzrə proyeksiyası, \vec{R} - nüvənin fırlanma momentidir.

Bunları nəzərə almaqla, kvant mexanikasında q_0 və q arasında aşağıdakı münasibət alınır:

$$q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} q_0$$

Buradan aşağıdakı nəticələri almaq olar:

1. $q_0 \neq 0$ olduqda q momentinin mütləq qiyməti həmişə q_0 momentinin mütləq qiymətindən kiçik olur.
2. $I(I+1) > 3K^2$ olduqda, yəni spinin böyük qiymətlərində q ilə q_0 momentlərinin işarələri fərqli olur.
3. Nüvənin əsas halı üçün ($\vec{R} = 0, \vec{I} = \vec{K}$)

$$q = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} q_0$$

alınır. Bu halda cüt-cüt nüvələr ($I=0$) və spini $I = \frac{1}{2}$ olan nüvələr üçün $q_0 \neq 0$ olduqda belə $q=0$ olur.

Spinin qiyməti artdıqca q/q_0 nisbəti artır.

Təcrübədə birbaşa olaraq q xarici kvadrupol moment ölçülür, q_0 daxili kvadrupol momenti isə bir növü model xarakteri daşıyan anlayışdır.

Xarici kvadrupol momentlərini ölçmək üçün nüvə maqnit momentinin ölçülməsində tətbiq edilənlərə oxşar üsullardan istifadə olunur (optik spektrlərinin ifrat incə quruluşunun tədqiqi və radiotezlikli rezonans üsulları) q kvadrupol momentinin elektrik sahəsinin gradienti ($\text{grad } \vec{E}$) ilə qarşılıqlı təsirində $q \text{ grad } \vec{E}$ ilə müəyyən olunan əlavə enerji yaranır. Məsələn, kvadrupol momentinin atom daxilindəki elektrik sahəsinin gradienti ilə qarşılıqlı təsiri spektral xətlərin maqnit qarşılıqlı təsirində müşahidə olunmayan (intervallar üsuluna tabe olmayan) əlavə ifrat incə quruluşunu verir. Məhz bu qayda ilə deytunun kvadrupol momenti müəyyən edilmişdir.

Lakin daxili kvadrupol momenti (q_0) atom səviyyələrinin ifrat parçalanmasında iştirak etmir. Onu təyin etmək üçün başqa üsullardan istifadə olunur. Məsələn, bu məqsədlə nüvənin kulon həyəcanlanması hadisəsindən istifadə etmək olar. Həmin üsulun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, nüvə böyük enerjili yüklü zərrəciklərlə bombardman edildikdə, sırf elektrostatik qarşılıqlı təsir nəticəsində həyəcanlanmış hala keçə bilər. Əgər həyəcanlanma səviyyəsi fırlanma xarakterlidirsə, onu dəqiq hesablamaq mümkündür (bax. F.III, §4). Bu halda həyəcanlanma intensivliklərinin eksperimental və nəzəri qiymətlərinin müqayisəsindən məxsusi q_0 momentini təyin etmək mümkündür.

Kvadrupol momenti nüvədə elektrik yükünün (protonların) paylanması sferik simmetriyadan kənara çıxmasını xarakterizə etdiyinə görə, bu parametrin köməyi ilə nüvənin formasını müəyyən etmək, nüvə qüvvələri haqda əlavə məlumat almaq olar.

Sadə halda nüvəni fırlanma ellipsoidi şəklində təsvir etsək, onda q_0 momentini ellipsoidin böyük (a) və kiçik (b) yarımoxları ilə belə ifadə edə bilərik:

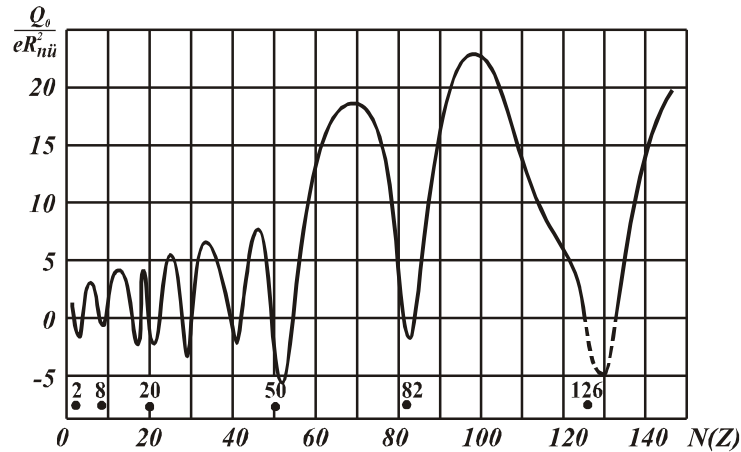
$$q_0 = \frac{2}{5}(a^2 - b^2)eZ = \frac{4}{5}\epsilon \bar{R}^2 eZ$$

burada $\epsilon = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}$; $\bar{R}^2 = \frac{a^2 + b^2}{2}$ - nüvənin orta kvadratik radiusudur. Onda \bar{R}^2 əvəzinə təqribən

nüvənin radiusunun kvadratını götürsək, q_0 momentinin qiymətinə görə nüvə üçün ϵ kəmiyyətini təyin edə bilərik. Cədvəl 2.3-də bir sıra nüvələrin xarici kvadrupol momentləri (q), şəkil 2.17-də isə daxili kvadrupol momentinin orta qiymətinin protonların və neytronların sayından (Z və N) asılılığı verilmişdir.

Bir sıra nüvələrin kvadrupol momentləri

Nüvə	$q \cdot 10^{-24} \text{ e} \cdot \text{sm}^2$	Nüvə	$q \cdot 10^{-24} \text{ e} \cdot \text{sm}^2$	Nüvə	$q \cdot 10^{-24} \text{ e} \cdot \text{sm}^2$	Nüvə	$q \cdot 10^{-24} \text{ e} \cdot \text{sm}^2$
${}^2_1\text{H}$	0,00273	${}^{33}_{16}\text{S}$	-0,064	${}^{85}_{37}\text{Rb}$	0,27	${}^{179}_{72}\text{Hf}$	3
${}^{11}_5\text{B}$	0,0355	${}^{35}_{16}\text{S}$	0,045	${}^{93}_{41}\text{Nb}$	-0,3	${}^{181}_{73}\text{Ta}$	6
${}^{14}_7\text{N}$	0,0071	${}^{59}_{27}\text{Co}$	0,404	${}^{135}_{56}\text{Ba}$	0,25	${}^{204}_{81}\text{Bi}$	-0,019
${}^{17}_8\text{O}$	-0,027	${}^{63}_{29}\text{Cu}$	0,16	${}^{141}_{59}\text{Pr}$	-0,054	${}^{233}_{92}\text{U}$	3,4
${}^{27}_{13}\text{Al}$	0,149	${}^{81}_{35}\text{Br}$	0,28	${}^{175}_{71}\text{Lu}$	5,9	${}^{241}_{93}\text{Am}$	4,9



Şəkil 2.17

İlk baxışda bu qiymətlərin çox dağınıq şəkildə paylandığı nəzərə çarpır. Müqayisə üçün xatırlayaq ki, nüvə maqnit momentləri nüvə Bor maqnetonu tərtibində olub birnuklonlu təbiətə malikdir. Lakin bir çox nüvələrin kvadrupol momentləri isə birnuklonlu haldan çox böyük qiymətlər alır. Məsələn, ${}^{181}_{73}\text{Ta}$ nüvəsinin birnuklonlu modelə görə kvadrupol momenti (nüvənin radiusunun kvadratı (R^2) tərtibində, yəni təqribən 0,4 e-barn olmalı idi. Cədvəldən görüldüyü kimi həmin nüvənin kvadrupol momenti bu qiymətdən azı 15 dəfə böyükdür. Bunun kimi də, əksər nüvələr üçün kvadrupol momentlərinin qiyməti birnuklonlu modelin verdiyindən çox böyük alınır. Bu onu göstərir ki, nüvənin kvadrupol momenti birnuklonlu deyil, kollektiv (nuklonların kollektiv hərəkətilə əlaqədar) təbiətlidir.

Şəkil 2.17-dən görünür ki, q_0 kvadrupol momentinin qiyməti protonların (və ya neytronların) sayından asılı olaraq ümumiyyətlə artır və Z (və ya N) sayının 2,8,20 (28), 50, 82, 126 qiymətlərində sıfıra bərabər olur (deməli Z və N -nin həmin qiymətlərində nüvələr sferik simmetrik formaya malik olurlar; (bu barədə ətraflı bax F.III, §3).

Göründüyü kimi, nuklonların sayının artması ilə nüvə ardıcıl olaraq sferik simmetrik formadan dartılmış formaya, sonra basıq formaya, yenidən dartılmış formaya, daha çox dartılmış formaya və yenidən sferik simmetrik formaya keçir. Ağır nüvələrə keçdikcə dartılmış forma ($q_0 > 0$) daha çox müşahidə olunur.

Kvadrupol momentinin köməyi ilə nüvə qüvvələrinin təbiəti haqda əlavə məlumat almaq olur. Buna misal olaraq ən sadə nüvə olan deyton nüvəsinin kiçik müsbət kvadrupol momentinə malik olmasını göstərmək olar (bax F.V, § 2). Bu onu göstərir ki, deytonda elektrik yüklərinin (ümumiyyətlə, nüvə maddəsinin) paylanması deytonun spini istiqamətdə dartılmış olur. Bu fakt deytonun oxu ilə spini arasında əlaqə olduğunu göstərir.

§ 7. İzotopik spin

Müxtəlif izobar nüvələri müqayisə etdikdə, onların bir sıra xassələrinə görə fərqləndiyini

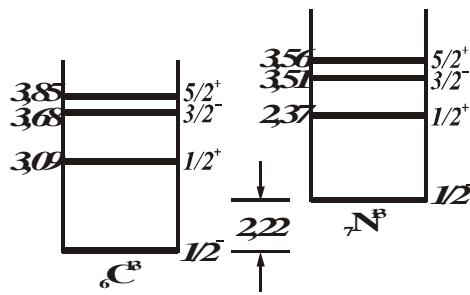
görürük. Bu xassələrdən nüvələrin kütləsini, əlaqə enerjisini, maqnit momentini, radioaktivliyini və s. göstərmək olar.

Lakin izobar nüvələrin dəqiq tədqiq edilməsi göstərir ki, oxşar nüvə xassələrinə malik olan izobarlara rast gəlmək olur. Yəni bəzi izobar nüvələrdə bir neçə protonu neytronlarla əvəz etdikdə həmin nüvələrin ancaq zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə əlaqədar olan xassələri dəyişir, güclü nüvə qüvvələri ilə əlaqədar olan xassələr isə eyni olur. Bu isə proton və neytronun, elektromaqnit qüvvələrinə nəzərən müxtəlif zərrəciklər olmasına baxmayaraq, nüvə qüvvələrinə nəzərən tamamilə eyni olmaları ilə əlaqədardır. Yəni nüvədə zərrəciklər arasındakı elektromaqnit qarşılıqlı təsir nəzərə alınmazsa nüvə qüvvələrinə nəzərən neytron və proton tamamilə bir-birinin eyni olar (ona görə də bu zərrəciklər eyni adla nuklon adlandırılır). Bunu yüngül güzgü nüvələrin müqayisəsində daha aşkar müşahidə etmək olar. Məsələn, iki güzgü ${}^6\text{C}^{13}$ (6p+7n) və ${}^7\text{N}^{13}$ (7p +6n) nüvələrinin enerji səviyyələrinin müqayisəsi (şəkil 2.18) göstərir ki, bu nüvələr bir-birinin demək olar ki, eynidir. Doğrudan da, səviyyələr eyni xarakteristikalara (spin, cütlük) malik olub, onlar arasındakı enerji intervalları da təqribən bərabərdir. Həmin nüvələrin enerji səviyyələrinin sürüşməsi isə onların sükunət kütlələrinin fərqiə ekvivalentdir.

${}^7\text{N}^{13}$ nüvəsinin əlaqə enerjisi ${}^6\text{C}^{13}$ nüvəsininkinə nisbətən təqribən 3MeV kiçikdir. Asanlıqla yoxlamaq olar ki, bu fərq ${}^7\text{N}^{13}$ nüvəsindəki artıq proton hesabına yaranan kulon qarşılıqlı təsirinə bərabərdir:

$$\Delta E_{\text{kul}} = E_k({}^7\text{N}^{13}) - E_k({}^6\text{C}^{13}) = \frac{6Ze^2}{R}$$

Radius üçün $R \approx 3 \cdot 10^{-13}$ sm yazsaq, ΔE_k üçün təqribən göstərilən 3 MeV qiymət alarıq.



Şəkil 2.18

Nüvələrin enerji səviyyələrindəki belə oxşarlıq bütün yüngül güzgü nüvələrinə də aiddir. Belə nüvələrdə əsas fərq ondan ibarətdir ki, bütün p-p əlaqələri n-n əlaqələri ilə əvəz olunur, n-p əlaqələri isə dəyişməz qalır. Həmin nüvələrin quruluşundakı oxşarlığa görə p-p və n-n əlaqələrinin nüvə qarşılıqlı təsirinə görə eyni olduğunu söyləmək olar. Bu mühakimə nüvə qüvvələrinin elektrik yükündən asılı olmaması fərziyyəsidir. Həmin qüvvələrin bu xassəsi ümumi halda izotopik invariantlıq adlanır.

Neytron və protonun və eləcə də p-p, n-n və n-p qarşılıqlı təsirlərinin nüvə qüvvələrinə nəzərən eyni olduğunu kvant mexanikasında qəbul edilən bir \vec{T} vektoru ilə təsvir edirlər. Bu, izotopik spin vektoru adlanır. Onda \vec{T} vektoru p və n zərrəcikləri üçün və eləcə də p-p, n-p və n-n qarşılıqlı təsirləri üçün eyni olar. İzotopik spin vektorunu daxil etmək üçün formal izotopik üç ölçülü fəza götürülür və fərz olunur ki, zərrəciklər eyni vaxtda həm adi və həm də izotopik fəzada mövcud olurlar. Lakin izotopik fəzada zərrəciklər koordinat başlanğıcında yerləşir, onların ancaq fırlanma hərəkəti mümkündür (bu halda irəliləmə hərəkəti olmur). İzotopik spinin kvantlanması adi spinin kvantlanması kimidir. Yəni izotopik spin mütləq qiymətcə istənilən müsbət tam və tam yarım qiymətlər və onun müəyyən z izotopik ox üzrə proyeksiyası isə: $T_z = T, T-1, \dots, -T$ qiymətlərini alır. Deməli, izotopik spini \vec{T} olan zərrəciyin izotopik fəzada $2T+1$ halı ola bilər. Bu halların cəminə izotopik multiplet deyilir. Yəni multiplet eyni bir zərrəciyin izotopik fəzada müxtəlif yönəlmələrinin sayını göstərir. Məsələn, izotopik fəzada proton və neytron eyni bir zərrəciyin - nuklonun müxtəlif yönəlmə halları hesab olunur. Nuklon üçün izotopik spinin qiyməti $|\vec{T}| = 1/2$, proton üçün $T_z = 1/2$ və neytron üçün isə $T_z = -1/2$ -dir.

Bunun kimi də nuklon-nuklon (N-N) qarşılıqlı təsiri üçün $|\vec{T}| = 1$, (p-p) üçün $T_z = +1$, (n-n) üçün $T_z = -1$ və n-p üçün isə $T_z = 0$ olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, izotopik fəzanın daxil edilməsi heç də fiziki fərziyyə deyil, müəyyən təsvir üsuludur. Lakin bu fəzayı daxil etməklə fiziki məna kəsb edən belə bir faktı asan ifadə etmək olar ki, nüvə qarşılıqlı təsiri izotopik fəzadakı istənilən dönməyə görə invariantdır. Başqa sözlə, bu

o deməkdir ki, güclü (nüvə) qarşılıqlı təsirə görə izotopik spin hərəkət inteqralı olur (saxlanılır). Nüvə fizikasında buna izotopik spinin saxlanması qanunu deyilir. Lakin elektromaqnit qarşılıqlı təsirinə gəldikdə bu qanunun saxlanması pozulur.

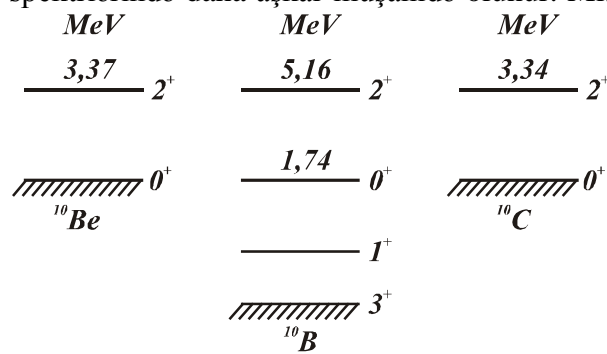
Göstərmək olar ki, izotopik spinin saxlanması qanunundan təcrübi ölçülməsi mümkün olan bəzi faktlar almaq olar. Bu məqsədlə əvvəlcə iki nuklon sisteminə baxaq. Nuklonların izotopik spini $T=1/2$ olduğundan, kvant mexanikasına görə momentlərin toplanması qaydasından iki nuklon sisteminin izotopik spini $T=1$ və ya $T=0$ ola bilər. Lakin p-p və n-n sistemləri üçün $|\vec{T}| = 1$ olmalıdır (çünki, proyeksiyaların cəmi mütləq qiymətə vahidə bərabərdir). n-p üçün isə proyeksiyaların cəmi sıfıra bərabərdir. Lakin sıfır proyeksiyası izotopik spinin $T=0$ və $T=1$ qiymətlərində alınabilir. Ona görə də n-p sistemi izotopik spinin $T=1$ və $T=0$ olduğu iki halda mövcud ola bilər. İzotopik invariantlıqdan alınır ki, $T=1$ olduqda n-p sistemi p-p və n-n sisteminə oxşar olur. Bu halda izotopik invariantlığı yoxlamaq üçün N-N sisteminin müxtəlif hallarda izotopik spininin təyin edilməsinə baxaq.

Nuklonlar Fermi zərrəcikləri olduğundan N-N sistemi antisimmetrik ψ dalğa funksiyası ilə təsvir olunmalıdır. Lakin həmin funksiya üç parametrdən - fəza koordinatları, spin və izotopik spin proyeksiyalarından asılı olur:

$$\psi = \psi(r) \psi(s) \psi(T_z)$$

Nuklonların yerini dəyişdikdə hər üç parametri (\vec{r}, s, T_z) dəyişmək lazımdır. Bu halda yekun ψ funksiyasının antisimmetrik olması üçün üç funksiyadan biri antisimmetrik, ikisi simmetrik, və ya hər üçü antisimmetrik olmalıdır. $\psi(\vec{r})$ funksiyası orbital momentin cüt qiymətlərində (s, d və s. hallarda) cüt və tək qiymətlərində (p, f və s. hallarında) isə tək funksiyasıdır. $\psi(s)$ və $\psi(T_z)$ funksiyalarına gəldikdə, bu funksiyalar yekun spinin vahidə bərabər olduğu halda (spinlər paraleldir) cüt və sıfıra bərabər olduğu halda (spinlər antiparaleldir) tək funksiyalardır. Deməli, s halında spin və izotopik spin funksiyaları bir-birinə nəzərən əks simmetriyada olur, yəni yekun spin vahid olduqda, yekun izotopik spin sıfıra və yekun spin sıfır olduqda isə izotopik spin vahidə bərabər olur. p halında spin və izotopik spin eyni simmetriyada olurlar. Deməli, n-p sistemi s halında, yekun spin $s=0$ olduqda $T=1$ izotopik spininə malik olur. Bu hal p-p və n-n sistemlərinin uyğun halları ilə invariant olmalıdır. Doğrudan da, nuklon-nuklon səpilməsi təcrübələrindən bu invariantlıq təsdiq olunur (təcrübədə, məsələn p-p və n-p səpilmələrinin σ_s effektiv kəsikləri müqayisə edilə bilər).

İzotopik invariantlıq təkə güzgü nüvələrində deyil, bir sıra yüngül nüvələrin enerji spektrlərində daha aşkar müşahidə olunur. Misal üçün şəkil 2.19-da ${}_5B^{12}$, ${}_6C^{12}$ və ${}_7N^{12}$ nüvələrinin enerji səviyyələri göstərilmişdir.



Şəkil 2.19

Empirik olaraq müəyyən edilmişdir ki, nüvənin aşağı enerji səviyyələri minimum izotopik spinə malikdir. Onda:

$$T_z = \frac{(Z-N)}{2} = \frac{2Z-A}{2} \text{ və } T \geq \left| \frac{2Z-A}{2} \right|$$

olduğundan, nüvənin aşağı enerji səviyyələri üçün $T = \left| \frac{2Z-A}{2} \right|$ yazmaq olar. Buradan ${}_5B^{12}$ və ${}_7N^{12}$

nüvələri üçün $T=1$ alınır. Göründüyü kimi, bu nüvələrin enerji səviyyələri oxşardır və

səviyyələrin biri-birinə nəzərən azacıq sürüşməsi kulon enerjisindəki fərqlə müəyyən olunur. Lakin ${}_6C^{12}$ nüvəsi ${}_5B^{12}$ və ${}_7N^{12}$ nüvələrindən kəskin fərqlənir. ${}_6C^{12}$ nüvəsində bərabər sayda neytron və protonlar olduğundan $T_z=0$ alınır. Odur ki, ${}_6C^{12}$ nüvəsinin izotopik spinləri $T=0$ və $T=1$ olan müxtəlif səviyyələri olmalıdır. Doğrudan da eksperimental tədqiqatlar göstərdi ki, bu nüvənin aşağı səviyyələri $T=0$ və təqribən 15 MeV-dən böyük olan yuxarı enerji səviyyələri isə $T=1$ izotopik spininə malikdir. Şəkildən göründüyü kimi, ${}_6C^{12}$ nüvəsinin təqribən 15 MeV enerjiddən yuxarıdakı

səviyyələri ${}_5\text{B}^{12}$ və ${}_7\text{N}^{12}$ nüvələrinə eyni olur, bu da nüvə qüvvələri üçün izotopik invariantlığı sübut edir.

Dəqiq tədqiqatlar nəticəsində məlum olmuşdur ki, izotopik invariantlıq təkcə yüngül nüvələrdə deyil (yüngül nüvələrdə kulon qarşılıqlı təsir enerjisi nisbətən az olur), həm də orta və kulon enerjisi çox böyük olan ağır nüvələrdə də müşahidə olunur. Belə nüvələrdə də yüngül nüvələrdə olduğu kimi izotopik spinin saxlanması qanununa görə izotopik multipletlər olmalıdır. Bunu nümayiş etdirmək üçün ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ və ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ ağır izobar nüvələrini müqayisə edək. İzotopik spinin təyin edilməsi qaydasına görə əsas və aşağı həyəcanlanma səviyyələri üçün $T(\text{Pb})=22,5$ və $T(\text{Bi})=21,5$ olur. Lakin, ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ nüvəsində izotopik spini $T=22,5$ olan həyəcanlanma səviyyələri olmalı və ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ nüvəsinin uyğun səviyyələri ilə birlikdə izotopik multipletə daxil olmalıdır. Doğrudan da, bu nüvələr üçün multiplet səviyyələri müşahidə edilmişdir. Bu halda ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ izotopunun əsas səviyyəsinə ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ izotopunun təqribən 18,8 MeV enerjili həyəcanlanma səviyyəsi uyğun gəlir. Belə səviyyəyə bəzən analoq səviyyə də deyilir. Analıq səviyyələrin enerjisini:

$$E_a = \Delta E + \Delta E_{\text{kul}}$$

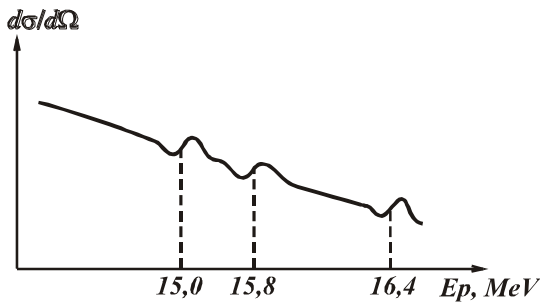
şəklində təyin etmək olar, burada $\Delta E = E_p(\text{Bi}^{209}) - E_n(\text{Pb}^{209})$ (Bi^{209} və Pb^{209} nüvələrinin əlaqə enerjiləri fərqi), ΔE_{kul} isə bir artıq protonun yaratdığı kulon enerjisidir. Analıq səviyyələri üçün çox sayda eksperimental materialın təhlili sayəsində ΔE_{kul} üçün aşağıdakı yarıempirik düstur alınmışdır:

$$\Delta E_{\text{kul}} = (1,45 ZA^{-1/3} - 1,03) \text{ MeV}$$

Baxdığımız halda (Bi^{209} və Pb^{209} nüvələri üçün) $\Delta E \approx -0,2 \text{ MeV}$, $\Delta E_k \approx 19 \text{ MeV}$ və onda $E_a \approx 18,8 \text{ MeV}$ alınır. Deməli, Pb^{209} nüvəsinin həyəcanlanma səviyyələrinə uyğun olan Bi^{209} nüvəsinin analıq səviyyələri həmin E_a həyəcanlanma enerjisi qədər yuxarı sürüşmüş olur.

Analıq hallar eyni qayda ilə nüvə reaksiyalarında da özünü göstərir. Məsələn, Bi^{209} nüvəsinin analıq səviyyələri protonların Pb^{209} nüvəsindən elastiki və qeyri-elastiki səpilmələrində müşahidə olunur. Şəkil 2.20-də həmin səpilmənin Ω cisim bucağına görə differensial effektiv kəsiyinin ($d\sigma/d\Omega$) protonların enerjisindən (E_p) asılılığı göstərilmişdir.

Göründüyü kimi, $E_r = 15 \text{ MeV}$, $15,8 \text{ MeV}$ və $16,4 \text{ MeV}$ qiymətlərində $d\sigma/d\Omega$ differensial



Şəkil 2.20

effektiv kəsiyin analıq səviyyələrinin həyəcanlanmasına uyğun gələn rezonans qiymətləri alınır. (N-N) qarşılıqlı təsirində olduğu kimi, nüvə reaksiyalarında da izotopik spinin saxlanması qanunu doğru olur. Reaksiyaların gedişi üçün izotopik spinə görə müəyyən seçmə qaydası ödənilməlidir. Məsələn, ağır nüvələrdən α - zərrəciklərin ($T_\alpha=0$) buraxılması o halda mümkün olur ki, nüvənin əvvəlki və son halları eyni izotopik spinlə xarakterizə olunsun.

Yuxarıda deyilənlərdən görünür ki, nüvə səviyyələri enerji, hərəkət miqdarı momenti və cütlüklə

bərabər izotopik spinlə də xarakterizə olunmalıdır. Nüvənin enerji səviyyələrini xarakterizə etmək üçün, hərəkət miqdarı momenti və cütlüklə birlikdə T izotopik spinin qiyməti də göstərilməlidir.

Mövzu № 5 Nüvə qüvvələri. Nüvə qüvvələrinin spindən asılılığı. Nüvə qüvvələrinin tenzor xassəsi. Mübadilə nüvə qüvvələri. Viqner qüvvələri. Yukavanın mezon nəzəriyyəsi.

§ 1. Nüvə qüvvələrinin öyrənilməsi üsulları

Nüvə qüvvələri nuklonlar arasında yaxın məsafələrdə (10^{-12} - 10^{-13} sm) təsir edən qüvvələrdir. Bu qüvvələr təbiətdə ən intensiv hesab olunan güclü qarşılıqlı təsirlə əlaqədardır. Nüvə quruluşunu və nüvə reaksiyaları mexanizmlərini dərinlən öyrənmək üçün nüvə qüvvələrinin dəqiq araşdırılması çox vacibdir.

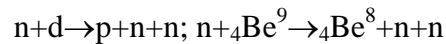
Ümumiyyətlə, zərrəciklər arasındakı təsir qüvvələrini az sayda zərrəciklər sistemində öyrənmək əlverişlidir. Belə problem klassik nöqtəyi-nəzərdən asan həll olunur. Bu halda hissəciklər arasındakı təsir qüvvəsini tədqiq etmək üçün yalnız iki hissəcik götürülür və həmin qüvvənin hissəciklər arasındakı məsafədən, hissəciklərin qarşılıqlı sürətləri və yönəlmələrindən asılılığı öyrənilir. Məhz bu üsulla böyük (makro-) və eləcə də, kiçik (mikro) məsafələrdə meydana çıxan elektromaqnit və qravitasiya qüvvələri öyrənilmişdir. Lakin, bu üsulla nüvə qüvvələrini öyrənmək mümkün deyildir. Belə ki, həmin qüvvələr, xassələri bizim vərmiş etdiyimiz makroaləmdən tamamilə fərqlənən mikroaləmdə meydana çıxır. Bu halda mövcud olan qeyri-müəyyənlik prinsipinə görə iki zərrəciyi eyni zamanda $r \leq 10^{-13}$ sm məsafədə yerləşdirməklə, onların nisbi impulslarını müəyyən dəqiqliklə təyin etmək mümkün olmur. Ona görə də, nüvə qüvvələrini öyrənmək üçün klassik fizikada dolayı yol kimi görünən xüsusi üsullardan istifadə olunur. Bu üsullardan - nuklon-nuklon sistemi üçün əlaqəli halların xarakteristikalarının və səpilmənin differensial effektiv kəsiyinin səpilmə bucağı və enerjiden asılılığının ölçülməsini göstərmək olar. Bu məqsədlə üç və daha çox nuklondan təşkil olunmuş sistemi də götürmək olar. Lakin, kvant mexanikasında çox cisim məsələsi olduqca mürəkkəb olduğundan, çox nuklonlu sistemlə alınan ölçmələrdən nüvə qüvvələri üçün müəyyən məlumatların əldə edilməsi praktiki olaraq mümkün olmur.

İndi görək, iki nuklon sistemi üçün mümkün olan bütün nəticələrə görə nüvə nuklonlararası qüvvələrin şəklini təyin etmək olarmı. Nəzəri tədqiqatlar bu suala aşağıdakı kimi cavab verir. Əgər nüvə qüvvələri sürətdən asılı olmasaydı, onda yalnız spini olmayan iki zərrəciklər sistemi üçün bütün əlaqə halları və bütün enerjilər üçün səpilmə effektiv kəsiklərinə görə qarşılıqlı təsir qüvvələrini və ya qarşılıqlı təsir hamiltonianını dəqiq təyin etmək olardı.

Güman etmək olar ki, nuklonların spinə malik olması bu nəzəri nəticəni dəyişməz, lakin bu halda eksperimental ölçmələr və eləcə də, riyazi hesablamalar xeyli mürəkkəbləşərdi. Belə ki, nüvə qüvvələri sürətdən asılı olduğundan, iki nuklon sistemi üçün yuxarıda qeyd edilən nəticələrə görə bu qüvvələrin növünü birqiymətli təyin etmək olmaz. Bu heç də o demək deyildir ki, nüvə qüvvələrini kifayət qədər tam öyrənmək mümkün deyildir. Prinsip etibarilə üç və çox nuklon sistemindən alınan nəticələri əlavə etməklə həmin problemi həll etmək olar. Lakin, məsələnin bu şəkildə həlli praktiki olaraq olduqca mürəkkəb olduğundan, indiyədək həll olunmamış qalır. Ona görə də, biz ancaq iki nuklon sistemindən alınan nəticələri və nüvə qüvvələrinin bunlar vasitəsilə müəyyən edilən xassələrini araşdıracağıq.

Deməli, əsas məsələ proton-proton (p-p), neytron-proton (n-p) və neytron-neytron (n-n) sistemlərində mövcud olan qarşılıqlı təsirlərin öyrənilməsidir. İndiyədək faktik olaraq bu sistemlərdən ikisi - p-p və n-p sistemləri öyrənilmişdir. Eksperimentdə neytronlardan ibarət hədəf alınması mümkün olmadığından n-n sistemini təmiz halda öyrənmək mümkün olmur. Ona görə də, bu sistem üçün alınan nəticələr ya təmiz halda deyil, ya da dolayı yolla mümkün ola bilər. Məsələn, böyük enerjilərdə n-n səpilməsini deytון nüvəsini neytronlarla şüalandırmaqla öyrənirlər. Bu halda mərmə neytronların enerjisi deytוןun əlaqə enerjisindən ($E_d \sim 2.23$ MeV) çox böyük olduğundan ($E_n \gg E_d$), onların deytוןun proton və neytronlarından asılı olmayaraq səpilməsi fərz olunur. Belə yaxınlaşma impuls yaxınlaşması adlanır. Lakin, bu halda təmiz n-n səpilməsi olmadığından, həmin

yaxınlaşmanın tətbiq sərhəddi müəyyən edilə bilmir. Aşağı enerjilərdə isə n-n səpilməsi haqda məlumatı iki neytron buraxmaqla gedən nüvə reaksiyalarında, həmin neytronların bucaq və enerji paylanmalarını öyrənməklə almaq olur. Bu məqsədlə, məsələn, aşağıdakı reaksiyalardan istifadə edilə bilər:



Əgər hər iki neytron aşağı nisbi impulslarla buraxılırsa, onda həmin neytronlar arasındakı qarşılıqlı təsir reaksiyanın effektiv kəsiyində aşkar olunmalıdır. Deməli, reaksiyanın effektiv kəsiyinin qiymətinə görə neytron-neytron səpilməsi üçün məlumat almaq mümkündür. Lakin bu proses ağır nəzəri hesablamalar tələb etdiyindən dolayı yol hesab olunmalıdır. Aşağıda görəcəyik ki, əslində, n-n qarşılıqlı təsiri üçün birbaşa eksperimental nəticələrin olmaması o qədər də vacib deyildir. Belə ki, artıq məlum olduğuna görə, zəif hesab olunan elektromaqnit qarşılıqlı təsirini nəzərə almadıqda, nüvə qarşılıqlı təsirinə görə n-n və p-p sistemləri tamamilə eyni sistemlər hesab oluna bilər.

Nuklon-nuklon qarşılıqlı təsirini, adətən iki enerji oblastı, aşağı və yüksək enerji oblastları üçün öyrənirlər. Aşağı enerji oblastı 10-20 MeV enerjiyə qədər olan oblast, yüksək enerji oblastı isə 100 MeV-dən böyük enerji oblastı hesab olunur. 20-100 MeV arasında qalan enerji intervalı isə orta enerji oblastı adlanır. Enerjinin bu qaydada oblastlara böyünməsinin fiziki mənası ondan ibarətdir ki, aşağı enerjilərdə de-Broyl dalğa uzunluğu nüvə radiusundan çox böyük ($\lambda \gg R$), yüksək enerjilərdə isə, tərsinə, çox kiçik ($\lambda \ll R$) olur.

Pion (π -mezon) yaranmasına uyğun olan E_a astana enerjisindən başlayaraq ($E_a \approx 140$ MeV), qeyri-elastiki kanalların açıldığına görə, nüvə qüvvələrinin elastiki səpilməyə əsasən öyrənilməsi çətinləşir. 2-3 MeV enerjilərdə qarşılıqlı təsirin tam effektiv kəsiyi isə təmiz difraksiya xarakteri daşıyır. Bu enerji oblastında "Nüvə qüvvələri" anlayışı olmur, nuklonlar "qara kürələr" kimi üzərinə düşən de-Broyl dalğalarını udur.

İki nuklon arasındakı nüvə qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsini işləyib hazırlamaq üçün iki yol vardır:

1. Fenomenoloji üsulla eksperimental nəticələri təsdiq edən qarşılıqlı təsir potensialının seçilməsi.

2. Nüvə qüvvələrinin mezon sahəsi xassələrinə gətirilməsi.

Aşağıda hər iki yol araşdırılacaqdır.

Birinci yol nuklonların qarşılıqlı təsirinə mövcud olduğu ən sadə nüvə olan deytion nüvəsi üçün araşdırılır. Bu nüvə üçün alınan eksperimental nəticələrdən nüvə qüvvələrinin bir sıra mühüm xassələri alınır. Bundan sonra müxtəlif enerjilərdə N-N səpilmələrinə baxılır.

§ 7. Nüvə qüvvələrinin mezon nəzəriyyəsi

Nüvə qüvvələrinin mezon nəzəriyyəsi kvant elektrodinamikasına oxşar olaraq işlənir. Kvant elektrodinamikasında isə elektromaqnit sahəyə və onunla bağlı olan yüklü zərrəciklərə fotonlarla birlikdə baxılır. Fotonlar sahənin kvatları rolunu oynayır, belə ki, fotonların enerjiləri cəmi həmin sahənin enerjisini verir. Fotonların mənbəyi elektrik yükləri hesab olunur. İki yükün qarşılıqlı təsirinə yüklərdən birinin foton buraxması, o biri yükün foton udması kimi baxılır. Məsələnin bu şəkildə qoyuluşunda şüalanma sistemlərinin elektromaqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirinə aid olan bir sıra yeni hadisələri izah etmək mümkün olur. Məsələn, bu yolla elektron və müyonun anomal maqnit momentləri, hidrogen atomunun enerji səviyyələrinin incə quruluşundakı Lamb sürüşmələri və s. izah olunmuşdur.

Kvant elektrodinamikasının əsası olan qarşılıqlı təsirin kvantlarla verilməsi ideyası başqa qarşılıqlı təsir növlərinə, xüsusi halda, nüvə qarşılıqlı təsirinə də tətbiq edilə bilər.

1935-ci ildə Yapon fiziki Yukava göstərmişdir ki, nüvə qüvvələrinin kvantları rolunu hələlik eksperimental təyin edilməyən yüklü və neytral qeyri-stabil zərrəciklər - mezonlar oynaya bilər. Bunun üçün mezonların kütləsi $m \approx (200 \div 300) m_e$ olmalıdır.

Yukavanın mühakimə sxemini aşağıdakı kimi göstərmək olar. Kvant mexanikasına görə izolə edilmiş sistemin enerjisinin ΔE dəyişməsi ilə sistemin Δt yaşama müddəti arasında:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$$

qeyri-müəyyənlik münasibəti vardır.

Fərz etsək ki, nüvə qüvvələri qiymətcə çox böyük olub, çox kiçik zamanda baş verir, onda Δt müddətində ΔE enerjisi hesabına nuklonun bilavasitə yaxınlığında virtual halda mezon yarana bilər. Onun kütləsi:

$$m \approx \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{\hbar}{c^2 \Delta t}$$

olar.

Lakin adi zərrəcikdən fərqli olaraq, virtual zərrəcik fəza və zamana görə sərbəst deyil, yalnız kiçik Δt zamanında nuklondan böyük olmayan $a = c\Delta t$ məsafəyə uzaqlaşa bilər. Δt zamanından sonra mezon yenidən nuklon tərəfindən "zəbt" edilir. Beləliklə, nuklonu aramsız udulan və buraxılan virtual mezonlar buludu ilə əhatə olunmuş sistem şəklində təsəvvür etmək olar. Həmin buludun radiusunu:

$$a = \frac{c\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{mc}$$

şəklində qiymətləndirmək olar.

"Virtual" mezon yalnız öz nuklonu deyil, başqa nuklon tərəfindən də udula bilər. Məhz, "virtual" mezonların bir nuklondan başqasına verilməsi nüvə qarşılıqlı təsir mexanizmini göstərir.

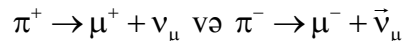
a məsafəsini nüvə qüvvələrinin təsir radiusu kimi qəbul etməklə qarşılıqlı təsir müddətini və virtual mezonun kütləsini qiymətləndirmək olar. $a \approx 2$ fermi qəbul edərək Yukava τ_N və m üçün aşağıdakı qiymətləri almışdır:

$$\tau_N = \Delta t = \frac{a}{c} \approx 0,7 \cdot 10^{-23} \text{ san}; \quad m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{\hbar}{\Delta t \cdot c^2} \approx 200 m_e$$

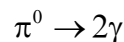
Aydın ki, Yukava mezonlarını müşahidə etmək üçün onları virtual deyil, sərbəst halda almaq lazımdır. Bunun üçün həmin mezonlar nüvə qüvvələrinin təsir radiusundan kənarında alınmalıdır. Həmin proses isə enerjinin saxlanması şərtinə görə nuklonların qarşılıqlı təsirində baş verə bilər. Deməli, mezonların yaranması üçün qarşılıqlı təsirdə olan nuklonların kinetik enerjisi mezonun sükunət enerjisindən böyük olmalıdır.

Nüvə kvantlarının kəşf olunma tarixi çox maraqlıdır. Əvvəlcə güman edilmişdir ki, həmin kvantlar 1938-ci ildə kosmik şüaların tərkibində müşahidə olunmuş, kütləsi $\sim 207 m_e$ olan μ -mezonlardır. Lakin tezliklə müəyyən edilmişdir ki, həmin mezonlar güclü nüvə qarşılıqlı təsirində iştirak etmir. Sonralar (1947-1950) illər, kosmik şüaların tərkibində, və eləcə də gücləndiricilərin köməyi ilə güclü qarşılıqlı təsir zərrəcikləri olan pionlar və ya π -mezonlar (π^\pm, π^0) müşahidə olundu. Müəyyən edildi ki, pionların kütləsi $\sim 270 m_e$, izotopik spini $|\bar{T}| = 1$, spini $S=0$ və daxili cütüyü $P=-1$ -dir.

π^\pm mezonlar $\tau \approx 2,6 \cdot 10^{-8}$ san yaşama müddətinə malik olub, aşağıdakı kimi parçalanmaya uğrayır:



π^0 mezon $\tau \approx 10^{-16}$ san yaşama müddətinə malik olub, aşağıdakı kimi parçalanır.



Məhz π -mezonlar, bir sıra başqa zərrəciklərlə birlikdə nüvə qüvvələrinin kvantları rolunu oynayır.

π - mezonların kəşfi nuklonların və π -mezonların xassələrini nəzərə alan bir neçə variantda mezon nəzəriyyələrinin yaranmasına səbəb olmuşdur. Burada həmin nəzəriyyələr üzərində dayanmaq imkanı olmadığından mezon nəzəriyyəsi haqda ümumi məlumat verilə bilər. Bunu kvant elektrodinamikası üsulu ilə müqayisəli göstərmək olar.

Kvant elektrodinamikasına görə fotonun sərbəst hərəkəti üçün tənlik belə olar:

$$E^2 = P^2 c^2$$

Buradan dalğa tənliyi almaq üçün aşağıdakı əvəzləmələr edilməlidir:

$$\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}; \quad \hat{P} = -i\hbar \nabla \quad (6.12)$$

Onda, boşluqda fotonun dalğa funksiyası üçün aşağıdakı tənlik alınır:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$$

Qarşılıqlı təsiri nəzərə aldıqda tənlik:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi \rho_e$$

olar, burada ρ_e - elektrik yükünün sıxlığıdır.

Stasionar hal üçün $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$ və tənliyin həlli:

$$\varphi \sim \frac{\rho_e}{r}$$

olar. Bu düstur vahid yükə təsir edən potensialı göstərir. V qarşılıqlı təsir enerjisini tapmaq üçün həmin potensialı yükə vurmaq lazımdır:

$$V = \rho_e \varphi \sim \frac{\rho_e^2}{r}$$

Bu ifadələrdən görünür ki, elektromaqnit qarşılıqlı təsir radiusu böyükdür.

İndi bu mühakiməni nüvə sahəsinə tətbiq etmək olar. Yuxarıda deyildiyi kimi, mezon nəzəriyyələrində fərz olunur ki, nüvə qarşılıqlı təsirinin verilməsi π -mezonlarla olur. Kütləsi $m \neq 0$ olan zərrəciyin sərbəst hərəkəti üçün tənlik:

$$E^2 = P^2 c^2 + m_\pi^2 c^4$$

olar. (6.12) əvəzləmələri etdikdə alınan dalğa tənliyi:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{m_\pi^2}{\hbar^2} \varphi = 0$$

olar. Burada adətən $\chi = \frac{1}{\lambda} = \frac{\hbar}{m_\pi c}$ əvəz edilir.

Qarşılıqlı təsiri nəzərə aldıqda:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \chi^2 \varphi = -4\pi \rho$$

olar, ρ - nüvə maddəsinin sıxlığıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, nüvə maddəsinin sıxlığı ρ relyativistik invariant deyildir. Ona görə də, relyativistik invariant tənlik almaq üçün aşağıdakı kimi mühakimə yürütmək olar. Nüvə maddəsinin sürəti \vec{v} olsun. Dördölçülü cərəyan vektoru daxil etsək:

$$j_i = j_i (\rho v_x, \rho v_y, \rho v_z, i c \rho).$$

Onda $j_i j_i = -c^2 \rho^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)$ və buradan $\rho \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{1}{c} \sqrt{j_i j_i}$

ifadəsi invariant olmalıdır.

Onda skalyar mezon sahəsinin tənliyi:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \chi^2 \varphi = -4\pi g_N \rho \beta$$

şəklində yazıla bilər, burada $\beta = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$; g_N - nuklonun mezon yüküdür.

Koordinat başlağıcında yerləşən nöqtəvi nuklon üçün

$$\rho = \delta(r) \left(\delta(r) = \begin{cases} 1 & r = 0 \\ 0 & r \neq 0 \end{cases} \right).$$

Bir nuklon üçün statistik və qeyri-relyativistik mezon sahəsinə baxsaq $\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0, \beta = 1 \right)$ tənlik belə yazılır:

$$\nabla^2 \varphi - \chi^2 \varphi = -4\pi g_N \delta(r)$$

Bu tənliyin həlli aşağıdakı kimi alınır:

$$\varphi = -g_N \frac{e^{-\chi r}}{r} \quad (6.13)$$

φ funksiyası nuklonu əhatə edən mezon buludunu təsvir edir. Elektromagnit sahədən fərqli olaraq r məsafəsindən asılı olan və sürətlə azalan bu funksiya Yukava potensialı adlanır.

Funksiyanın azalma sürət ölçüsü kimi (mezon buludunun "radiusu") mezonun kompton λ_k dalğa uzunluğunu götürmək olar. m_π üçün $\lambda = 1,4$ Fm olar. Aydındır ki, λ_k dalğa uzunluğu nüvə qüvvələrinin təsir radiusu ilə üst-üstə düşməlidir:

$$a = c\Delta t = \frac{c\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{mc} = \lambda_\pi = \frac{1}{\chi}$$

Nuklonun mezon sahəsi ilə qarşılıqlı təsir enerjisini oxşar olaraq (6.13) potensialını g_N mezon yükünə vurmaqla almaq olar:

$$V = g_N \varphi = -g_N^2 \frac{e^{-\chi r}}{r} \quad (6.14)$$

Bu münasibətdən alınır ki, g_N yükünün ölçüsü:

$$[g_N] = q^{1/2} \text{sm}^{3/2} \text{san}^{-1}$$

olmalıdır. Bu, elektrik yükünün ölçüsü ilə üst-üstə düşür. (6.14) ifadəsindəki minus işarəsi nüvə qarşılıqlı təsirinin cazibə xarakterli olduğunu göstərir. Yükün ədədi qiyməti isə eksperimentlə müqayisədən təyin edilə bilər.

Mezon nəzəriyyəsinin spinsiz və elektrik neytral mezonlar üçün verilən skalyar əlaqəli bu variantı qısatəsirli qüvvələrə gətirir. Bu isə həmin nəzəriyyənin əsas üstünlüyüdür. Lakin bu variant nüvə qüvvələrinin bir sıra mühüm başqa xassələrini (spindən asılılıq, mübaqilə, tenzor) izah edə bilmir. Ona görə də nəzəriyyənin bu sadə variantını təkmilləşdirmək tələb olunurdu. Bu, eləcə də ona görə lazım idi ki, π -mezonlar (pionlar) π^0, π^+ ibarət izotopik spini $\vec{T} = 1$ olan triplet təşkil edirlər ($T_\zeta = +1$ π^+ üçün, $T_\zeta = 0$ π^0 üçün və $T_\zeta = -1$ π^- üçün). Bu zərrəciklərin hər üçünün spini 0 və cütlüyü $P = -1$ -dir. Ona görə də π -mezonlar psevdoskalyar zərrəciklərdir və deməli psevdoskalyar dalğa funksiyası ilə təsvir olunmalıdır. Spindən asılılıqla bərabər mezon nəzəriyyəsinin təkmilləşdirməyin bir səbəbi də onunla əlaqədardır ki, həqiqi sahə neytral zərrəciklər üçün (π^0) yarayır. Lakin π^\pm mezonlar üçün skalyar və psevdoskalyar kompleks sahədən istifadə olunmalıdır. Bu sahə

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_1 + i\varphi_2); \quad \varphi^* = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_1 - i\varphi_2)$$

şəklində alına bilər və aşağıdakı iki dalğa tənliyi ilə verilməlidir:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_i = -4\pi \sum_{k=1}^N g_i^k \rho_i^k \beta$$

burada $i = 1, 2$; N - mənbə kimi baxılan nuklonların sayı; g_i^k - k -cı nuklonun mezon yüküdür.

Hər üç növ π - mezonları birgə təsvir etmək üçün üçkomponentli psevdoskalyar simmetrik sahədən istifadə olunur ($\varphi_\alpha = 1, 2, 3$). Bunun üçün adətən həqiqi ədədlər daxil edilir:

$$\varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi + \varphi^*) ; \varphi_2 = \frac{-i}{\sqrt{2}} (\varphi - \varphi^*) ; \varphi_3 = \varphi_0.$$

Bu halda φ və φ^* yüklü mezonlar sahəsini, φ_0 isə neytral mezonlar sahəsini təsvir edir.

Bu skalyar varianta oxşar olaraq mezon nəzəriyyəsinin psevdoskalyar variantı da verilmişdir. Psevdoskalyar dalğa funksiyası belə yazıla bilər:

$$\varphi = -\frac{g}{\chi_0} (\vec{\sigma} \nabla) \frac{e^{-\chi_0 r}}{r}$$

burada $\chi_0 = \frac{m_0 c}{\hbar}$, ∇ - vektor operatoru (polyar vektor), σ - hərəkət miqdarı momenti ilə əlaqədar olan aksial vektor olub Pauli operatoru adlanır. Ona görə də $(\vec{\sigma} \nabla)$ hasili psevdoskalyardır (yəni fəza koordinatlarının inversiyasında öz işarəsini dəyişir). Onda iki nuklonun qarşılıqlı təsir enerjisi belə göstərilə bilər:

$$V = -(\vec{\sigma}_1 \nabla)(\vec{\sigma}_2 \nabla) \frac{g^2}{\chi_0^2} \frac{e^{-\chi_0 r}}{r}$$

burada $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ - uyğun olaraq birinci və ikinci nuklon üçün Pauli spin operatorlarıdır. Bu halda həmin hasil qarşılıqlı təsirdə olan nuklonların spinlərinin istiqamətindən asılı olur.

Onda psevdoskalyar sahəni təsvir edən tənliyi belə yazmaq olar:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_\alpha = -4\pi \sum_{k=1}^N \frac{g_\alpha}{\chi} (\vec{\sigma}_\alpha^k \nabla) \rho^k$$

Yuxarıdakı münasibətlərdə hesab olunurdu ki, neytral və elektrik yüklü mezonlar üçün g_α mezon yükü müxtəlif ola bilər. Lakin ilk dəfə Kemmer simmetrik mezon nəzəriyyəsi irəli sürmüşdür ki, buna görə mezon yükünə $g(g_1, g_2, g_3)$ üçölçülü izotopik fəzada $\vec{g} = g\vec{\tau}$ vektoru kimi baxılır. Yəni mezon yükünün qiyməti nuklonlar üçün (neytron və proton) eyni götürülür. İzotopik fəzada $\vec{\tau}$ vektorunun proyeksiyaları τ_1, τ_2, τ_3 olur.

Onda üçkomponentli psevdoskalyar mezon sahəsi üçün tənlik proyeksiyalarda belə yazılır:

$$\begin{aligned} \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_1 &= -4\pi \sum_{k=1}^N \frac{g}{\chi} \tau_1^k \sigma_1^k \nabla_1 \rho^k ; \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_2 &= -4\pi \sum_{k=1}^N \frac{g}{\chi} \tau_2^k \sigma_2^k \nabla_2 \rho^k ; \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_3 &= -4\pi \sum_{k=1}^N \frac{g}{\chi} \tau_3^k \sigma_3^k \nabla_3 \rho^k . \end{aligned}$$

Bu halda iki nuklonun qarşılıqlı təsir enerjisi belə yazılır:

$$V = -\frac{g^2}{\chi^2} (\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2) (\vec{\sigma}_1, \nabla) (\vec{\sigma}_2, \nabla) \frac{e^{-\chi r}}{r}$$

Nəhayət qeyd etmək lazımdır ki, psevdoskalyar mezon nəzəriyyəsi nüvə qüvvələrinin yaxına təsir, mübadilə, spindən asılılıq və tenzor xassələrini qismən izah edir. bunlar isə həmin nəzəriyyənin əsas nailiyyətləri hesab olunmalıdır. Bu variantlardan başqa mezon nəzəriyyəsinin vektor, psevdovektor və s. variantları da işlənmişdir. Lakin bu variantlar üzərində

dayanmayacağıq.

Qeyd etmək lazımdır ki, nə klassik, nə də kvant mezon nəzəriyyələri təcrübi faktları kifayət qədər izah edə bilmir. Elektromaqnit sahə nəzəriyyəsindən fərqli olaraq mezon nəzəriyyəsi bir sıra ciddi çətinliklərlə qarşılaşır. Bunlardan dipol çətinliyi və kiçik həyəcanlaşma üsulunun tətbiq oluna bilməməsini göstərmək olar.

Burada mezon sahəsinin nuklonlarla xarakterik əlaqəsi də tam müəyyən edilməmişdir. Müəyyən qədər əsas vardır ki, nisbətən aşağı enerjilərdə (bir neçə yüz MeV) psevdovektor, daha böyük enerjilərdə isə psevdoskalyar əlaqə üstünlük təşkil edir. Bu ona gətirir ki, nuklonun «mərkəzinə» yaxın oblastda mezonların sıxlığı çox (psevdoskalyar əlaqə), «səthə» yaxın oblastda isə az sıxlıqlı mezon cərəyanı vardır (psevdovektor əlaqə).

Nəhayət qeyd etmək lazımdır ki, nüvə qüvvələrinin mezon nəzəriyyəsinin imkanları heç də tükənməmişdir və bu sahədə axtarışlar davam edir.

§ 8. Mübadilə nüvə qüvvələri

Nüvənin məxsusi əlaqə enerjisinə aid eksperimental faktların araşdırılmasından nüvə qüvvələri üçün iki mühüm nəticə alınır: nüvə qüvvələri yaxına təsir qüvvələridir və nüvə qüvvələri doyma xassəsinə malikdir.

Nüvə qüvvələrinin bu xassələrini izah etmək üçün belə bir mülahizə yürüdülmüşdür ki, nüvə nüvələri kvant mübadilə xassəsinə malik olmalıdır, yəni iki nüvə zərrəciyi arasındakı nüvə qarşılıqlı təsiri bu zərrəciklərin üçüncü bir zərrəciyi mübadilə etməklə mümkün olar. Nüvə qüvvələrinin daşıyıcısı kimi üçüncü zərrəcik rolunu pi mezonlar (π^+ , π^0 və π^-) və başqa ağır mezonlar da oynaya bilər. Hər üç pi mezona eyni bir zərrəciyin müxtəlif yük halları kimi baxılmalıdır (izotopik invariantlıq). Bu halda pi mezonun kompton dalğa uzunluğu:

$$r_\pi = \frac{\hbar}{m_\pi c} \approx 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$$

olub, ədədi qiymətə nüvə qüvvələrinin r_0 təsir radiusuna uyğundur.

Əgər iki nüvə zərrəciklərinin fəza və spin koordinatlarını uyğun olaraq r_1, r_2 və s_1, s_2 ilə işarə etsək bu zərrəciklər arasında üçüncü zərrəciyin müxtəlif mübadilə formaları mümkündür. Müxtəlif şəkildə göstərilən mübadilə qüvvələri, həmin qüvvələri ilə dəfə tədqiq edən müəlliflərin adları ilə adlandırılmışdır. Aşağıdakı şəkildə mübadilə nüvə qüvvələri vardır: Mayoran qüvvələri, Bartlet qüvvələri və Heyzenberq qüvvələri. Adi, mübadiləsiz nüvə qüvvələri isə Viqner qüvvələri adlanır.

İndi mümkün mübadilə nüvə qüvvələrini nəzərdən keçirək:

1-ci hal. π^+ mezon vasitəsilə p və n arasındakı qarşılıqlı təsir və ya π^- mezon vasitəsilə n və p arasındakı qarşılıqlı təsir aşağıdakı sxemlər üzrə baş verir:

$$\begin{aligned} p + n &\Leftrightarrow n' + \pi^+ + n \Leftrightarrow n' + p' \\ n + p &\Leftrightarrow p' + \pi^- + p \Leftrightarrow p' + n' \end{aligned} \quad (6.15)$$

Bu halda nuklonların arasında elektrik yükü mübadiləsi baş verir, yəni proton neytrona və neytron protona çevrilir. Yəni nuklonlar öz fəza koordinatlarının mübadiləsinə məruz qalır.

Bu qarşılıqlı təsir prosesində meydana çıxan qüvvələr Mayoran qüvvələr adlanır. Burada qarşılıqlı təsir operatoru $V(r)P_m$ hasilində ifadə oluna bilər ki, burada $V(r)$ – təkə nuklonlar arasındakı məsafədən asılı olan qarşılıqlı təsir potensial enerjisi, P_m – Mayoran operatorudur. Bu operator nuklonlar sistemini təsvir edən dalğa funksiyasının dəyişənləri kimi koordinatlarının yerini dəyişir:

$$P_M \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) \quad (6.16)$$

Onda ətalət mərkəzi sistemində iki nuklon halı üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı kimi yazılır:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) &= V(r) P_M \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = \\ &= V(r) \psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1, s_1, s_2) \end{aligned} \quad (6.17)$$

2-ci hal. Əgər p və γ arasındakı nüvə qarşılıqlı təsiri yüklü π^\pm mezonların mübadiləsi vasitəsilə baş verirsə, bu halda nuklonların fəza koordinatları ilə bərabər spin koordinatları da mübadilə edirsə, burada meydana çıxan mübadilə qüvvələri Heyzenberq qüvvələri adlanır. Onda P_H – Heyzenberq operatorunun iki nuklon sistemini təsvir edən dalğa funksiyasına təsiri belə ifadə olunur:

$$P_H \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = \psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1, s_2, s_1) \quad (6.18)$$

Deməli ətalət mərkəzi sistemində iki nuklon halı üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı kimi yazılır:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) &= V(r) P_H \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = \\ &= V(r) \psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1, s_2, s_1) \end{aligned} \quad (6.19)$$

3-cü hal. Deyək ki, iki qarşılıqlı təsirə məruz qalan nuklonlar arasındakı mübadilə neytral π^0 mezonlar vasitəsilə aşağıdakı sxem üzrə baş verir:

$$\begin{aligned} p + p &\Leftrightarrow p' + \pi^0 + p \Leftrightarrow p' + p' \\ n + p &\Leftrightarrow n' + \pi^0 + p \Leftrightarrow n' + p' \\ n + n &\Leftrightarrow n' + \pi^0 + n \Leftrightarrow n' + n' \end{aligned} \quad (6.20)$$

Belə mübadilə nəticəsində nuklonların yükləri dəyişmiş, yəni nuklonlar öz fəza koordinatları ilə mübadilə etmir. Əgər bu mübadilədə nuklonlar öz spin koordinatları ilə mübadilə edirsə, onda bu halda təsir edən mübadilə qüvvələri Bartlet qüvvələri adlanır. Yəni bu halda P_B Bartlet operatoru yalnız dalğa funksiyasının spin koordinatlarına təsir edir:

$$P_B \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_2, s_1) \quad (6.21)$$

Bu hal üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı kimi yazılır:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) &= V(r) P_B \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = \\ &= V(r) \psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1, s_2, s_1) \end{aligned} \quad (6.22)$$

4-cü hal. Əgər qarşılıqlı təsirdə olan iki nuklon sistemi neytral π^0 mezonlarla mübadilə edirsə və bu halda dalğa funksiyasına daxil olan fəza və spin koordinatları mübadilə etmirsə, onda alınan nüvə qüvvələri adi (qeyri-mübadilə) qüvvələri və ya Viqner qüvvələri adlanır.

Bu halda iki nuklon sistemi üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı kimi yazılır:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = V(r) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) \quad (6.23)$$

Yuxarıda baxdığımız bütün hallarda belə qəbul edilirdi ki, iki nuklon sistemi üçün fəza koordinatlarından asılı olan $V(r)$ qarşılıqlı təsir potensialı yalnız iki nuklon arasındakı məsafədən asılıdır. Yəni bu halda mübadilə qüvvələri mərkəzi qüvvələr olur və nuklonların nisbi hərəkət sürətindən asılı olmur. Belə qüvvələr müxtəlif ℓ orbital momentləri ilə verilən halların superpozisiyasını vermir, buradan nüvə qüvvələri sahəsinin asimetriyası alınmır və beləliklə də deytun nüvəsi üçün kvadrupol elektrik momentinin varlığı izah olunmur. Ona görə də deytunun kvadrupol elektrik momentini izah etmək üçün əlavə olaraq tenzor qüvvələri daxil edilir.

P_M, P_H, P_B – operatorlarının təyinatından məlum olur ki, bu operatorların ardıcıl olaraq iki dəfə təsiri dalğa funksiyasını dəyişir. Deməli $P_M^2 = P_H^2 = P_B^2$ operatorlarının məxsusi qiymətləri vahidə və P_M, P_H, P_B – operatorlarının məxsusi qiymətləri isə ± 1 bərabərdir. Deyton üçün bu məxsusi qiymətlərə malik olma dalğa funksiyasının \vec{r}_1, \vec{r}_2 və s_1, s_2 dəyişənlərinə görə simmetrik və asimetrikliyi ilə əlaqədardır. Məsələn, P_M Mayoran operatoru dalğa funksiyasının dəyişənləri olan \vec{r}_1 və \vec{r}_2 elektronlarının yerlərini dəyişir, bu isə zərrəcikləri birləşdirən $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ radius-vektorunun istiqamətini dəyişmək deməkdir. Lakin $V(r)$ qarşılıqlı təsir potensialı \vec{r} vektorunun mütləq qiymətindən asılıdır. Dalğa funksiyasının cütlük xassəsindən istifadə etməklə yaza bilərik ki,

$$\psi(-\vec{r}, s_1, s_2) = (-1)^\ell \psi(\vec{r}, s_1, s_2)$$

Beləliklə alınır ki, dalğa funksiyası simmetrik olduqda P_M operatorunun məxsusi qiyməti $+1$ dalğa funksiyası antisimetrik olduqda isə -1 olur. Onda bu hal üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı kimi yazılır:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = (-1)^\ell V(r) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2)$$

Deməli, bu halda ℓ ədədinin cüt qiymətləri üçün yəni S, D, C halları üçün Biqner qüvvələri alınır.

P_B Bartlet operatoru təkə dalğa funksiyasının spin dəyişənlərinə təsir edir. İki zərrəcikdən ibarət olan kvant sistemi üçün sistemin tam spinini $s=1$ olduqda sistemi təsvir edən dalğa funksiyası simmetrik, tam spin $s=0$ olduqda isə dalğa funksiyası asimetrik olur. Onda Bartlet qüvvələri halında Şredinger tənliyi belə yazıla bilər:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = (-1)^{s+\ell} V(r) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) \quad (6.25)$$

Yuxarıdakı iki halı ümumiləşdirməklə Şredinger tənliyini Heyzenberq qüvvələri üçün belə yazmaq olar:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = (-1)^{\ell+s+1} V(r) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) \quad (6.26)$$

Bu tənlik işarəsi $s + \ell$ kəmiyyətinin tək və cüt olmasından asılı olan adi qarşılıqlı təsir potensialı ilə yazılan Şredinger tənliyinə ekvivalentdir. Məsələn, neytronların protonlardan s-səpilməsində ($\ell = 0$) $(-1)^{0+s+1} V(r)$ potensialının işarəsi triplet ($s=1$) və singlet ($s=0$) hallarında müxtəlif olmalıdır:

s=1 halı üçün

$$P_B \psi(\vec{r}, s_1, s_2) = \psi(\vec{r}, s_2, s_1) = \psi(\vec{r}, s_1, s_2)$$

s=0 halı üçün

$$P_B \psi(\vec{r}, s_1, s_2) = \psi(\vec{r}, s_2, s_1) = -\psi(\vec{r}, s_1, s_2)$$

3S və 1S hallarında neytron-proton səpilmələrinin müxtəlif olduğunu nəzərə almaqla belə bir nəticəyə gəlmək olur ki, nüvə qüvvələri tam Bartlet və tam Heyzenberq qüvvələri ola bilməz. Təcrübədə müşahidə olunan səpilmə nəticələrinə görə belə qənaətə gəlmək olur ki, nüvə mübadilə qüvvələri 25% Heyzenberq qüvvələri və ya Bartlet qüvvələri və 75% Mayoran (və ya Viqner) qiymətləridir. Nüvə qüvvələrinin doyma xassəsini izah etmək üçün fərz edilir ki, həm qüvvələr Mayoran qüvvələri ilə Heyzenberq qüvvələrinin «qatışığından» ibarətdir.

Mövzu № 6. Atom nüvəsinin modelləri. Birzərrəcikli və kollektiv nüvə modelləri. Nüvənin hidrodinamik modeli. Nüvənin dayanıqlıq şərti. Hidrodinamik modelin tətbiq oblastı.

§ 1. Nüvə haqda model təsəvvürlərinin labüdlüyü

Atom nüvəsi nuklonlardan təşkil olunmuş mürəkkəb kvant sistemidir. Bu sistemin quruluşunu və müxtəlif qarşılıqlı təsir proseslərində özünü aparmasını əvvəlcədən xəbər vermək üçün müəyyən tamamlanmış nəzəriyyə olmalıdır. Lakin, indiyədək nüvə sisteminin belə bir nəzəriyyəsini yaratmaq mümkün olmamışdır. Bunun üçün aşağıdakı üç prinsipial səbəbləri göstərmək olar:

- 1) nüvədəki nuklonlar arasında təsir edən nüvə qüvvələrinin dəqiq forması məlum deyildir;
- 2) nüvədə çox sayda nuklonların hərəkətini təsvir etmək üçün iri həcmli tənliklər sistemi alınır (çox cisim problemi);
- 3) nüvə maddəsinə makroskopik maddələrdə olduğu kimi bütöv cisim kimi baxmaq mümkün olmur.

Bu səbəblərlə əlaqədar olaraq nüvə nəzəriyyəsinin çətinliklərini bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək. Nüvə sisteminin bəzi xüsusiyyətləri daha mükəmməl öyrənilmiş çoxcisimli kvant sistemi olan atomla müqayisədən alınır. Lakin atom sistemi demək olar ki, nəzəri cəhətdən tam mükəmməl öyrəniləndiyi halda, nüvə sistemi haqda olan məlumatlar atomdakına nisbətən çox az hesab olunur.

Atomla nüvə sistemlərinin müqayisəsində ən əvvəl onu qeyd etmək lazımdır ki, atomda nüvə ilə elektronlar arasında elektromaqnit qüvvələr təsir edir və bu qüvvələr üçün mövcud olan kvant nəzəriyyəsi təcrübi faktları yaxşı izah edir. Nüvədəki nuklonlar arasındakı qüvvələrin isə təbiəti tam məlum olmadığından onların qarşılıqlı təsiri üçün nəzəri hesablamaya mümkün olmur və ona görə də, qarşılıqlı təsir qüvvələrini təcrübi faktlara əsasən seçmə üsulu ilə müəyyənləşdirmək lazım gəlir. Lakin bu üsul nüvə üçün heç də düzgün nəticələr vermir. Buna səbəb nüvə qüvvələrinin elektromaqnit qüvvələrindən fərqli olaraq qeyri-adi xassələrə malik olmasıdır. Bunlardan məsələn, nüvə qüvvələrinin sürətdən asılılıq və çoxnuklonluluq xassələrini göstərmək olar. Sürətdən asılılıq dedikdə qüvvələrin nuklonların enerjisindən (sürətindən) asılı olması nəzərdə tutulur. Nüvə qüvvələrində üçlük və çoxluq xassələri isə üç nuklondan, dörd nuklondan və ya çox nuklondan asılı qüvvələrin olmasıdır. Bu halda nuklonların heç olmazsa biri sonsuz uzaqlaşdıqca həmin qüvvələr sıfıra yaxınlaşır. Müasir nəzəriyyəyə görə çoxnuklonlu qüvvələr alınır, lakin həmin qüvvələrin intensivliyi və hətta işarəsi belə müəyyən edilə bilmir.

Beləliklə, nuklonlar arasında təsir edən nüvə qüvvələrinin düzgün formasının məlum olmaması nüvə nəzəriyyəsinin yaradılmasında birinci çətinlik hesab olunur. Qeyd edildiyi kimi, ikinci çətinlik nüvə üçün çox cisim məsələsinin qarşıya çıxmasıdır. Məlumdur ki, hələ üç cisim məsələsi klassik fizikada belə çətin riyazi bir problemdir. Klassik çox cisim məsələsini nüvədə nuklonlarının hərəkətinə tətbiq etdikdə kvant xassələrinin nəzərə alınması labüdlüyü bu məsələni hədsiz dərəcədə çətinləşdirir. Doğrudan da, kvant mexanikasında A sayda nuklonlardan təşkil olunmuş nüvə sistemi $3A$ sayda fəza $(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A)$ və $2A$ sayda spin koordinatlarından $(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_A)$ asılı olan:

$$\psi = \psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A; \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_A)$$

dalğa funksiyası ilə təsvir olunur. Onda, nuklonlarının sayı, məsələn, $A=100$ olan nüvə üçün Şredinger tənliyi 300 dəyişənli 2^{100} funksiya üçün differensial tənliklər sistemindən ibarət olar. Aydın ki, mühüm sadələşdirmə mülahizələri yürütmədən, bu tip məsələni nəinki ağır nüvələr, hətta yüngül nüvələr üçün belə, həll etmək praktiki olaraq mümkün deyildir. Məsələn, atom sistemi üçün Xartri-Fok ümumiləşmiş sahə yaxınlaşmasının köməyiylə Şredinger tənliyini xeyli sadələşdirmək olur. Lakin belə yaxınlaşmalar nüvə üçün mümkün deyildir, belə ki, atom sistemi

nüvəyə nisbətən olduqca seyrəldilmiş mühit hesab olunur.

Nəhayət, nüvə üçün nəzəriyyənin yaradılmasında üçüncü çətinlik nüvə sisteminə tam statistik sistem kimi yanaşmağın mümkün olmamasıdır. Belə ki, az sayda zərrəciklərdən təşkil olunmuş sistemdə bütün sərbəstlik dərəcələri nəzərə alınabilir. Zərrəciklərin sayı hədsiz dərəcədə çox olan sistemi isə statistik qanunlarla, müəyyən makroskopik parametrlərin (təzyiq, temperatura, sıxlıq və s.) köməyi ilə təsvir etməklə öyrənirlər. Lakin bu mənada nüvə aralıq vəziyyətdədir. Yəni nüvədə nuklonların sayı çox olduğundan bütün sərbəstlik dərəcələrini nəzərə almaq olmur və əksinə, onu bütöv cisim kimi təsvir etmək üçün isə nuklonların sayı o qədər də çox deyildir. Doğrudan da, sistemi bütöv cisim kimi təsvir etmək üçün, həmin sistemin özündə və sonsuz kiçik hesab olunan oblastında zərrəciklərin sayı çox böyük olmalıdır. Bu şərt isə nüvə sistemi üçün ödənilir. Buna baxmayaraq, çox vaxt nüvədə bütöv cisim üçün istifadə olunan səth, temperatura, sərbəst yolun uzunluğu və s. kimi mövhumlar məhdud mənada işlənir. Məsələn, makroskopik maye və bərk cismin səthi mövhumunda səthdə yerləşən hissəciklərin bu səthin əhatə etdiyi həcmdəki hissəciklərin sayına nisbətən çox kiçik olduğu düşünülürü halda, nüvə səthində bütün nuklonların təqribən yarısı yerləşmiş olur.

Deyənləri nəzərə almaqla görürük ki, nüvənin bu və ya digər bir qrup xassələrini izah etmək üçün müəyyən nüvə modelləri verilməlidir. Modellər müəyyən sayda eksperimental faktlara əsaslanmaqla, məsələnin riyazi həllini nisbətən asanlaşdırmaqlıdır. Yaxşı hesab olunan nüvə modelindən nüvənin əsas halının xassələri (spin, cütlük, maqnit dipol və elektrik kvadrupol momentləri və s.), həyəcanlanma hallarının xassələri və eləcə də nüvənin dinamik xassələri (məsələn, γ - kvantların ayrı-ayrı nüvələrdən şüalanma ehtimalı) alınmalıdır. Lakin tək bir model bu xassələrin hamısını izah edə bilmir və ona görə də bu və ya digər xassələr üçün müxtəlif modellərdən istifadə edilir.

Hər bir nüvə modelinin əsasını müəyyən sayda asılı olmayan sərbəstlik dərəcələrinin olması fərziyyəsi təşkil edir. Yəni fərz olunur ki, verilmiş modeldə istifadə olunan sərbəstlik dərəcələri həm bir-birilə, həm də başqa sərbəstlik dərəcələri ilə zəif əlaqədə olur.

Nüvə üçün sərbəstlik dərəcələrini iki qrupa: ayrı-ayrı nuklonların hərəkətini təsvir edən birnuklonlu və çox sayda nuklonların birgə hərəkətini təsvir edən kollektiv sərbəstlik dərəcələrinə bölmək olar. Buna uyğun olaraq nüvə fizikasında birnuklonlu, kollektiv və ümumiləşmiş (hər iki növ sərbəstlik dərəcələrindən istifadə olunan model) adlanan üç növ modellərdən istifadə olunur.

Bəzi hallarda kollektiv sərbəstlik dərəcələrindən istifadə olunan modelləri nuklonlar arasındakı güclü qarşılıqlı təsiri nəzərdə tutan modellər və birnuklonlu modelləri isə bir-birindən asılı olmayan zərrəciklər modelləri adlandırırlar. Bu terminlər nüvə sistemlərinin bütöv cisimlərə bənzədilməsindən alınır. Əgər zərrəciklərin sərbəst yolunun uzunluğu sistemin ölçülərindən kiçik olarsa, onda hər bir zərrəciyin yaxın ətrafındakı zərrəciklərlə güclü (intensiv) qarşılıqlı təsiri əsas rol oynayır və bu mənada nüvə sistemi maye və ya bərk cismə bənzədilə bilər. Bu hal kollektiv modellərdə istifadə olunur. Əgər zərrəciklərin sərbəst yollarının uzunluğu sistemin ölçülərindən böyük olarsa, onda hər bir zərrəciyin müəyyən ümumiləşmiş sahədə sərbəst hərəkətinə baxıla bilər. Bu hal isə birnuklonlu modellərdə istifadə olunur. Deməli, bu iki növ modellərdə bir-birinə tamamilə əks olan fərziyyələr, bir tərəfdən nuklonlar arasında güclü qarşılıqlı təsirin olduğu kollektiv hərəkət, digər tərəfdən isə nuklonlar arasındakı qarşılıqlı təsirin nəzərə alınmadığı asılı olmayan hərəkət fərziyyələri yürüdüldür. Buradan görünür ki, nüvə üçün bir tərəfdən kollektiv modellərin, digər tərəfdən isə birnuklonlu modellərin verilməsi paradoks xarakteri daşıyır. Bu paradoks belə bir mülahizə ilə aradan qaldırıla bilər ki, nüvədə nuklonlar üçün adi makroskopik mənada sərbəst yolun uzunluğu götürülə bilməz. Bunun iki əsas səbəbini göstərmək olar. Birincisi, nüvə sistemi, yuxarıda deyildiyi kimi, tam mənada bütöv cisim kimi götürülə bilmir; ikinci isə nuklonların nüvə daxilində hərəkəti klassik deyil, sırf kvant xarakteri daşıyır və onların debroyl dalğasının uzunluğu elə nüvənin ölçüsü tərtibində olur. Deməli, paradoksun alınmasına səbəb məhz nüvə sisteminin tam mənada bütöv cisim kimi götürülməsidir. İndi də bir sıra nüvə modellərinə baxaq.

§ 2. Nüvənin damcı modeli

Stabil nüvələrin müxtəlif üsullarla radiuslarının təyin edilməsində və eləcə də, əlaqə enerjilərinin araşdırılmasında gördük ki, müəyyən təcrübi faktlar nüvəni ilk yaxınlaşmada yüklü maye damcısına bənzətməyə imkan verir. Doğrudan da, müxtəlif üsullardan nüvənin radiusu üçün nüvənin A kütlə ədədindən təqribən aşağıdakı asılılıq alınır:

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = (1,3 \div 1,4) \text{ Fm}$$

Buradan görünür ki, nüvənin kütləsi onun həcmi ilə mütənasib ($A \sim R^3$) və nüvələrin sıxlığı təqribən sabit olur:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{4/3 \pi R^3} \approx 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{\text{sm}^3}$$

və ya

$$\rho = n \cdot m_N \approx 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ q/sm}^3 \approx 10^{14} \text{ q/sm}^3$$

Onda, nüvədə nuklonlar arasındakı orta məsafə:

$$\delta = \sqrt[3]{V/A} \approx \sqrt[3]{10^{-38}} \approx 2 \text{ Fm}$$

olar.

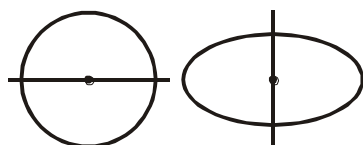
Nüvə maddəsinin sıxlığının bütün nüvələr üçün təqribən eyni olması onu mayeyə bənzədir. Maye xassəsi, həmçinin nüvələrin əlaqə enerjilərinin təqribən kütlə ədədinə mütənasib olması ($E_p \sim A$) və eləcə də bir nuklona düşən orta əlaqə enerjisinin əksər nüvələr üçün eyni olmasından (şəkil 2.4) alınır. Birinci fakt mayelərdəki buxarlanma istiliyinin mayenin kütləsinə mütənasib olması, ikinci isə, mayelərdə molekullar arasındakı kimyəvi qüvvələrin doyma xassəsilə müqayisə edilə bilər. Buna görə də, nüvəyə müsbət elektrik yükü olan maye damcısı kimi baxmaq olar. Model üçün asılı olmayan sərbəstlik dərəcələri kimi həcmi sıxılmanı və səth rəqslərini göstərmək olar.

Damcı modelinin köməyiylə əlaqə enerjisinin yarımempirik düsturu müəyyən edilir (bax F II, § 3). Həmin düsturun birinci üç həddi (həcm, səth və kulon enerjiləri) nüvənin damcı xassəsinə görə verilir və əlavə olaraq, damcı modeli ilə heç bir əlaqəsi olmayan xassələr, məhz simmetriya və cütləşmə enerjiləri daxil edilir. Bu qayda ilə alınan Veyzeker yarımempirik düsturunun nüvələrin əlaqə enerjilərini kifayət qədər düzgün aydınlaşdırılmasını damcı modelinin ilk nailiyyəti hesab etmək olar.

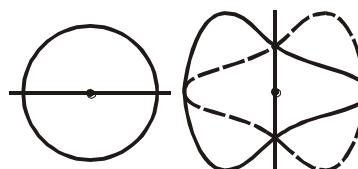
Damcı modelinin izah etdiyi başqa xassələri araşdırmaq üçün nüvə damcısının müxtəlif mümkün sərbəstlik dərəcələrinin həyəcanlanmasına baxmaq lazımdır. Əsas halda maye damcısı sferik simmetrik formaya malik olur. Nuklonların mayədə hərəkəti kollektiv xarakter daşdığından, bu halda yalnız kollektiv sərbəstlik dərəcələri rol oynayır. Maye sıxılmaz, lakin öz formasını dəyişə bilər. Deməli, maye damcısında ilk növbədə səth rəqslərinə uyğun olan sərbəstlik dərəcələri həyəcanlanmalıdır.

Hələ nüvə fizikasıdan əvvəl maye damcısının kiçik səth rəqslərinin klassik nəzəriyyəsi məlum idi. Həmin nəzəriyyəyə görə ən kiçik tezliyə məxsusi kvadrupol rəqsləri (ω_{kv}) malik olur. Bu rəqslərdə nüvə damcısı ardıcıl dartılmış və basıq ellipsoid şəklini alır (şəkil 3.1).

Nisbətən böyük tezlikli rəqslər oktopol rəqslərdir (ω_{ok}) ki, bu halda nüvə ardıcıl olaraq armudvari formaya malik olur (şəkil 3.2).



Şəkil 3.1



Şəkil 3.2

Maye damcısının başqa məxsusi rəqslərinin tezliyi daha böyük olur və bu halda damcı mürəkkəb formalara malik olur. Klassik damcıdan nüvə damcısına keçdikdə həmin məxsusi rəqsləri

kvantlamaq lazımdır. Lakin kvantlanmada heç də, məxsusi rəqslərin tezliyi dəyişmir, həyəcanlanma halları üçün enerji və hərəkət miqdarı momentləri diskret qiymətlər alır. Kvadrupol və oktopol həyəcanlanmalarına uyğun enerjilər aşağıdakı kimi yazılır:

$$E_{KV} = n_{KV} \hbar \omega_{KV}; \quad E_{okt} = n_{okt} \hbar \omega_{okt}$$

burada n_{KV} və n_{okt} uyğun olaraq kvadrupol və oktopol kvantlarının sayını göstərir: ($n_{KV}, n_{okt} = 1, 2, \dots$). Hər bir kvadrupol kvantı $I=2$ momentə və müsbət cütlüyə və hər bir oktopol kvantı isə $I=3$ momentə və mənfi cütlüyə malikdir. Veyzeker düsturundakı səth enerjisinin ifadəsindən istifadə etməklə, hesablamadan alınmış kvadrupol kvantının enerjisi:

$$\hbar \omega_{KV} \approx 30A^{-\frac{1}{2}} \text{MeV} \quad (3.1)$$

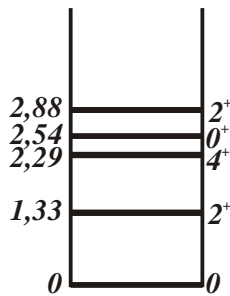
olur.

Kütlə ədədinin eyni qiyməti üçün oktopol kvantının enerjisi kvadrupol kvantının enerjisindən təqribən iki dəfə böyük alınır.

Bu deyilənləri nüvəyə tətbiq etsək, təcrübi qiymətlərlə müqayisədə yalnız çox aşağı enerji səviyyələri üçün ($n_{KV}=1, 2$ və $n_{okt}=1$) nisbətən uyğun qiymətlər alına bilər. Belə ki, yuxarı enerji səviyyələrinə keçdikdə, energetik olaraq başqa növ həyəcanlanmalar mümkündür və bu halda alınan enerji spektri nisbətən mürəkkəb olur.

Damcı modelinə görə aşağı həyəcanlanma enerji səviyyələri üçün alınan qiymətlərin eksperimental nəticələrlə necə təsdiq olunmasını nəzərdən keçirək. Əgər əsas səviyyənin xarakteristikası 0^+ -dirsə, onda birinci həyəcanlanma səviyyələrinin enerjisi (3.1) düsturu ilə təyin olunmalı və xarakteristikası 2^+ olmalıdır. Bu səviyyədən təqribən iki dəfə yuxarıda xarakteristikası 5^- olan ikinci həyəcanlanma səviyyəsi yerləşməlidir. Həmin səviyyənin yaxınlığında iki kvadrupol kvantının həyəcanlanmasına uyğun olan $0^+, 2^+, 4^+$ xarakteristikalı bir-birinə yaxın yerləşmiş daha üç səviyyə olmalıdır.

Bunları eksperimental nəticələrlə müqayisə etdikdə, mə'lum olur ki, xarakteristikası 2^+ olan səviyyə bütün cüt-cüt nüvələr üçün alınır, lakin həmin səviyyənin enerjisi adətən (3.1) düsturunun verdiyindən təqribən iki dəfə aşağı olur. Məsələn, şəkil 3.3-də Ni^{60} nüvəsinin aşağı səviyyələri göstərilmişdir. Birinci həyəcanlanma səviyyəsinin (2^+) enerjisi (3.1) düsturuna görə təqribən 3 MeV olmalıdır, lakin eksperimentdən bu səviyyə üçün 1,3 MeV alınır. Bu halda modeldən alınan



Şəkil 3.3

nəticəyə uyğun olaraq, birinci həyəcanlanma səviyyəsi üçün təqribən iki dəfə yuxarıda $0^+, 2^+, 4^+$ triplet səviyyələr vardır. Bundan başqa, bütün cüt-cüt nüvələrdə oktopol kvantın həyəcanlanmasına uyğun olan 3^- səviyyəsi müşahidə olunur. Lakin həmin səviyyənin enerjisi 2^+ səviyyənin enerjisindən iki dəfədən çox alınır.

Nüvənin damcı modelinin köməyiylə bölünmənin elementar nəzəriyyəsi verilir. Bu nəzəriyyənin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, kiçik həyəcanlanmalarda sferik maye damcısı ellipsoidal və sferik formaya keçir. Böyük həyəcanlanmalarda ellipsoid o dərəcədə dartılmış olur ki, energetik olaraq nüvənin iki hissəyə parçalanması əlverişli olur. Veyzeker yarımempirik düsturundan istifadə etməklə bölünmə enerjisini kütlə ədədi (A) və yük ədədi (Z) ilə ifadə etməklə

nüvələrin bölünmə şərtlərini verən münasibətlər alınır.

Bütün deyilənlərdən görünür ki, nüvənin damcı modeli nüvələrin kütlələri, əlaqə enerjiləri haqda nisbətən düzgün məlumat verir. Bu model əsasında bütün cüt-cüt nüvələrin bir neçə aşağı enerji səviyyələrinin xarakteristikaları (spin və cütlükləri) düzgün izah olunur. Modelə əsasən, həmçinin nüvələrin bölünmə mexanizmi və elementar bölünmə nəzəriyyəsi verilir.

Göstərilən üstünlüklərlə bərabər nüvənin damcı modelinin əsas çatışmayan xüsusiyyətlərini göstərmək olar. Məsələn, damcı modelinin köməyiylə nüvənin əlaqə enerjisini izah etdikdə aydın olur ki, yarımempirik düstura damcı modeli ilə heç bir əlaqəsi olmayan hədlər əlavə olunmadan düzgün nəticələr alınmır. Deməli, düstura axırıncı iki həddin - simmetriklilik və cütləşmə enerjilərinin əlavə olunması damcı modelinin çətinliyini göstərir.

Damcı modeli nüvələrin yalnız aşağı həyəcanlanma səviyyələri haqda ümumi təsəvvür yaradır,

bunları kəmiyyətcə tam araşdırmır. Bu model nüvənin bölünmə mexanizmini izah etdiyi halda, bölünmənin əsas xassələrindən olan asimetriyanı araşdırma bilmir.

Bunlardan başqa, nüvə üçün damcı modelinin heç toxunmadığı bir çox məsələlər də vardır. Bunlardan - nüvənin əsas və həyənganlanma hallarının məxsusi əlaqə enerjisi, spini, maqnit momenti, cütlüyü, α və β parçalanmanın bəzi xüsusiyyətlərini və s. göstərmək olar.

Məlum olmuşdur ki, nüvənin damcı modelinin izah edə bilmədiyi bir sıra xassələr nüvədə nuklonların sayından asılı olub, müəyyən periodikliyə malik olur. Bunları izah etmək üçün nüvənin asılı olmayan zərrəcik modelləri verilmişdir. Aşağıda iki belə modelə: nüvə Fermi-qaz modeli və örtük modelinə baxılır.

Mövzu № 7. Nüvənin örtük modeli. Şehirli ədədlər. Örtük modeldə spin-orbital qarşılıqlı təsirin nəzərə alınması. Ümumiləşmiş model. Adiabatik yaxınlaşma. Nüvənin fırlanma modeli. Fırlanma enerjisi.

§ 4. Nüvə örtük modeli

Yuxarıda gördük ki, nüvənin bir sıra xassələri onu təşkil edən protonların və neytronların sayından asılıdır. Bəzi xassələr Z və N ədədlərinin nisbətən hamar funksiyası olur.

Lakin daha dəqiq araşdırmalar göstərdi ki, nüvələrin xassələrinin Z və N -dən asılı olaraq dəyişməsində müəyyən sıçrayışlar müşahidə olunur. Bu sıçrayışlar Z və N -nin müəyyən qiymətlərində daha aşkar nəzərə çarpır. Məhz bu səbəbdən neytronların və protonların sayının 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 və 152 (axırıncı iki qiymət yalnız neytronların sayına aiddir) qiymətləri "şehirli" ədədlər adlandırılmışdır. Nüvə üçün həmin qiymətlər atom üçün elektronların 2, 8, 18, 32 və s. say qiymətlərini xatırladır. Atom fizikasıdan məlumdur ki, bu qiymətlərdə təsirsiz qaz atomlarının qapalı elektron örtükləri alınır.

Neytron və ya protonlarının sayı "şehirli" qiymətlərə bərabər olan nüvələr "şehirli" nüvələr, həm protonlarının və həm də neytronlarının sayı "şehirli" qiymətlərə bərabər olan nüvələr isə ikiqat "şehirli" nüvələr adlanır. Belə nüvələrə misal olaraq ${}_{2}\text{He}^4$, ${}_{8}\text{O}^{16}$, ${}_{20}\text{Ca}^{40}$, ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ nüvələrini göstərmək olar.

Şehirli nüvələrin stabilliyi başqa nüvələrinə nisbətən çox yüksək olur. Bundan başqa, şehirli nüvələri fərqləndirən bir sıra xüsusiyyətlər vardır ki, onlardan bir neçəsini göstərmək olar:

1) Z və ya N ədədləri şehirli qiymətlərə bərabər olan nüvələrin stabil izotoplarının sayı həmin ədədlərin cüt olduğu qonşu nüvələrinə nisbətən çox olur. Məsələn, N ədədi cüt olan izotonların sayı üç-dörd olduğu halda $N = 20$ olduqda bunların sayı beşə (${}_{16}\text{S}^{36}$, ${}_{17}\text{Cl}^{37}$, ${}_{18}\text{Ar}^{38}$, ${}_{19}\text{K}^{39}$, ${}_{20}\text{Ca}^{40}$), $N = 50$ olduqda altıya və $N = 82$ olduqda yeddiyə çatır.

2) Qonşu nüvələrə nisbətən şehirli nüvələr təbiətdə daha çox yayılmışdır. Məsələn, ${}_{8}\text{O}^{16}$ nüvəsinin təbiətdə nisbi yayılması 99,758, ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ -inki isə 96,92-dir. ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ izotopundan əvvəlki $Z=N$ olan nüvənin (${}_{18}\text{Ar}^{36}$) təbiətdə yayılması 0,3 %, sonrakı ${}_{22}\text{Ti}^{44}$ nüvəsi isə təbiətdə müşahidə olunmur.

3) Enerjisi ~ 1 MeV olan neytronların nüvələr tərəfindən udulma effektiv kəsikləri (σ_a) ölçülmüşdür. Bunların tədqiq edilməsi göstərir ki, təqribən $A=100$ qiymətinə qədər kütlə ədədinin artması ilə (σ_a) artır və kütlə ədədinin böyük qiymətlərində təqribən sabit qalır. Lakin $\sigma_a(A)$ asılılığında şehirli nüvələrlə əlaqədar olan müəyyən incə quruluş müşahidə olunur. Şehirli nüvələr tərəfindən neytronların udulma ehtimalı çox (bəzən bir-iki tərtib) azalır ki, bu da həmin nüvələrin xüsusi dəyanətliliyə malik olduğunu göstərir.

4) Tədqiq olunmuşdur ki, şehirli nüvələrdə bir nuklona düşən əlaqə enerjisi (ϵ) qonşu cüt-cüt nüvələrinə nisbətən (0,5-1,5) MeV böyükdür. Bu onu göstərir ki, ola bilsin ki, şehirli nüvələrdə nuklonların qapalı dəyanətli örtükləri yaranır və yeni nuklonun əlavə olunması başqa örtüyə aid olduğundan nüvə də nisbətən zəif əlaqəyə malik olur.

5) Nüvələrdə birinci həyəcanlanma səviyyələrini tədqiq etməklə, şehirli nüvələrdə qapalı örtüklərin olduğunu müəyyən etmək olar. Adi nüvələrdə birinci həyəcanlanma halları nuklonların öz spin istiqamətlərini dəyişməsilə əlaqədar olduğundan, bu hala keçmək üçün nisbətən az enerji tələb olunur. Ona görə də bu halda birinci həyəcanlanma səviyyəsi əsas səviyyədən az fərqlənir. Şehirli nüvələrdə isə, birinci həyəcanlanma nuklonun yüksək örtüyə keçməsilə əlaqədar olduğundan, nisbətən böyük enerji tələb olunmalıdır. Yə"ni belə nüvələrdə birinci həyəcanlanma səviyyələrinə keçid enerjisi böyük olmalıdır. Bu faktlar təcrübədə tamamilə təsdiq olunur.

Nüvələrin kvadrupol momentlərinin protonların və neytronların sayından asılılığına gəldikdə

görünür ki, (şəkil 2.15) Z və N "sehirli" ədədlərə bərabər olduqda kvadrupol momentləri sıfıra yaxın olur. Bu onu göstərir ki, "sehirli" ədədlərdə nuklonların qapalı örtükləri alınır və həmin nüvələr sferik simmetrik olur. Şəkil 2.15-dən daha bir qanunauyğunluq müşahidə edilir. Orta və ağır nüvələrdə "sehirli" qiymətlərdən keçdikdə kvadrupol momenti öz işarəsini dəyişir. Qapalı təbəqəyə qədər bir neçə nuklonu çatmayan nüvənin kvadrupol momenti müsbət (nüvənin spin oxu üzrə dartılmış forması), "sehirli" ədəddən bir neçə nuklonu artıq olan nüvənin isə mənfi (nüvənin spin oxu üzrə basılmış forması) olur. Deməli, nuklonların sayı "sehirli" qiymətlərdən keçdikdə nüvədə elektrik yükünün paylanması və eləcə də nüvənin forması əsaslı dəyişikliyə uğrayır.

Bütün bu göstərilən faktlardan belə bir nəticə alınır ki, nüvədə, atomda olduğu kimi, qapalı örtüklər vardır. Lakin belə örtüklərin olması təsəvvürü nüvənin damcı modelinə tamamilə ziddir. Güman etmək olar ki, damcı modeli əsasən nüvənin həyəcanlanmış halını təsvir etmək üçün yararlıdır. Nüvənin əsas və ya az həyəcanlanmış halları isə qapalı örtüklərin olması təsəvvürünə görə izah olunmalıdır.

Nüvədə qapalı örtüklərin yaranma bilməsini başa düşmək üçün müqayisə məqsədilə atomda elektron örtüklərinin alınması şərtlərini nəzərdən keçirək. Atom örtüyünü əmələ gətirən elektronlar nüvənin təqribən mərkəzi kulon sahəsində olurlar (burada mərkəzi sahənin təhrif olunması daxili elektronların nüvənin kulon sahəsini ekranlaması ilə əlaqədardır). Nüvənin kulon sahəsi elektronunkuna nisbətən çox böyük olduğundan elektronlar arasındakı qarşılıqlı təsiri nəzərə almamaq olur. Onda nüvənin kulon sahəsi mərkəzi simmetrik olduğundan elektronların 1 kvant ədədi ilə xarakterizə olunan orbital hərəkət miqdarı momentləri hərəkət inteqralı olur (zamandan asılı olaraq dəyişmir). Eyni bir enerji səviyyəsinə 1 kvant ədədinin müxtəlif qiymətləri uyğun gəlir, yəni enerji səviyyəsi cırlaşmış olur. Səviyyələrin cırlaşması ilə birlikdə elektronlar üçün Pauli prinsipinin ödənilməsi atomda örtüklərin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Onda hər bir elektron səviyyəsində cırlaşma ilə müəyyən olunan sayda elektronlar olur. Məhz səviyyə elektronlarla tam dolduqda atom qapalı örtüyü alınır. Beləliklə atomda K, L, M və s. örtükləri yaranır. Lakin səviyyələrin ℓ kvant ədədinə görə işarə edilməsi spin-orbital qarşılıqlı təsirinə nəzərə alınmadığı halda olur. Elektron örtüyü üçün bu qarşılıqlı təsirin nəzərə alınması optik spektrin incə quruluşunu müəyyən edir.

Deməli, nüvədə də qapalı örtüklərin əmələ gəlməsi üçün üç şərt ödənilməlidir: 1) nuklonlar mərkəzi simmetrik sahədə olmalı; 2) nuklonlar arasındakı qarşılıqlı təsir az olmalı; 3) nuklonlar Pauli prinsipinə tabe olmalıdır.

Nüvəyə gəldikdə isə, bu şərtlərdən üçüncüsü tam ödənilir, yəni nuklonlar Fermi zərrəcikləri olduğundan Pauli prinsipinə tabe olurlar. Lakin nuklonlar üçün birinci və ikinci şərtlərin ödənilməsi ilk baxışda aşkar deyildir. Belə ki, nuklonlar arasında, yuxarıda göstərilən kimi, çox böyük nüvə qüvvələri təsir edir, lakin nuklonların hərəkətini tənzimləyən mərkəzi stabil sahə yoxdur.

Bundan başqa nuklonların nüvədə asılı olmayan (sərbəst) hərəkətinə baxmaq üçün onların sərbəst yolunun uzunluğu nüvə ölçüləri tərtibində olmalıdır. Əks halda nuklonların toqquşması nəticəsində onların halı dəyişir. İlk baxışda bu şərt ödənilə bilməz. Məlumdur ki, enerjisi 25 MeV olan nuklonların (nuklonların nüvədəki kinetik enerjisi 25 MeV tərtibində olur) toqquşma effektiv kəsiyi $\sigma \approx 0,3 \cdot 10^{-24} \text{sm}^2$ olur. Nüvədə nuklonların sıxlığı isə $n \approx 10^{38} \text{nukl/sm}^3$ -dir. Ona görə də nuklonun nüvədəki sərbəst yolunun uzunluğu:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{38} \cdot 0,3 \cdot 10^{-24}} \approx 0,3 \text{Fm};$$

yəni nüvənin radiusundan təqribən üç dəfə kiçikdir.

Lakin göstərmək olar ki, müəyyən mülahizəyə görə nuklonların nüvədəki sərbəst yolunun uzunluğu $\bar{\lambda}$ -dan xeyli böyük olmalıdır. Bu mülahizə ondan ibarətdir ki, Fermi qazı modelində göstəriləndiyi kimi, nüvənin əsas halında bütün aşağı enerji səviyyələri Pauli prinsipinə əsasən nuklonlarla tutulmuşdur və ona görə də nuklonların enerji mübadiləsi ilə toqquşma ehtimalı az olmalıdır. Deməli, nuklonlar arasındakı qarşılıqlı təsiri nəzərə almamaq olar.

Birinci şərtə, yəni nuklonların daxil olduğu mərkəzi simmetrik sahəyə gəldikdə isə, məlum olmuşdur ki, məhz nuklonlar arasındakı qısa təsir radiuslu güclü nüvə qüvvələrinin olması belə bir

potensial sahənin alınmasına imkan verir. Doğrudan da, nuklonlar arasındakı nüvə qarşılıqlı təsirini dərin (~ 30 MeV) və eni çox kiçik olan potensial çuxur ilə təsvir etmək olar (ilk yaxınlaşmada bu potensial çuxur düzbucaqlı götürülə bilər). Nüvədə nuklon potensial çuxurunun ölçüsü ilə müqayisə edilən məsafələrdə nuklonlar sürətlə hərəkət edir və ona görə də, onların nüvə ilə qarşılıqlı təsirini zamandan asılı olmayan orta bir potensial sahə ilə əvəz etmək olar. Bu potensial sahə çox sayda qonşu nuklon potensial çuxurlarının qovuşmasından alınır. Nuklonlar bir-birinə çox yaxın olduğundan və onlar arasındakı nüvə qarşılıqlı təsir radiusu çox kiçik olduğundan, alınan orta potensial sahə nüvə daxilində bircinsliliyə yaxın olmalı, nüvənin səthində isə sıçrayışla sifra düşməlidir. İlk yaxınlaşmada nüvə sferik formada olduğundan göstərilən orta potensial sahə də sferik simmetrik götürülə bilər.

Beləliklə, nüvədə qapalı örtüklərin əmələ gəlməsi üçün yuxarıda göstərilən üç şərtin olmasına zəmin yaradan mülahizələr vardır. Yəni, nüvədə Pauli prinsipinə tabe olan nuklonların təqribən sferik simmetrik potensial sahədə bir-birindən asılı olmayan hərəkətlərini təsvir etmək olar. İlk yaxınlaşmada protonlar və neytronlar üçün potensial eyni götürülə bilər. Yəni, protonlar arasındakı əlavə kulon itələmə qüvvələri yalnız ağır nüvələrdə nəzərə alın bilər. Bu yaxınlaşma, eləcə də, sehirlə ədədlərin proton və neytronlar üçün eyni olmasına əsaslanır.

Nüvə üçün sferik simmetrik potensial götürüldüyündən, nuklonların bu sahədəki $\bar{\ell}$ orbital hərəkət miqdarı momentləri hərəkət inteqralı olmalıdır. Bu halda həmin momentin üstün istiqamət üzrə götürülmüş bütün m_ℓ proyeksiyaları (bunların sayı $2\ell + 1$ olar) eyni enerjiyə malik olmalıdır ki, bu da maqnit kvant ədədinə görə cırlaşma deməkdir. Onda, Pauli prinsipinə uyğun olaraq hər bir enerji səviyyəsində $2(2\ell + 1)$ nuklon yerləşə bilər (2 spin vəziyyətlərini göstərir). Beləliklə, nuklonların enerji örtüklərində müəyyən sayda yerləşməsinə verən nüvə modeli mümkün olur.

Örtük modelinin ən sadə variantı A kütlə ədədi tək olan birnuklonlu Şmidt modelidir (bax F.II, § 4). Yuxarıda göstəriləndi kimi, bu halda fərz olunur ki, axırıncı tək nuklondan başqa bütün nuklonlar mexaniki və maqnit momenti sıfır olan sferik simmetrik özlü əmələ gətirir və nüvənin xassələri axırıncı tək nuklonun xassələrilə təyin olunur. Modelin mürəkkəb variantlarında dolmuş nuklon təbəqələrindən kənarında bir neçə nuklon götürülür və bunlar arasındakı qarşılıqlı təsir nəzərə alınır.

Nüvədə nuklon səviyyələrinin vəziyyətini təyin etmək üçün əvvəlcə potensial çuxurun parametrləri müəyyən edilir. İlk yaxınlaşmada çuxurun eni nüvənin diametrinə bərabər, dərinliyi isə, bir nuklona düşən orta əlaqə enerjisinin ~ 8 MeV olması şərtindən təyin edilir. Belə potensial çuxurda olan zərrəcik üçün Şredinger tənliyini həll etdikdə zərrəciyin müxtəlif hallarını müəyyən edən məxsusi qiymətlər və məxsusi funksiyalar alınır.

Sadə halda potensial çuxuru düzbucaqlı şəkildə götürmək olar. Bunun üçün Şredinger tənliyini həll etdikdə nuklon hallarının aşağıdakı ardıcılığı alınır:

n/ℓ	1s	1p	2s	1d	1f	2p	1g	2d	3s	1h	2f	3p
1	0	1	0	2	3	1	4	2	0	5	3	1
$N=2(2\ell+1)$	2	6	2	10	14	6	18	10	2	22	14	6
$\sum N$	2	8	10	20	34	40	58	68	70	92	106	112

Səviyyələr enerjinin artması qaydası ilə yerləşmişdir. Bunlar kvant ədədi n (dalğa funksiyasının düyünlərinin sayı) və orbital kvant ədədi ℓ ilə xarakterizə olunur. Pauli prinsipinə görə verilmiş enerji səviyyəsində hər nuklon növündən $N=2(2\ell + 1)$ sayda yerləşə bilər. Protonlar və neytronlar üçün səviyyələr ayrı-ayrılıqda götürülür.

Potensial çuxurun şəklini dəyişdikdə səviyyələr enerji qiymətlərinə görə yerdəyişməyə uğrayır (bəzən səviyyələrin ardıcılığı da dəyişir), yaxın səviyyələr qruplaşaraq nisbətən böyük enerji məsafələri ilə ayrılırlar. Onda yaxın enerjili səviyyələr qrupunu nüvə örtüyü adlandırmaq olar. Bu halda düzgün model üçün örtüklərin tam dolması ($\sum N$) sehirlə ədədlərlə üst-üstə düşməlidir.

Sehirlə ədədlərin alınması üçün düzbucaqlı potensialın formasını da dəyişmək olar. Məsələn, hesablamalar göstərir ki, potensialın düzbucaqlı küncələrini bir qədər əydikdə səviyyələrin ardıcılığı

pozulmur, lakin bəzi səviyyələrin yeni qruplaşmalarına gətirir (bu halda 2s və 1d; 1f və 2p; 1g, 2d və 3s; 1h, 2f və 3p qruplaşır).

Onda alınan örtüklər - 2, 8, 20, 40, 70 və 112 qiymətlərində tamamlanır. Bu ədədləri sehirli ədədlərlə (2, 8, 20, 28, 50, 82 və 126) müqayisə etdikdə görünür ki, düzgün nəticələr yalnız birinci üç sehirli ədəd üçün alınır. Potensialın formasını müxtəlif şəkildə dəyişməklə (mürəkkəbləşdirməklə) daha sonrakı sehirli ədədlərlə uyğunluq alınabilir. Lakin, bu halda, nüvələrin radioaktiv parçalanmalarında spin və maqnit momentlərindəki qanunauyğunluqlar izah oluna bilmir.

Vəziyyətdən çıxış yolunu ilk dəfə Qeppert-Mayer göstərmişdir. Mayerin mülahizəsinə görə nuklon səviyyələri üçün güclü spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmalıdır. Bu halda sferik simmetrik potensial:

$$V = V(r) + U(r)(\vec{s}\vec{\ell})$$

şəklində götürülür, burada $V(r)$ müstəvi dibli və kənarları kütləşmiş formada götürülən çuxurdur. Onda ℓ kvant ədədi ilə xarakterizə olunan səviyyə iki alt səviyyəyə parçalanmalıdır. Həmin səviyyələrin birinə $j = \ell + 1/2$, digərinə isə $j = \ell - 1/2$ tam momenti uyğun gəlir.

Qeppert-Mayerə görə $U(r)$ ($\vec{s}\vec{\ell}$) spin-orbital qarşılıqlı təsirinin elementar hesablanması verilir. Bu məqsədlə elektrodinamik analogiyadan istifadə edilir.

Fərz edək ki, potensialı $V(r)$ və intensivliyi:

$$\vec{E} = -\frac{1}{e} \text{grad}V(r)$$

şəklində verilən elektrostatik sahədə e yüklü zərrəcik hərəkət edir. Yükün sürəti \vec{v} olarsa, onda yüklə bağlı olan koordinat sistemində elektrik sahəsindən başqa, intensivliyi qeyri-relyativistik yaxınlaşmada aşağıdakı münasibətlə təyin edilən maqnit sahəsi də mövcud olur:

$$\vec{H} = \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{E}]$$

və ya \vec{E} intensivliyini V -nin qradienti ilə ifadə etsək:

$$\vec{H} = -\frac{1}{ec} [\vec{v} \times \text{grad}V(r)] \quad (3.2)$$

alırıq. Zərrəcik e elektrik yükü ilə bərabər $\vec{\mu}$ maqnit momentinə malik olduğundan, onda həmin zərrəcik maqnit sahəsində əlavə $E_m = -\vec{\mu}\vec{H}$ qarşılıqlı təsir enerjisinə malik olmalıdır. Əgər (3.2) düsturunda sürəti \vec{p} impulsu ilə ifadə etsək və elektron üçün $\vec{\mu}$ və \vec{s} momentləri arasındakı

$$\vec{\mu} = \frac{e}{mc} \vec{s} \text{ münasibətdən istifadə etsək } E_m \text{ üçün: } E_m = \frac{\vec{s}}{m^2 c^2} [\vec{p} \times \text{grad}V(r)] \text{ alırıq.}$$

İndi fərz edək ki, buna oxşar qarşılıqlı təsir nuklonun nüvə qüvvələri sahəsindəki hərəkətində alınır. Yəni deyək ki, nüvə qüvvələrinin $V(r)$ sahəsində hərəkət edən nuklon üçün spin-orbital ($\vec{s}\vec{\ell}$) qarşılıqlı təsir enerjisi:

$$E_{sl} = \gamma \frac{\vec{s}}{m^2 c^2} [\vec{p} \times \text{grad}V(\vec{r})]$$

şəklində göstərilir, burada $\gamma > 0$ ölçüsüz sabitdir. Bu sabitin ədədi qiyməti nüvə qüvvələrinin xüsusi nəzəriyyəsinə və ya təcrübi nəticələrlə müqayisədən tapıla bilər. Mərkəzi simmetrik sahə üçün

$$\text{grad}V(r) = \frac{\partial V}{\partial r} \frac{\vec{r}}{r} \text{ və ona görə də: } E_{sl} = -\gamma \frac{\vec{s}}{m^2 c^2} \left[\frac{\partial V}{\partial r} \frac{\vec{r}}{r} \vec{p} \right] = -\gamma \frac{1}{m^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} (\vec{s}\vec{\ell})$$

olar, burada $\vec{\ell} = [\vec{r}\vec{p}]$ nuklon orbital momentidir. Bu ifadəyə daxil olan \vec{s} və $\vec{\ell}$ kəmiyyətləri

operatorlardır. Bu kəmiyyətlərlə tam hərəkət miqdarı momentinin \hat{j} operatoru arasında:

$$\hat{j}^2 = \hat{\ell}^2 + \hat{s}^2 + 2(\hat{\ell}\hat{s})$$

münasibətini yazmaq olar. Bu halda spin-orbital qarşılıqlı təsir operatoru:

$$\hat{H}_{sl} = -\frac{\gamma}{2(mc^2)} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} (\hat{j}^2 - \hat{\ell}^2 - \hat{s}^2)$$

şəklində alınır. Bu operatorun E_j məxsusi qiymətləri aşağıdakı münasibətdən tapılır:

$$E_j = -\frac{\gamma}{2(mc^2)} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \hbar^2 [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)]$$

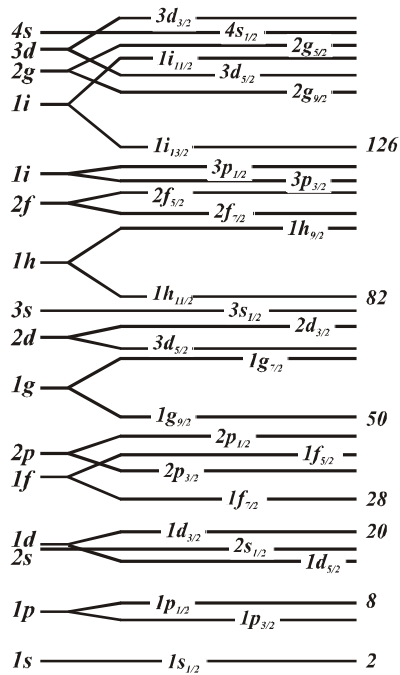
və ya $U(r) = \frac{\gamma \hbar^2}{2(m^2 c^2)} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}$ əvəz etsək:

$$E_j = -U(r) [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)]$$

alırıq. $s = \pm 1/2$ olduğundan, ℓ ədədinin hər bir qiyməti üçün j iki qiymət alır: $j = \ell \pm 1/2$. Beləliklə

spin-orbital qarşılıqlı təsir enerjisi: $E_j = -U(r) \begin{cases} \ell & j = \ell + 1/2 \\ -(\ell + 1) & j = \ell - 1/2 \end{cases}$

qiymətini alır. Buradan görünür ki, spin-orbital qarşılıqlı təsirdə verilmiş səviyyənin parçalandığı iki alt səviyyələrdən tam momenti $j = \ell - 1/2$ ədədi ilə təyin olunan səviyyə $j = \ell + 1/2$ ədədi ilə təyin olunan səviyyədən yuxarıda yerləşir. ℓ artdıqca səviyyənin parçalanma qiyməti (alt səviyyələr arasındakı enerji intervalı) $2\ell + 1$ mütənasib olaraq artır. Ümumi halda sahənin $\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}$ gradienti r-in



Şəkil 3.4

d, f və s. hərflərlə işarə olunur.

Nuklonun tam momentini təyin edən j kvant ədədi tam yarım qiymətlər alır. Nuklonun tam momentinin üstün istiqamətdə proyeksiyasını təyin edən m_j kvant ədədi isə:

$m_j = -j; -(j-1); \dots; j$; cəmi $2j+1$ qiymət alır.

Örtük modelinə görə nuklon səviyyələri $n \ell_j$ şəklində ifadə olunur. Burada ℓ orbital kvant ədədi yerinə uyğun hərflər (s, p, d, f və s.) yazılır. Məsələn, $2 f_{7/2}$ ilə kvant ədədləri $n=2$, $\ell=3$ və $j=7/2$ olan səviyyə işarə edilir. Bu halda m_j kvant ədədi göstərilir. Belə ki, yalnız radiusunun modulundan asılı olan potensial m_j kvant ədədinə görə fərqlənən səviyyələr eyni enerjiyə malik olur (cırılaşma). Ümumiləşmiş potensial üçün alınan səviyyələr, həm də, müəyyən cütlüklə xarakterizə olunur. Səviyyələrin cütlüyü isə ℓ kvant ədədinin cütlüyü ilə təyin olunur.

Atom örtüklərindən fərqli olaraq nüvə örtüklərinin nuklonlarla dolma prinsipini araşdıraq.

müəyyən funksiyası olur. (xüsusi halda, $V(r) = -V_0 + \frac{k}{2} r^2$

şəklində ossilyator potensialı olduqda $\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = k$ sabit kəmiyyət

alınır).

Şəkil 3.4-də örtük modelinin sadə (birnuklonlu) variantı üçün enerji səviyyələrinin parçalanma və yenidən düzəlmə sxemi verilmişdir.

Əvvəlcə, enerji səviyyələrinin təsnifatına baxaq. Hər bir enerji səviyyəsi n , ℓ , j , m_j kimi dörd kvant ədədləri ilə xarakterizə olunur. Burada n - səviyyənin vəziyyətini təyin edən baş kvant ədədidir. Riyazi olaraq, bu kvant ədədi radial dalğa funksiyasının düyünlərinin sayını göstərir ($n=1,2,\dots$). İndeksi n olan funksiyanın düyün nöqtələrinin sayı $n-1$ olur. n artdıqca nuklonun nüvənin mərkəzindən olan məsafəsi artır. Qeyd edək ki, nüvə fizikasında atom fizikasından fərqli n baş kvant ədədləri istifadə olunur və bunlar arasındakı asılılıq: $n_{nüvə} = n_{atom} - \ell$ olur. ℓ - nuklonun orbital momentini təyin edir ($\ell=0,1,2,\dots$). Keçmiş spektroskopik terminlərə görə $\ell = 0,1,2,\dots$ və s. olan səviyyələr uyğun olaraq s, p,

Bunun üçün iki mülahizə əsas götürülməlidir. Birinci ondan ibarətdir ki, n baş kvant ədədindən asılı olaraq səviyyənin enerjisi atomdakına nisbətən kəskin artır. Bu isə bir tərəfdən ümumiləşmiş potensialın məsafədən asılı olaraq kəskin dəyişməsi, digər tərəfdən, n ədədinin artması ilə nuklonun nüvənin mərkəzindən olan məsafəsinin artması ilə əlaqədardır. İkinci mülahizə ondan ibarətdir ki,

ℓ ədədinin artması ilə nuklonun $\frac{\hbar^2 \ell^2}{2m^2} < \frac{1}{r^2}$ ilə verilən mərkəzdənqaçma kinetik enerjisinin

artması hesabına səviyyənin enerjisi azalır. Bu mülahizələr səviyyələrin yuxarıda göstərilən spin-orbital parçalanması ilə birlikdə şəkil 3.4-də göstərilən nüvə örtüklərinin alınmasını müəyyən edir.

Atomda olduğu kimi, nüvədə də enerjiyə görə ən aşağıda iki $1s_{1/2}$ halları yerləşir. Bu təbəqədə hər növ nuklondan spinləri ilə fərqlənən iki ədəd yerləşə bilər. $1s_{1/2}$ proton və neytron örtükləri ${}^4\text{He}$ nüvəsində dolmuşdur və ona görə də bu nüvə ikiqat sehirli nüvədir. Deməli, birinci nüvə örtüyü atom örtüyünə bənzəyir və helium tək cə sehirli nüvə deyil, həm də "sehirli" atomdur.

Növbəti örtüyün tərkibi yuxarıda göstərilən iki effektin - mərkəzdənqaçma enerjisinin ℓ -dən asılı olaraq artması və potensial enerjinin n -nin artması ilə azalması effektlərinin hansının üstün olmasından asılıdır. Atomda bu effektlər eyni tərtibdə olur (kulon potensial enerjisi mərkəzdənqaçma enerjisi kimi məsafədən asılı olaraq yavaş azalır). Ona görə də atomda $1s$ -dən sonrakı örtüyə $1p$ və $2s$ səviyyələri daxil olur.

Nüvədə potensial məsafədən asılı olaraq tez düşdüyündən $2s$ səviyyəsi $1p$ səviyyəsindən enerjiyə görə çox fərqlənir. Ona görə də nüvədə $1s_{1/2}$ örtüyündən sonra 6 nuklon halı olan $1p$ örtüyü gəlir. Spin-orbital qarşılıqlı təsirinə görə $1p$ səviyyəsi iki alt səviyyəyə ($1p_{3/2}$ və $1p_{1/2}$) parçalanır. Bu alt səviyyələr arasındakı enerji məsafəsi az olduğundan hər iki alt səviyyə bir örtüyə daxil olur. $1p$ proton və neytron örtükləri ikinci ikiqat sehirli nüvə olan ${}^{16}\text{O}$ nüvəsində tamamlanır. Burada artıq nüvə örtüyünün atom örtüyündən fərqi aşkar olunur. Belə ki, atomda heliumdan sonrakı təsirsiz qaz oksigen yox, 10 elektronu olan neondur. Üçüncü nüvə örtüyünə $2s_{1/2}$ və $1d$ səviyyələri daxil olur. Lakin $1d$ səviyyəsi elə iki alt səviyyəyə parçalanır ki, bunlardan 6 nuklon halı olan $1d_{5/2}$ səviyyəsi $1s_{1/2}$ -dən aşağıda, 4 nuklon halı olan $1d_{3/2}$ səviyyəsi isə bir qədər yuxarıda yerləşir. Bu örtük üçüncü ikiqat sehirli ${}^{40}\text{Ca}$ nüvəsində tamamlanır.

Dördüncü örtüyə 8 nuklon halı olan bir tək səviyyə - $1f_{7/2}$ səviyyəsi daxil olur. $1f$ səviyyəsi üçün $l=3$ olduğundan spin-orbital parçalanma nisbətən böyükdür və bu səviyyənin iki alt səviyyələrindən ($1f_{5/2}$ və $1f_{7/2}$) enerjisi aşağı olan qonşu səviyyələrdən böyük enerji intervalı ilə ayrıldığından ayrıca örtük əmələ gətirir. Dördüncü neytron örtüyü ikiqat sehirli nüvə olan ${}^{48}\text{Ca}$ izotopunda, proton örtüyü isə ${}^{56}\text{Ni}$ nüvəsində tamamlanır. Lakin hər iki növ nuklon örtüyünün tamamlandığı ${}^{56}\text{Ni}$ izotopu özünü ikiqat sehirli nüvə kimi bürüzə vermir (${}^{56}\text{Ni}$ izotopu beta radioaktiv nüvədir). Deməli, bu halda örtük modelindən əsaslı kənara çıxma müşahidə olunur.

Beşinci örtükdə cəmi 22 nuklon halı vardır. Bu örtüyə 4 nuklon halı olan $2p_{3/2}$, 6 nuklon halı olan $2f_{5/2}$, 2 nuklon halı olan $2p_{1/2}$ və nəhayət 10 nuklon halı olan $1g_{9/2}$ alt səviyyələri daxildir. Bu halda $1g$ səviyyəsinin ($l=4$) spin-orbital parçalanması böyük olduğundan, alınan alt səviyyələrdən ($1g_{7/2}$ və $1g_{9/2}$) $1g_{9/2}$ beşinci örtüyə və $1g_{7/2}$ isə altıncı örtüyə daxil olur. Beləliklə beşinci örtük 50 nuklon qiymətində tamamlanır. Bu halda proton örtüyünün tamamlandığı nüvə ${}^{132}\text{Sn}$ izotopudur. Lakin yenə də ${}^{132}\text{Sn}$ nüvəsi özünü ikiqat sehirli nüvə kimi bürüzə vermir. Bu halda neytronların sayı nisbətən çox olduğundan həmin nüvə qeyri-stabil olur.

Altıncı örtükdə isə cəmi 32 nuklon halı vardır. Bu örtüyə 8 nuklon halı olan $1g_{7/2}$, 6 nuklon halı olan $2d_{5/2}$, 4 nuklon halı olan $2d_{3/2}$, 2 nuklon halı olan $3s_{1/2}$ və nəhayət 12 nuklon halı olan $1h_{11/2}$ alt səviyyələri daxildir. Bu halda $1h$ səviyyəsinin ($l=5$) spin-orbital parçalanması çox böyük olduğundan alınan alt səviyyələrdən ($1h_{9/2}$ və $1h_{11/2}$) enerjisi aşağı olan $1h_{11/2}$ altıncı və enerjisi yuxarı olan $1h_{9/2}$ isə yeddinci örtüyə düşür. Altıncı örtük dolduqda nüvədə hər növdən 82 nuklon olur. Bu örtüyün tamamlanmasına (protonlara görə) klassik misal olaraq ${}^{208}\text{Pb}$ izotopunu göstərmək olar. Bu nüvə ikiqat sehirli nüvədir. Belə ki, ${}^{208}\text{Pb}$ nüvəsində neytronların sayı 126 olub, yeddinci neytron örtüyünün tamamlanmasına uyğun gəlir. Həmin örtüyə isə 10 nuklon halı olan $1h_{9/2}$, 8 nuklon halı olan $2f_{7/2}$, 6 nuklon halı olan $2f_{5/2}$, 4 nuklon halı olan $3p_{3/2}$, 2 nuklon halı olan $3p_{1/2}$ və nəhayət 14 nuklon halı olan $1i_{13/2}$ alt səviyyələri daxildir. Təcrübi faktlar olmadığından

daha yüksək örtüklərin olub-olmaması hələlik məlum deyildir. Nəzəri mülahizələrə görə ağır nüvələrə gətdikcə örtük effekti zəifləməlidir. Bununla belə, yaxın yüksək örtüklərin (proton üçün yeddinci və neytron üçün səkkizinci) sehirlə ədədlərini əvvəlcədən xəbər vermək üçün müəyyən cəhdlər edilir. Məsələn, $U(r)$ üçün Sakson-Vudsun verdiyi formanı götürsək:

$$U(r) = -U_0 / \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]$$

və proton üçün həmin potensiala aşağıdakı şəkildə alınan ümumiləşmiş kulon potensialını əlavə etsək:

$$U_{\text{kul}} = \begin{cases} k \frac{(Z-1)e^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right], & r < R \\ k \frac{(Z-1)e^2}{r}, & r > R \end{cases}$$

onda həmin örtüklər üçün $Z=114$ və $N=284$ qiymətlərini alırıq. Lakin bu qiymətləri dəqiq hesab etmək olmaz. Çünki yuxarı örtüklərə keçdikcə onların nuklonlarla dolma qaydası potensialın formasından daha həssas asılı olur. Məsələn, potensialı elə dəyişmək olar ki, məlum örtüklər üçün sehirlə ədədləri dəyişmədən yeddinci proton örtüyü üçün sehirlə ədəd $Z=112$ olsun. Yəni aşağı örtüklərin sehirlə ədədləri, deməkdir ki, potensialın formasından asılı olmur.

Örtük modelinin əsas tətbiq sahələrindən biri nüvələrin əsas və bir neçə həyəcanlanmış hallarının spin və cütlüklərinin təyin edilməsidir. Belə ki, hər bir tamamlanmış örtüyün tam momenti sıfır və cütlüyü müsbət olur və ona görə də səviyyənin spin və cütlüyü örtükdən xaricdə qalan nuklonlara görə təyin edilir. Məsələn, ${}^8\text{O}^{17}$ nüvəsində tamamlanmış örtüklərdən ($Z=8$, $N=8$) kənarında $1d_{5/2}$ səviyyəsində tək neytron olur. Deməli, həmin nüvənin əsas halının xarakteristikası $5/2^+$ olmalıdır. Doğrudan da, bu fakt təcrübə ilə təsdiq olunur. Lakin heç də bütün nüvələr üçün örtük modelinin verdiyi nəticələr birqiymətli olmur. Məsələn, ${}^{24}\text{Cr}^{52}$ izotopuna baxaq. Bu nüvədə $Z=20$ və $N=28$ örtükləri dolmuşdur. Bu örtüklərdən yuxarıda $1f_{7/2}$ səviyyəsində dörd proton vardır. Bu halda momentlərin toplanması qaydasına görə dörd protonun müxtəlif $J = 0, 2, 4, \dots$ yekun momentlərini almaq olar. Əgər kənar protonlar arasındakı qarşılıqlı təsiri (qalıq qarşılıqlı təsiri) nəzərə almasaq bu müxtəlif halların enerjisi eyni olar. Deməli, enerjisi aşağı olan halı (əsas hal) təyin etmək üçün qalıq qarşılıqlı təsirini nəzərə almalıyıq. Lakin bu qarşılıqlı təsirin dəqiq nəzərə alınması mürəkkəb riyazi hesablama ilə əlaqədar olduğundan çətindir. Çox halda örtük modelinin qalıq qarşılıqlı təsirin sadə formada nəzərə alındığı nuklonların fenomenoloji cütləşməsi variantından istifadə olunur. Bu halda fərz olunur ki, qalıq qarşılıqlı təsir eyni adlı nuklonların yekun momenti sıfır və cütlüyü müsbət olan cütləşməsinə gətirir.

İndi də örtük modeli əsasında nüvələrin xarakteristikalarına (spin və cütlük) baxaq. Qalıq qarşılıqlı təsirin nəzərə alınmadığı model üçün aşağıdakıları göstərmək olar:

- 1) İkiqat sehirlə nüvələrin əsas halının xarakteristikası 0^+ olmalıdır.
- 2) İkiqat sehirlə qiymətdən bir nuklonu artıq olan nüvələrin əsas halının xarakteristikası yeni örtüyün birinci səviyyəsinin xarakteristikası ilə təyin olunur.
- 3) İkiqat sehirlə qiymətdən bir nuklonu əskik olan nüvənin əsas halının xarakteristikası uyğun sehirlə ədədin alındığı örtüyün yüksək səviyyəsinin xarakteristikası ilə təyin olunur. Təcrübə ilə müqayisə göstərir ki, bu qaydalar bütün hallarda doğru olur. Məsələn, ${}^7\text{N}^{15}$ izotopunda ${}^8\text{O}^{16}$ ikiqat sehirlə nüvəsinə qədər bir proton çatmır. Həmin proton $1p_{1/2}$ səviyyəsində olmalıdır. Ona görə də ${}^7\text{N}^{15}$ nüvəsinin əsas halının xarakteristikası $1/2$ olmalıdır. Təcrübə bunu təsdiq edir.

Qalıq qarşılıqlı təsirin fenomenoloji cütləşmə ilə nəzərə alındığı sadə model üçün aşağıdakı qaydaları göstərmək olar:

- 1) Bütün cüt-cüt nüvələrin əsas halının xarakteristikası 0^+ olmalıdır.
- 2) A kütlə ədədi tək olan nüvələrin əsas halı axırıncı (cütləşməmiş) tək nuklonun yerləşdiyi səviyyənin xarakteristikası ilə təyin olunur.

Birinci qayda bütün hallarda ödənilir, ikinci qaydadan isə yalnız ${}^9\text{F}^{19}$, ${}^{11}\text{Na}^{23}$, ${}^{25}\text{Mn}^{55}$ nüvələri üçün kənara çıxma müşahidə olunur.

Tək-tək nüvələrin spin və cütlükləri iki tək nuklondan asılı olduğundan, bu nüvələrin əsas hallarının xarakteristikası örtük modeli ilə birqiymətli təyin oluna bilmir.

Örtük modeli ilə nüvələrin maqnit momentləri yuxarıda izah olunan Şmidt əyrilərilə (şəkil 2.14) verilir. Həmin əyrilərin eksperimental nəticələrlə müqayisəsi göstərir ki, nüvələrinin maqnit momentlərinin mexaniki momentlərdən asılılığı ümumiyyətlə örtük modelinin verdiyinə uyğun gəlir. Maqnit momentlərinin qiymətlərinin dəqiq alınması üçün nuklonların qalıq qarşılıqlı təsirini düzgün nəzərə almaq lazımdır.

Nüvələrin kvadrupol momentlərinin izahına gəldikdə, göstərmək olar ki, örtük modeli bu halda əsaslı çətinliyə uğrayır. Doğrudan da, əgər spin və maqnit momentləri kimi kvadrupol momenti də axırıncı tək nuklonla təyin olunsaydı, onda cüt-tək nüvələr üçün kvadrupol momenti sıfır olmalı idi. Lakin təcrübü faktlara görə belə nüvələrdən bir çoxunun kvadrupol momenti nəinki sıfırdan fərqli, hətta nisbətən böyük qiymətlər alır (bax. Cədvəl 2.3).

Tək-cüt nüvələrin kvadrupol momentləri üçün örtük modelinin verdiyi düstur aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$q = -e\bar{r}^2 \frac{2j-1}{2j+1}$$

burada \bar{r}^2 - axırıncı tək protonun nüvənin mərkəzindən olan orta kvadratik məsafəsidir. Bu düsturla hesablanmış kvadrupol momenti, yalnız sehirlə nüvələrə bilavasitə yaxın olan nüvələr üçün həqiqi qiymətlərə uyğun alınır. Qapalı örtükdən kənarlarda isə kvadrupol momentinin qiyməti örtük modelinin verdiyi qiymətdən çox böyük (30 dəfəyə qədər) olur. Bu onu göstərir ki, nüvələrin kvadrupol momenti birnuklonlu deyil, kollektiv xarakterlidir. Başqa sözlə, nüvələrin kvadrupol momenti, spin və maqnit momentləri kimi, ayrı-ayrı nuklonların kvadrupol momentlərinin kompensasiya edilməsi ilə deyil, koherent (eyni işarəli qiymətlərin) toplanması hesabına yaranır.

Biz indiyədək örtük modelinin nüvənin əsas halı üçün verdiyi nəticələri gözdən keçirdik. İndi də, modelin nüvənin həyəcanlanma hallarını nə dərəcədə izah etməsini nəzərdən keçirmək maraqlıdır. Bununla əlaqədar olaraq qalıq qarşılıqlı təsirin nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğu halda sehirlə və onlara yaxın olan nüvələr üçün aşağıdakıları göstərmək olar:

1) İkiqat sehirlə nüvələrdə birinci həyəcanlanma səviyyəsi əsas səviyyədən sehirlə pəncərə adlanan geniş enerji intervalı ilə ayrılmalıdır. Sehirlə pəncərənin eni uyğun örtüklər arasındakı məsafəyə bərabər olmalıdır.

2) İkiqat qapalı təbəqədən kənarında bir nuklon olduqda, sehirlə pəncərə oblastında qapalı örtükdən yuxarıda yerləşən yalnız həyəcanlanma səviyyələri olmalıdır.

3) İkiqat qapalı təbəqəyə qədər bir nuklon çatmadıqda (təbəqədə "deşik" olduqda), onda yalnız uyğun örtük daxilində nuklon "deşiyinin" keçəcəyi həyəcanlanma səviyyələri olmalıdır. Bu qaydaların təcrübü faktlarla müqayisədə necə ödənildiyini yoxlayaq. Doğrudan da, bütün ikiqat sehirlə nüvələrdə sehirlə pəncərə müşahidə olunur, lakin onun eni örtük modelinin verdiyindən çox az alınır. Məsələn, ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ izotopunda örtük modelindən alınan sehirlə pəncərənin eni 7,2 MeV olduğu halda, təcrübü olaraq 3,3 MeV alınır. Bu onu göstərir ki, modeldə qalıq qarşılıqlı təsiri nəzərə almamaq olmaz.

İkinci və üçüncü qaydalara gəldikdə isə, təcrübə göstərir ki, ikiqat qapalı təbəqədən bir nuklon artıq olan və ya nuklon çatışmayan nüvələr üçün birnuklonlu (və ya birdeşikli) həyəcanlanma səviyyələri aşkar müşahidə olunur. Məsələn, ${}_{8}\text{O}^{17}$ izotopunun, xarakteristikası $1/2^+$ olan birinci həyəcanlanma səviyyəsi alınır. Bu səviyyə xarici tək neytronun $1 d_{5/2}$ halından $2 s_{1/2}$ halına keçməsinə uyğundur. Həmin izotopun $3/2^+$ xarakteristikalı başqa həyəcanlanma səviyyəsi də müşahidə olunur ki, bu da neytronun $1 d_{3/2}$ halına keçməsinə uyğundur.

Lakin bəzi nüvələrdə birnuklonlu həyəcanlanma səviyyələri bərabər, əks cütlüyə malik olan başqa səviyyələr də müşahidə olunur. Bu isə, yenə də, qalıq qarşılıqlı təsirin böyük olması ilə əlaqələndirilir.

Sehirlə qiymətlərdən uzaq olan həyəcanlanma səviyyələri üçün örtük effekti azalır. Bununla bərabər, örtük effektləri müəyyən dərəcədə, sehirlə olmayan bir çox cüt-cüt nüvələrdə də aşkar müşahidə olunur. Bu effektlər aşağıdakılardır:

1) Bir qayda olaraq 3^- xarakteristikası olan birinci həyəcanlanma səviyyələri kollektiv zərrəcik-deşik hallarıdır.

2) Əksər aşağı səviyyələrin cütlüyü müsbət olur. Bu fakt məhz örtük modelinə görə izah olunur. Belə ki, aşağı həyəcanlanma halları nuklonların tamamlanmış örtük oblastında olan səviyyələrdə müxtəlif keçidlərlə əlaqədar olur. Bir örtük daxilində olan səviyyələr isə eyni cütlüyə malik olurlar.

Ümumiyyətlə, örtük modelinin tətbiqi üçün nüvələrin həyəcanlanma səviyyələrinin öyrənilməsindən iki nəticə çıxarmaq olar. Birincisi, örtük effektləri aşkar olaraq sehirlə və buna yaxın nüvələrdə müşahidə olunur. İkincisi, örtük modelinin üstünlüyünü yalnız qalıq qarşılıqlı təsirin az olmasında deyil, onda görmək lazımdır ki, bu təsirin çox olduğu hallarda belə örtük effektləri dəyanətli olaraq özünü büruzə verir.

Beləliklə, nüvənin örtük modeli, əsasən, bir sıra nüvələrin əsas və bir neçə həyəcanlanma səviyyələrinin xarakteristikalarını almağa imkan verir. Bundan əlavə, aşağıda görəcəyik ki, nüvələrin γ - şüalanmasında, α və β parçalanmalarında (bax F.IV) və ağır nüvələrin bölünməsindəki bəzi xüsusiyyətlər məhz bu modelin köməyi ilə izah oluna bilər.

Lakin yuxarıda göstərilən üstünlüklərlə birlikdə, örtük modelinin mühüm çatışmayan cəhətlərini bir daha nəzərdən keçirək.

1. Enerji səviyyələrinin nuklonlarla dolmasında bəzi nüvələrin spin qiymətlərində mühüm uyğunsuzluqlar alınır. Məsələn, ${}^6_3\text{Li}$ nüvəsinin spini $1p_{3/2}$ səviyyəsində olan tək proton və tək neytronla təyin olunmalı və spinlərin additiv toplanmasına görə $I_n({}^6_3\text{Li})=3$ olmalıdır. Lakin eksperimentdən alınır ki, $I^{\text{eks}}({}^6_3\text{Li})=1$. Eləcə də, ${}^{19}_9\text{F}$ nüvəsinin spini $1d_{5/2}$ halında olan tək protonla təyin olunmalı və $I_n({}^{19}_9\text{F})=5/2$ olmalıdır. Lakin eksperimentin verdiyinə görə – $I^{\text{eks}}({}^{19}_9\text{F})=1/2$ olur. Bunun kimi də örtük modelinə görə $I_n({}^{123}_{11}\text{Na})=5/2$ olduğu halda, $I^{\text{eks}}({}^{123}_{11}\text{Na})=3/2$ alınır və s.

2. Örtüklərin yarısına qədər dolmuş bir sıra cüt-cüt nüvələrdə aşkar fırlanma enerji səviyyələri müşahidə olunur. Bu isə örtük modelinin verdiyi sferik simmetrik potensial və deməli sferik nüvə sistemi halına ziddir. Belə ki, kvant mexanikasına görə sferik simmetrik nüvənin fırlanma sərbəstlik dərəcələri olmamalıdır.

3. Örtüklərin yarısına qədər dolmuş nüvələr üçün örtük modelinə görə E2 növlü γ - keçidlərinin (bax F.IV, § 7) hesablanmış ehtimalı təcrübi qiymətlərə nisbətən çox az alınır.

Bunlardan başqa, yuxarıda göstərdiyimiz kimi, nüvələrin maqnit momentləri birnuklonlu təbiətə malik olmasına baxmayaraq, onların örtük modelinə görə düzgün qiymətləri alınmır və nüvələrin kvadrupol momentləri isə, göstəriləndiyi kimi, bu modelə görə izah oluna bilmir.

Nəhayət, yuxarıda göstərilən faktlar belə fikir söyləməyə imkan verir ki, örtük modelinin çətinliklərini nuklonların birnuklonlu sərbəstlik dərəcələri ilə bərabər kollektiv sərbəstlik dərəcələrini də bu və ya digər formada nəzərə almaqla aradan qaldırmaq olar. Hər iki sərbəstlik dərəcələri nüvənin ümumiləşmiş modelində nəzərə alınır.

§ 5. Nüvənin ümumiləşmiş modeli

Nüvənin ümumiləşmiş modeli əsas etibarilə Reynvoter, O.Bor və Motelson, Hill və Uiller tərəfindən işlənib, inkişaf etdirilmişdir. Bu model nüvənin damcı modeli və örtük modelinin əsas nailiyyətlərini özündə cəmləşdirir. Modelin əsas mahiyyətini aşağıdakı kimi izah etmək olar.

Örtük modelində olduğu kimi, burada da fərz olunur ki, hər bir nuklon bütün nuklonlar üçün eyni olan və nuklonların vəziyyətindən demək olar ki, asılı olmayan orta ümumiləşmiş potensial sahədə hərəkət edir. Bu sahədə neytron və proton qapalı örtükləri alınmalıdır. Ümumiləşmiş potensial sahə nüvənin səthinə yaxın oblastlarda kəskin dəyişikliyə uğrayır. Belə qəbul etmək olar ki, nüvə iki hissədən - qapalı örtüklər daxil olan nuklonlardan təşkil olunmuş dəyanətli daxili oblastdan (buna "nüvə özəyi" də deyilir) və bu oblastın yaratdığı sahədə hərəkət edən xarici nuklonlardan ibarətdir. "Nüvə özəyi" təqribən sferik formada olur. Qapalı örtüklərə daxil olmayan xarici nuklonlar isə səthə yaxın oblastlarda ümumiləşmiş potensial sahəyə təsir edərək onun

formasını qeyri-bircinsliliyə və deməli qeyri-sferik hala gətirə bilər. Xarici nuklonların hərəkəti, eləcə də, "nüvə özəyi"nin və deməli nüvənin örtük quruluşunun deformasiyasına səbəb ola bilər. Deformasiyaya uğramış "nüvə özəyi" isə öz növbəsində potensial sahəni sferik simmetrik formadan daha çox uzaqlaşdırır. Nüvə səthinin və eləcə jə "nüvə özəyi"nin deformasiya tərtibi xarici nuklonların sayından və onların kvant hallarından asılı olur. Deformasiya öz növbəsində nuklonların kollektiv hərəkətilə əlaqədar olub nüvə səthinin müxtəlif rəqslərinə və nüvənin müxtəlif fırlanma hərəkətinə səbəb ola bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, nüvədə heç bir mərkəzi stabilləşdirici sahə olmadığından, onun səthi deformasiyası çox asan alınır.

Nuklonların bu iki məxsusi və kollektiv hərəkət formaları bir-birilə qarşılıqlı əlaqədə olur. Bu halda nuklonların məxsusi hərəkətinə nüvənin örtük modeli və kollektiv hərəkətə isə damcı modelinə əsasən baxılır. Deməli, bu mənada nüvənin damcı və örtük modellərinin nailiyyətlərini ümumiləşdirməklə nüvənin müasir təkmilləşmiş modeli alınır.

Əyanilik üçün, nüvənin deformasiyasının qapalı örtüklərindən xaricdə qalan nuklonların N sayından asılılığını potensial əyrinin formasına görə araşdırmaq.

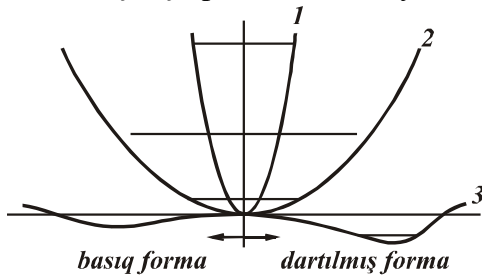
Əgər qapalı örtüklərindən kənarında (və ya örtüklərin tamamlanmasına qədər) az sayda nuklonlar varsa, onda potensial sahə və deməli nüvənin forması həmin nuklonların təsirinə qarşı dəyanətli olur və sferik simmetrik forma təqribən saxlanılır. Bu halda nüvənin sferik simmetrik forması ətrafında kvadrupol rəqsləri mümkündür (nüvənin ellipsoidal deformasiyası). Onda deformasiyadan asılı olaraq nüvənin potensial enerji əyrisi sürətlə artır (şəkil 3.5-də əyri 1). Bu halda potensial çuxurda alınan birinci ossilyator səviyyəsi birnuklonlu enerji səviyyələrinə nisbətən yüksək həyəcanlanma enerjisi ilə xarakterizə olunur.

Qapalı örtüklərdən kənardakı nuklonların sayı artdıqca nuklonların məxsusi hərəkətlərinin ümumiləşmiş potensial sahəyə təsiri güclənir. Bu halda xarici nuklonların nüvə səthinə mərkəzdənqaçma təzyiqi əmələ gəlir, nüvənin dəyanətliliyi azalır və rəqsi hərəkətlərin enerji səviyyələri aşağı düşür (şəkil 3.5-də əyri 2).

Nəhayət, xarici nuklonların müəyyən sayında nüvənin sferik simmetrik forması qeyri-stabil ola bilər. Yəni bu halda potensial enerjinin minimumu nüvənin sonlu (sıfırdan fərqli) deformasiya ilə müəyyən olunan qeyri sferik formasına uyğun gələ bilər (şəkil 3.5-də əyri 3). Kvant mexanikasına əsasən qeyri sferik nüvə üçün fırlanma sərbəstlik dərəcəsi olmalı və buna uyğun enerji səviyyələri

alınmalıdır. Bundan əlavə deformasiyaya uğramış nüvənin rəqsi hərəkətinə uyğun sərbəstlik dərəcələri də qalmaqla rəqs tezliyi (ossilyator enerji səviyyələri) azalmalıdır. Nəhayət, qeyri sferik potensial halında bir nuklonlu enerji səviyyələri dəyişməlidir (deformasiya uğramalıdır). Tarixi olaraq nüvənin ümumiləşmiş modelinin iki növünə baxılmışdır: zəif əlaqəli və güclü əlaqəli modellər.

Zəif əlaqəli modellərdə nüvə cüt-cüt nuklonlardan təşkil olunmuş sferik özək hissədən və özəkdən kənarında qalan az miqdar xarici nuklonlardan ibarətdir. Özəyi təsvir etmək üçün kollektiv model və xarici nuklonları təsvir etmək üçün asılı olmayan hissəciklər modeli tətbiq edilir. Bu halda özək və xarici nuklonlar arasındakı əlaqə zəif hesab olunur. Sadə halda bir xarici nuklon götürülür və özək damcı modeli ilə təsvir olunur. Nüvənin əsas halının xarakteristikası örtük modelindəki ilə eyni olur. Lakin aşağı həyəcanlanma səviyyələri spektrin həm özək hissəsinin, həm də nuklon halının həyəcanlanması hesabına zənginləşir. Özəkdə xarakteristikası 2^+ olan kvadrupol və 3^- olan oktopol rəqsləri mümkündür. Özəyin və xarici nuklonun momentlərinin toplanmasından örtük modelində olmayan yeni səviyyələr alınır. Məsələn, ${}_{47}\text{Ag}^{107}$ nüvəsinin əsas halının xarakteristikası tək protonun $3p_{1/2}$ halına uyğun olaraq $1/2^-$ -dir. Bu nüvənin kvadrupol həyəcanlanması nəticəsində iki $3/2^-$ və $5/2^-$ həyəcanlanma səviyyələri müşahidə olunmuşdur. Eləcə də, ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ nüvəsində xarakteristikaları $3/2^-$, $5/2^-$, ... $15/2^+$ olan yeddi yaxın həyəcanlanma səviyyələri müşahidə olunmuşdur. Bu səviyyələr nüvə kötüyünün oktopol həyəcanlanması və tək protonun $1h_{9/2}$ halında



Şəkil 3.5

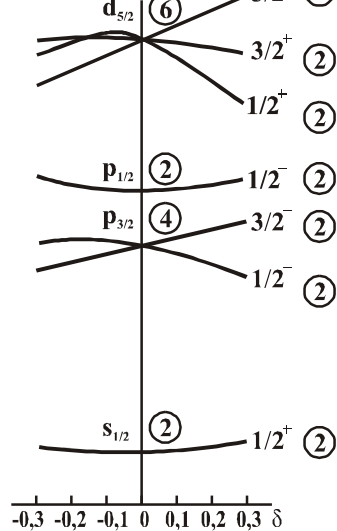
alınmasından əmələ gəlir.

Zəif əlaqə modeli üçün əsas kriteriya $\Delta E < E_h$ şərtinin ödənilməsidir ki, burada E_h - özəyin həyəcanlanma enerjisi, ΔE eyni bir həyəcanlanmaya uyğun gələn səviyyələr arasındakı enerji intervalıdır. Baxdığımız ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ nüvəsində bu kriteriya çox yaxşı ödənilir. Belə ki, alınan səviyyələr təqribən 2,6 MeV həyəcanlanma enerjisinə uyğun olduğu halda səviyyələrin parçalanması 200 keV tərtibindədir.

Güclü əlaqəli ümumiləşmiş nüvə modelində nuklonların qeyri sferik, lakin adətən ox simmetriyasına malik olan ümumiləşmiş sahədə asılı olmayan hərəkətinə baxılır. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, burada nüvə özəyinin rəqsi və fırlanma sərbəstlik dərəcələri nəzərə alınmalıdır. Bu halda nüvənin birnuklonlu həyəcanlanmaları ilə əlaqəyə adiabatik baxılır. Bu baxımdan kollektiv fırlanma bir nuklonlu hərəkətə nisbətən çox yavaş baş verir, ona görə də nuklonun hərəkətinə baxdıqda qüvvə mərkəzini sükunətdə götürmək olar.

İndi də aksial simmetrik qeyri sferik sahə üçün birnuklonlu səviyyələrin quruluşunu nəzərdən keçirək. Qeyri sferik sahədə hərəkət miqdarı momenti saxlanan kəmiyyət olmur və ona görə də $2j+1$ tərtib cırılma aradan götürülür. Lakin sahədə ox simmetriyası olduğundan, \vec{j} momentinin Z simmetriya oxu üzrə \vec{j}_Z proyeksiyası saxlanılır (hərəkət inteqralı olur). Lakin müxtəlif $|\vec{j}_Z|$ qiymətinə uyğun olan səviyyələrin enerjisi müxtəlif olur. Başqa sözlə desək, j_Z qiymətlərinə görə cırılma aradan qalxır. Lakin simmetriya oxunun hər iki yönəlməsi eynigüclü olduğundan j_Z ədədinin işarələrinə görə cırılma qalır. Fırlanma sərbəstlik dərəcəsi olan nüvə üçün j_Z ədədi momentin fırlanma oxu üzrə proyeksiyasını təyin edən K ədədinə çevrilir. Onda qeyri-sferik potensial sahədə alınan nüvə enerji səviyyələrini tam xarakterizə etmək üçün K -dan əlavə $nj\ell$ kvant ədədlərinə bənzər daha üç kvant ədədi olmalıdır. Lakin, hələ indiyədək oxşar fiziki məna verən kvant ədədləri tapmaq mümkün olmamışdır. Bəzi hallarda asimptotik kvant ədədlərindən istifadə olunur ki, bu da yalnız böyük deformasiyalarda yararlı olur.

Qeyri-sferik nüvələr üçün birnuklonlu enerji səviyyələrini ilk dəfə Nilson hesablamışdır. Bunun üçün o, ox simmetriyası olan və güclü spin-orbital qarşılıqlı təsirinə malik aşağıdakı ossilyator potensial çuxurundan istifadə etmişdir.



Şəkil 3.6

$$V(r) = \frac{1}{2} M [\omega^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] + C \vec{l} \vec{s} + D \vec{l}^2$$

burada $\omega^2 = \omega_0^2 (1 + 2/3\delta)$; $\omega_z^2 = \omega_0^2 (1 - 4/3\delta)$; C, D, ω_0 - müəyyən sabitlər və δ -deformasiya parametridir.

Nüvənin çox böyük deformasiyalarında axırıncı iki həddi nəzərə almamaq olar. Bu halda nuklonun Nilson potensialında hərəkəti üç ox üzrə asılı olmayan harmonik hərəkətə gətirilir. Hərəkətlərin mümkün enerjiləri isə, uyğun olaraq $n_1 \hbar \omega_x, n_2 \hbar \omega_y, n_3 \hbar \omega_z$ olur. ($n_1, n_2, n_3 = 0, 1, 2, \dots$). Onda n_1, n_2, n_3 kəmiyyətləri nuklonun halını xarakterizə edən kvant ədədləridir. Bu ədədlərdən üç başqa kvant ədədlərinə keçmək olar: $N = n_1 + n_2 + n_3$, n_3 və orbital momentin simmetriya oxu üzrə proyeksiyasını göstərən L kvant ədədləri. Bu ədədlərə spin momentinin simmetriya oxu üzrə proyeksiyasını göstərən λ ədədini əlavə etməklə asimptotik ədədlər qrupunu almış olarıq.

Şəkil 3.6-də kiçik δ deformasiyası və az sayda səviyyələr üçün hesablamaların nəticələri göstərilmişdir. Göründüyü kimi, sferik nüvə üçün ($\delta=0$) dörd nuklon halı olan $p_{3/2}$ səviyyəsi, qeyri-sferik nüvədə ($\delta \neq 0$) momentin iki cüt: $\pm 1/2 \hbar$ və $\pm 3/2 \hbar$ mümkün proyeksiyalarına uyğun olan iki yarım səviyyəyə parçalanır.

Yarımsəviyyələrin cütü mənəfidir ($\ell=1$) və hər birində iki nuklon yerləşə bilər. $\delta > 0$ olduqda əvvəlcə j_z ədədi $\pm 1/2$ olan yarımsəviyyə, $\delta < 0$ olduqda isə, tərsinə, əvvəlcə j_z ədədi $\pm 3/2$ olan

yarımsəviyyə nuklonlarla dolmağa başlayır. Eynilə də $d_{5/2}$ səviyyəsi momentin üç cüt: $\pm 1/2 \hbar$, $\pm 3/2 \hbar$ və $\pm 5/2 \hbar$ mümkün proyeksiyalarına uyğun olan üç yarımsəviyyəyə parçalanır. Yarımsəviyyələrin cütlüyü müsbətdir. ($\ell=2$) və hər birində, yenə də, iki nuklon yerləşə bilər. $\delta > 0$ olduqda səviyyələrin dolma qaydası $|\vec{j}|$ ədədinin artması istiqamətində, $\delta < 0$ olduqda isə əvvəlcə $j_z = \pm 5/2$, sonra $j_z = \pm 1/2$ və nəhayət $j_z = \pm 3/2$ halları nuklonlarla dolmağa başlayır.

Ümumiyyətlə, bu halda alınan enerji səviyyələri spektrinin bir sıra xüsusiyyətlərini qeyd etmək olar. Deformasiya artdıqca (δ parametrisinin artması) eyni bir örtüyə aid olan səviyyələr "yayılır", $\delta=0,3 \div 0,4$ qiymətlərində müxtəlif örtük səviyyələri bir-birini örtməyə başlayır və beləliklə nüvənin örtük xassəsi get-gedə zəifləyir. Lakin deformasiyanın sonrakı artımında səviyyələrin əvvəlkindən fərqli yeni örtük qruplaşmaları yaranır.

İndi də enerji səviyyələrinin Nilson sxemi ilə nüvələrin spinlərinin necə izah olunmasına baxaq. Əvvəlki paraqrafda göstərildi ki, örtük modeli ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{19}_{19}\text{F}$, ${}^{23}_{11}\text{Na}$ və başqa nüvələrin spinlərini izah edə bilmir. Lakin Nilson sxeminə görə bu nüvələrin spinləri düzgün izah edilə bilər. Məlum olduğuna görə həmin nüvələr sıfırdan fərqli q kvadrupol momentinə malik olub, qeyri-sferik formada olurlar.

Təcrübədən alınır ki, hər üç nüvənin kvadrupol momenti $q > 0$ və deməli $\delta = \Delta R/R > 0$ -dır. Ona görə də nüvələrin spinlərini Nilson sxemlərinin sağ tərəfinə görə təyin etmək olar. ${}^6_3\text{Li}$ nüvəsinin üçüncü tək protonu və üçüncü tək neytronu xarakteristikası $1/2^+$ olan alt səviyyədə yerləşir. Ona görə də nüvənin spin və cütlüyü 1^+ olmalıdır. ${}^{19}_{19}\text{F}$ nüvəsinin doqquzuncu tək protonu xarakteristikası $1/2^+$ olan yarımsəviyyəyə düşür. Ona görə də nüvənin spin və cütlüyü $1/2^+$ olmalıdır. Nəhayət, ${}^{23}_{11}\text{Na}$ nüvəsinin on birinci tək protonu xarakteristikası $3/2^+$ olan yarımsəviyyəyə düşür. Deməli, nüvənin spin və cütlüyü $3/2^+$ olmalıdır. Hər üç nüvə üçün göstərilən xarakteristikaları eksperiment təsdiq edir. Bu qayda ilə yuxarı enerji səviyyələrinə uyğun gələn bir çox qeyri-sferik nüvələrin xarakteristikaları düzgün izah oluna bilər.

İndi də ox simmetriyasına malik olan qeyri-sferik nüvələrin fırlanma enerji səviyyələrini nəzərdən keçirək. Bu halda nüvə fırlanma ellipsoidi şəklində təsvir oluna bilər (şəkil 2.16) və nuklonların tam momentlərinin $\sum \vec{j}$ cəminin ox simmetriyası üzrə \vec{K} proyeksiyası alınır.

Əsas hal üçün \vec{K} nüvənin spinini göstərir. $\vec{K} = \vec{I}_0$ cüt-cüt nüvələr üçün $I_0 = K = 0$ olar.

Əgər qeyri-sferik nüvə əsas halda deyil, simmetriya oxuna perpendikulyar ox ətrafında fırlanma nəticəsində həyəcanlanmış hallarda olarsa, onda nüvənin spini

$$\vec{I} = \vec{K} + \vec{R}$$

təyin olunur, burada \vec{R} fırlanma momentidir. Onda fırlanma enerji səviyyələrinin qiyməti

$$E_f = \frac{\vec{R}^2}{2J} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{eff}}} [I(I+1) - K(K+1)]$$

olar. Burada J_{eff} - nüvənin ətalət momentinin effektiv qiyməti olub,

$$J = J_0 \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2; \quad J_0 = \frac{2}{5} MR^2$$

kimi təyin olunur, burada J_0 nüvə ölçüsündə olan bərk cismin ətalət momenti, R - ellipsoidin orta radiusudur.

Əgər cüt-cüt nüvələrə baxılırsa və nüvənin əsas ($K=0$) halına keçidlər nəzərdə tutularsa, onda

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{ef}}} I(I+1) \quad (3.3)$$

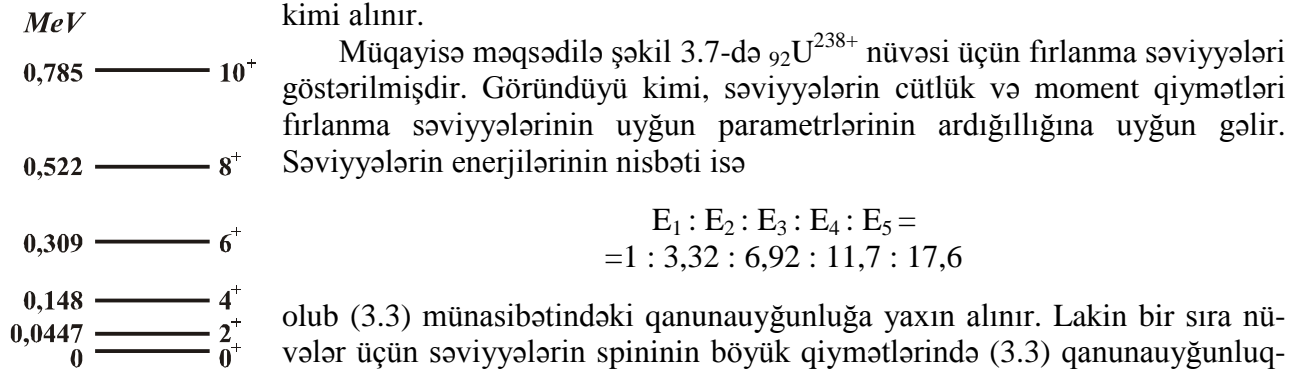
olar.

Simmetriya mülahizəsinə görə cüt-cüt nüvələr üçün I yalnız cüt qiymətlər ala bilər, yəni $I=0,2,4,6$ və s. olmalıdır, ona görə də fırlanma səviyyələrinin enerjisi aşağıdakı kimi qiymətlər ala bilər:

$$E_0 = 0; E_1 = 3 \frac{\hbar^2}{J}; E_2 = 10 \frac{\hbar^2}{J}; E_3 = 21 \frac{\hbar^2}{J}; E_4 = 36 \frac{\hbar^2}{J} \text{ və s.}$$

Beləliklə, səviyyələrin enerjilərinin nisbəti:

$$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : \dots = 1 : 10/3 : 7 : 12 : \dots$$



Şəkil 3.7

kimi alınır.

Müqayisə məqsədilə şəkil 3.7-də $^{92}\text{U}^{238+}$ nüvəsi üçün fırlanma səviyyələri göstərilmişdir. Göründüyü kimi, səviyyələrin cütlük və moment qiymətləri fırlanma səviyyələrinin uyğun parametrlərinin ardıcılığına uyğun gəlir. Səviyyələrin enerjilərinin nisbəti isə

$$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 = 1 : 3,32 : 6,92 : 11,7 : 17,6$$

olub (3.3) münasibətindəki qanunauyğunluğa yaxın alınır. Lakin bir sıra nüvələr üçün səviyyələrin spininin böyük qiymətlərində (3.3) qanunauyğunluqdan kənara çıxma müşahidə olunur. Bu onunla izah oluna bilər ki, güclü fırlanmada nüvənin müəyyən qədər dartılması və ona görə də ətalət momentinin dəyişməsi mümkündür.

Bəzi sferik nüvələrdə fırlanma səviyyələrinin quruluşunun dəyişməsi daha mürəkkəb xarakter daşıyır. Belə nüvələr üçün fırlanma spektrinə xarakterik olan (3.3) qanunauyğunluğundan kənara çıxma ilə bərabər, fırlanma səviyyələri oblastında xarakteristikaları 2^+ , 3^- və s. olan əlavə səviyyələr müşahidə olunur. Bu səviyyələrin alınması nüvələrin ox simmetriyasından kənara çıxması ilə əlaqələndirilir.

Fırlanma spektrindən (3.3) münasibətlərinə görə nüvələrin J_{eff} ətalət momentlərini, $\delta = \Delta R/R$ deformasiya əmsallarını və eləcə də kvadrupol momentlərini təyin etmək olar. Məhz bu üsulla bir sıra ağır, deformasiyaya uğramış nüvələr üçün böyük kvadrupol momentləri və yüksək ehtimallı E2 keçidlərinin alınması izah olunur.

Nəhayət qeyd etmək lazımdır ki, böyük həyəcanlanmalarda nüvələrin quruluşunun, özək hissə belə daxil olmaqla, əsaslı dəyişməsi mümkündür. Bu isə yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi nüvənin bütünlüklə bir-birindən aralı yerləşmiş (1^-) dipol, (2^+) kvadrupol, (3^-) oktopol və s. rəqslərinə uyğun olan səviyyələrin alınmasına gətirir. Bu rəqslərdən ən mühümü dipol rəqsləridir ki, bu halda həyəcanlanma enerjisi $E \approx 15 \div 20$ MeV tərtibində olur.

Dipol rəqsləri nüvədəki bütün protonların bütün neytronlara nəzərən yerdəyişməsi ilə əlaqədardır. Nüvənin bu növ həyəcanlanması müxtəlif proseslərlə alına bilər. Məsələn, nüvənin γ kvantlarla şüalanmasında baş verən müxtəlif növ reaksiyalarda $[(\gamma, n), (\gamma, p)]$ həyəcanlanma funksiyası əyrisində $E_\gamma = 15 \div 20$ MeV intervalında nəhəng rezonans adlanan enli maksimum müşahidə olunur (bax F.IV, § 7).

Nəhayət, yuxarıda göstərilənlərdən ümumiləşmiş modelin aşağıdakı üstünlüklərini göstərmək olar:

1. Bir sıra nüvələrin spinləri üçün düzgün qiymətlər alınır.
2. Qeyri sferik nüvələrin fırlanma səviyyələri izah edilir.
3. Bir sıra nüvələr üçün rəqsi hərəkətlərə uyğun spektrlər izah olunur.
4. Qeyri sferik nüvələr üçün elektrik kvadrupol momentlərinin böyük qiymətləri və böyük ehtimallı E2 keçidləri izah olunur.
5. Bir sıra nüvələr üçün maqnit momentlərinin qiyməti düzgün hesablanır.

Mövzu № 8. Radioaktivlik. Əsas qanunauyğunluqlar. Yarımparçalanma periodu. Ardıcıl çevrilmələr nəzəriyyəsi. Radioaktiv ailələr

§ 1. Ümumi məlumat

Radioaktivlik dedikdə nüvələrin bir və ya bir neçə zərrəcik buraxmaqla özbaşına parçalanması hadisəsi düşünülür. Parçalanmaya uğrayan nüvələr radioaktiv, qalan nüvələr isə stabil nüvələr adlanır. Radioaktiv parçalanmaya misal olaraq α -parçalanma, β -parçalanma, γ -şüalanma, ağır nüvələrin spontan bölünməsi və eləcə də nüvələrdən gecikmiş neytronların və protonların buraxılmasını göstərmək olar. Bundan başqa, tərkibində neytron çatışmamazlığı olan nüvələr proton buraxılmasına görə radioaktiv ola bilərlər. Lakin belə nüvələr üçün böyük ehtimalla konkurent α və β^+ parçalanma olduğundan proton buraxılması ilə parçalanma praktiki olaraq müşahidə olunmur.

Radioaktivliyin kəşf olunma tarixini qısaca nəzərdən keçirək. 1895-ci ildə alman fiziki Rentqen xüsusi nüfuzedic şüalar kəşf etdi və sonralar, həmin şüalar alimin adı ilə rentqen şüaları adlandırıldı.

Sonrakı təcrübələrdə müşahidə olunmuşdur ki, rentqen şüalarının buraxılması ilə birlikdə bəzi maddələrin fluoressensiyası da baş verir. Fluoressensiya şüalanmasının alındığı bütün hallarda rentqen şüalarının olub-olmamasını yoxlamaq üçün bir sıra təcrübələr aparılmışdır. Bu təcrübələrdə işıq şüasının təsiri ilə fluoressensiyaedici maddələr qara kağıza bükülmüş fotolövhə vasitəsilə yoxlanılırdı. Əgər fluoressensiya ilə birlikdə rentqen şüalanması da baş verirsə, onda fotolövhə qaralmalı idi. Müxtəlif maddələr üçün təcrübə apardıqda Bekkerel müşahidə etmişdir ki, doğrudan da, bir neçə uran duzlarında bu effekt müşahidə olunur. Lakin sonrakı yoxlamalar göstərdi ki, effekt heç də fluoressensiya ilə əlaqədar deyildir, yəni uran duzları işıqlandırılmadıqda belə fotolövhənin qaralması baş verir. Məlum oldu ki, həmin effekt bütün uran birləşmələrində və daha intensiv olaraq metal uranda da müşahidə edilir və heç bir xarici təsirdən asılı deyildir. Beləliklə, müəyyən edildi ki, müşahidə edilən effekt uran atomunun daxili xassəsidir. Atomların özlərindən bu növ şüa buraxma xassəsinə ilk dəfə Pyer və Mariya Kürü radioaktivlik adlandırmışlar.

Onlar bir sıra başqa maddələrdə də radioaktivlik müşahidə etmiş və aktivliyi uranındən təqribən milyon dəfə çox olan polonium və radium elementlərini kəşf etmişlər. Sonra xarici elektromaqnit sahəsinin həmin şüalanmaya təsirini tədqiq etməklə müəyyən edildi ki, atomdan buraxılan şüalanmanı üç növə, $-\alpha$, β və γ -şüalarına ayırmaq olar.

Rezerford tərəfindən atom nüvəsi kəşf olunduqdan sonra (1911-ci il) yuxarıda göstərilən şüalanmanın məhz nüvə tərəfindən buraxıldığı aydın oldu.

Müşahidələr nəticəsində müəyyən olundu ki, radioaktivlik hadisəsi statistik xarakter daşıyır. Müxtəlif radioaktiv nüvələrin yaşama müddəti müxtəlif olduğuna baxmayaraq, çox sayda nüvə üçün müəyyən edilmiş orta yaşama müddəti (və ya sadəcə olaraq yaşama müddəti) həmin nüvələrin alınma üsulundan və heç bir xarici təsirdən asılı olmayan sabit kəmiyyət olub, verilmiş maddənin radioaktivliyini xarakterizə edir. Bundan başqa radioaktivlik buraxılan zərrəciklərin növü, enerjisi, zərrəciklər arasındakı bucaq paylanması və s. ilə də xarakterizə oluna bilər.

Sonralar, təbii radioaktiv nüvələrdən başqa laboratoriya üsulu ilə süni radioaktiv nüvələr də alınmışdır. Süni radioaktivliyi, ilk dəfə, stabil nüvələri müxtəlif yüklü zərrəciklərlə bombardman etməklə 1934-cü ildə F. və İ.Jolio Kuri kəşf etmişlər.

§ 2. Radioaktiv parçalanmanın əsas qanunları

Yuxarıda deyildiyi kimi radioaktiv parçalanma statistik xarakter daşıyır. Statistik

qanunauyğunluğu təsvir etmək üçün isə müəyyən hadisənin baş vermə ehtimalı anlayışından istifadə edilməlidir. Bu məqsədlə bir radioaktiv nüvənin vahid zamanda λ parçalanma ehtimalı daxil edilir və bu kəmiyyət parçalanma sabiti adlanır. Əgər radioaktiv nüvələrin sayı (N) çox böyük olarsa, onda orta hesabla vahid zamanda λN qədər nüvə parçalanmaya məruz qalmalıdır. Bu halda $L = \lambda N$ kəmiyyəti radioaktiv preparatın aktivliyi adlanır. Onda, radioaktiv parçalanmanın əsas qanununu müəyyən etmək olar. Əgər t zamanında N sayda radioaktiv nüvə varsa və kiçik dt zamanında orta hesabla dN sayda nüvə parçalanmaya uğrayırsa, onda:

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

olar. Burada mənfi işarəsi onu göstərir ki, parçalanma prosesində radioaktiv nüvələrin ümumi sayı azalır. (4.1) münasibətini zamana görə inteqralladıqda radioaktiv parçalanmanın əsas qanununu aşağıdakı kimi alırıq:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.2)$$

burada N_0 - başlanğıcda ($t=0$ anında) götürülən radioaktiv nüvələrin sayıdır. (4.1)-dan L aktivliyini aşağıdakı kimi təyin etmək olar:

$$L = -\frac{dN}{dt}$$

λ parçalanma sabiti ilə radioaktiv nüvələrin τ orta yaşama müddətini və $T_{1/2}$ yarımparçalanma periodunu (radioaktiv preparatın yarısının parçalanmasına sərf olunan zaman) ifadə etmək olar. (4.2) ifadəsindən:

$$N = N_{0/2} = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2}) \quad (4.3)$$

və buradan

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

alınır.

τ orta yaşama müddəti isə aşağıdakı mülahizədən alınır. Əgər t zaman anındakı radioaktiv nüvələrin sayı N -dirsə, onda t - $t+dt$ zaman intervalında parçalanan nüvələrin sayı $\lambda N dt$ olar. Buradan orta yaşama müddəti üçün:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N dt = \frac{1}{\lambda} \quad (4.4)$$

alınır.

(4.3) və (4.4) ifadələrini müqayisə etdikdə:

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,69 \tau$$

alırıq.

Praktikada adətən $T_{1/2}$ müddətindən istifadə olunur. Yarımparçalanma periodunu verilmiş dəqiqliklə ölçmək üçün, əvvəlcə, (4.2) parçalanma qanunundan statistik kənaraçıxmanın nə dərəcədə böyük olduğunu bilmək lazımdır.

§ 3. Radioaktiv ailələr

Radioaktiv elementlərin sistematik öyrənilməsi göstərdi ki, həmin elementləri elə ardıcıl yerləşdirmək olar ki, radioaktiv ailələr və ya sıralar adlanan üç ardıcıl zəncir şəklində alınsın.

Birinci ailə uran ailəsi adlanır. Bu ailə α -radioaktiv ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopundan başlayır. Həmin izotop $4,5 \cdot 10^{10}$ il yarımparçalanma periodu ilə ${}_{90}\text{Th}^{234}$ (torium) β -radioaktiv izotopuna, o da 24 gün yarımparçalanma müddətilə yenidən β -radioaktiv ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ (protaktinium) izotopuna və s. çevrilir. Başqa radioaktiv elementlərlə birlikdə bu ailədə ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ (radium) radioaktiv izotopu və ${}_{86}\text{Rn}^{222}$ (radon) radioaktiv qazı müşahidə olunur və həmin ailə stabil ${}_{82}\text{Pb}^{206}$ (qurğuşun) izotopunda qurtarır.

İkinci ailə aktinouran ailəsi adlanır. Bu ailə uranın başqa α -radioaktiv izotopu olan ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopundan başlayır. Həmin izotop $7 \cdot 10^8$ il yarımparçalanma periodu ilə β -radioaktiv ${}_{90}\text{Th}^{231}$ izotopuna, o da, α -radioaktiv ${}_{91}\text{Pa}^{231}$ izotopuna, o da, öz növbəsində, ${}_{89}\text{Ac}^{227}$ (aktinium) izotopuna

və s. çevrilir. Bu ailədə də qaz şəklində radioaktiv ${}_{86}\text{Rn}^{219}$ izotopu müşahidə olunur və həmin ailə stabil ${}_{82}\text{Pb}^{207}$ izotopunda qurtarır.

Üçüncü ailə torium ailəsi adlanır. Bu ailə α -radioaktiv ${}_{90}\text{Th}^{232}$ izotopundan başlayır. Həmin izotop $1,4 \cdot 10^{10}$ il yarımparçalanma periodu ilə β -radioaktiv ${}_{88}\text{Ra}^{228}$ izotopuna və s. çevrilir. Bu ailədə də qaz şəklində radioaktiv ${}_{86}\text{Rn}^{220}$ izotopu müşahidə olunur və həmin ailə stabil ${}_{86}\text{Pb}^{208}$ izotopunda qurtarır. Göründüyü kimi, hər üç ailənin qurğuşun elementinin müxtəlif izotoplarında qurtarması, həmin izotopların, tərkibində sehirləyici ədəd 82 proton olmaqla xüsusi stabilliyə malik olması ilə əlaqədardır.

Radioaktiv ailələrdə elementlərin ardıcıl parçalanmasında onların kütlə ədədi ya dəyişmir (β -parçalanma), ya da 4 ədəd azalır (α -parçalanma). Bu qanunauyğunluq sürüşmə qaydası adlanır və radioaktiv izotopların hansı ailəyə aid olduğunu təyin etməyə imkan verir. Sürüşmə qaydasına görə hər üç ailə üçün kütlə ədədi aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$A = 4n + C$$

burada n - tam ədəd; birinci ailə üçün $C=2(n>50)$; ikinci ailə üçün $C=3$ ($n>50$) və üçüncü ailə üçün $C=0$ ($n>51$).

Bu halda $C=1$ uyğun ailənin olmaması diqqəti cəlb edir. Bu isə dördüncü ailə olmalı idi. Sonralar (1939-1940 illər) güclü neytron, yüklü zərrəciklər və ionlar dəstəsi ilə ${}_{92}\text{U}$ nüvələrini şüalandırırdıqda gedən nüvə reaksiyalarında sıra nömrəsi $Z>92$ olan ağır elementlər - transuran elementləri kəşf edilmişdir. Bunlara misal olaraq ${}_{93}\text{Np}$ (neptunium), ${}_{94}\text{Pn}$ (plutonium), ${}_{95}\text{Am}$ (amerisium), ${}_{96}\text{Cm}$ (kürium), ${}_{97}\text{Bk}$ (berklum), ${}_{98}\text{Cf}$ (kalifornium) və s. elementləri göstərmək olar. Həmin süni alınmış radioaktiv elementləri təhlil etməklə dördüncü ailə də kəşf olunmuşdur.

Dördüncü ailənin başlanğıc elementi β -radioaktiv ${}_{94}\text{Pu}^{241}$ (plutonium) izotopudur. Bu izotop çox az yarımparçalanma periodu ilə α -radioaktiv ${}_{95}\text{Am}^{241}$ (amerisium) izotopuna, o da öz növbəsində az yarımparçalanma periodu ilə çox böyük yarımparçalanma perioduna malik olan ($2,25 \cdot 10^6$ il) α -radioaktiv ${}_{92}\text{Np}^{237}$ (neptinium) izotopuna çevrilir. Bu ailədə məhz ən böyük yarımparçalanma periodu Np izotopuna aid olduğu üçün həmin ailə neptinium ailəsi adlanır. Sonra, ${}_{93}\text{Np}^{237}$ izotopu β -radioaktiv ${}_{91}\text{Pa}^{233}$ izotopuna, o da, öz növbəsində, α -radioaktiv və böyük yarımparçalanma perioduna malik olan ($1,62 \cdot 10^5$ il) ${}_{92}\text{U}^{233}$ izotopuna və s. çevrilir. Bu ailəyə daxil olan başqa izotoplar içərisində ${}_{87}\text{Fr}^{221}$ (fransium) izotopunu və ${}_{87}\text{At}^{217}$ (astatium) izotopunu qeyd etmək lazımdır. Bu elementlər, transuran elementləri nəzərə alınmazsa, Mendeleev cədvəlində ən gec (1939-1940 il) kəşf olunan elementlərə aiddir. Neptinium ailəsi, tərkibində sehirləyici ədəd 126 neytron olan stabil ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ (vismit) izotopunda qurtarır.

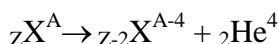
Qeyd etmək lazımdır ki, ailənin başlanğıcında az yaşama müddətinə malik izotopların olması təkcə dördüncü ailəyə aid deyildir. Sonralar, transuran elementlərinin geniş öyrənilməsi nəticəsində əvvəlki ailələrdə də başlanğıcda az yaşama müddətinə malik olan izotoplar müəyyən edilmişdir. Bundan başqa, heç bir radioaktiv ailəyə daxil olmayan bir sıra elementlər tapılmışdır. Bu elementlər, sonradan əsas ailələrdən birinə qarışan, bir növü, budaq ailələr təşkil edir.

Radioaktiv ailələr üçün xarakter xüsusiyyətlərdən biri də bəzi elementlərin iki yolla (α -parçalanma və β -parçalanma) parçalanmaya uğrayaraq (çəngəl formasında) qonşu elementlərə çevrilməsidir. Bu halda yenidən parçalanmadan alınan element β -parçalanma ilə və tərsinə olaraq qonşu elementə çevrilir. Belə çevrilmələr - birinci, üçüncü və dördüncü ailələrdə vismut elementinin uyğun olaraq ${}_{83}\text{Bi}^{214}$, ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ və ${}_{83}\text{Bi}^{213}$ izotoplarında və ikinci ailədə isə üç nüvədə ${}_{89}\text{Ac}^{227}$ (aktinium), ${}_{84}\text{Po}^{215}$ (polonium) və ${}_{83}\text{Tl}^{211}$ (tallium) izotoplarında müşahidə olunur.

Mövzu № 9. α -parçalanma. Əsas təcrübi göstəricilər. Heyger-Nettol qanunu. α -parçalanmanın nəzəriyyəsi .

§ 4. α -parçalanma

α -parçalanma dedikdə ağır nüvələrin özbaşına parçalanmada α -zərrəciklər (${}^2\text{He}^4$ nüvələri) buraxılması hadisəsi nəzərdə tutulur. Bu halda nüvənin kütlə ədədi dörd vahid, yükü isə iki vahid azalır:



Burada ${}_Z\text{X}^A$ və ${}_{Z-2}\text{X}^{A-4}$ nüvələri uyğun olaraq ana və qız nüvələrdir.

α -parçalanmada müəyyən edilən əsas eksperimental nəticələri gözədən keçirək:

1) 1911-ci ildə Heyger və Nettol hər üç radioaktiv ailə üçün α -parçalanma sabiti (λ) ilə buraxılan α -zərrəciklərin qaçış məsafəsi (R_α) arasında aşağıdakı qanunauyğunluq müəyyən etmişlər:

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B \quad (4.12)$$

burada A hər üç ailə üçün sabit olan əmsal, B isə müxtəlif ailələr üçün təqribən 5% fərqlənən sabitdir. Qaçış məsafəsi α -zərrəciklərin kinetik enerjisi ilə (T_α) müəyyən üstlü funksiya şəklində əlaqəli olduğundan, (məsələn, hava üçün $R \approx 0,3T_\alpha^{3/2}$ olur) münasibətini belə də yazmaq olar:

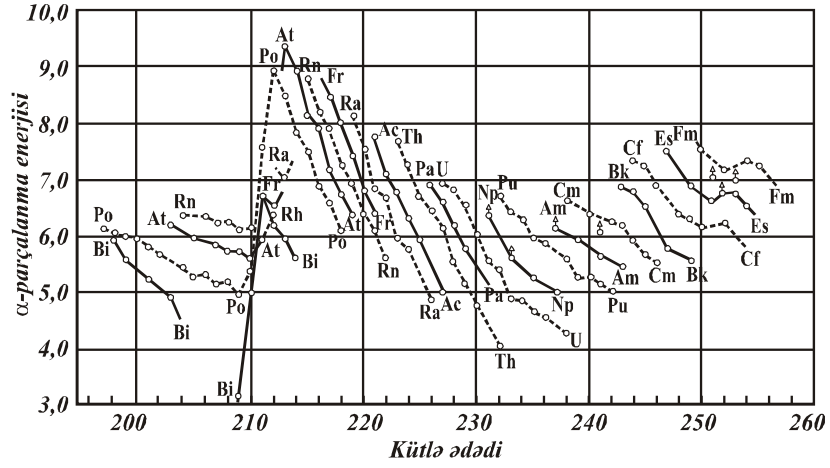
$$\lg \lambda = A' \lg T_\alpha + B'$$

burada A' və B' uyğun olaraq A və B əmsallarına oxşar olan ədədlərdir.

2) α -radioaktiv nüvələrin yarımparçalanma periodları böyük intervalda dəyişdiyi halda (10^{-7} san-dən 10^{10} ilə qədər) buraxılan α -zərrəciklərin enerjisi çox məhdud intervalda dəyişir. Bu interval ağır nüvələr üçün 4÷9 MeV və nadir torpaq elementləri üçün 2÷4,5 MeV müəyyən edilmişdir.

3) α -radioaktivlik adətən ağır elementlərdə müşahidə olunur. Belə ki, dövrü sistemin bütün elementləri ciddi müəyyən edilmiş bir sərhədlə, α -radioaktiv və α -stabil nüvələrə bölünür. α -radioaktiv nüvələr Z sıra nömrəsi $Z > 83$ olan nüvələrdir. Bu nüvələr üçün Z sıra nömrəsi artdıqca buraxılan α -zərrəciklərin enerjisi artır. Lakin bu qruplaşmada bir neçə nadir torpaq elementləri (məsələn, ${}_{62}\text{Sm}^{146}$, ${}_{78}\text{Pt}^{190}$) eləcə də, süni alınmış, çox neytron çatışmamazlığı ilə fərqlənən, bir sıra nüvələr müstəsnaq təşkil edir.

4) Eyni bir elementin müxtəlif izotopları üçün α -parçalanma enerjilərinin (E_α) müqayisə etdikdə müəyyən olur ki, kütlə ədədi (A) artdıqca E_α qanunauyğun olaraq azalır (şəkil 4.4). Bu qanunauyğunluq xüsusilə cüt-cüt nüvələr üçün aşkar nəzərə çarpır. Bundan istifadə edərək naməlum izotoplardan buraxılan α -zərrəciklərin enerjisini təyin etmək olar. Lakin, bu hal kütlə ədədinin bütün qiymətləri üçün deyil, kütlə ədədi $A > 215$ və $A < 209$ olan nüvələrdə özünü göstərir, aralıq nüvələrdə isə qanunauyğunluq pozulur.



Şəkil 4.4

5) Müəyyən bir izotopdan buraxılan α -zərrəciklər, adətən müəyyən bir enerjiyə malik olurlar. Lakin dəqiq ölçmələr nəticəsində müəyyən edildi ki, α -zərrəciklərin spektri incə quruluşa malikdir, yəni spektrdə bir deyil, bir-birinə yaxın bir neçə enerjisi α -zərrəciklər qrupu müşahidə olunur. Bu halda qız nüvələri qeyri-sferik olan α -parçalanmalarda daha çox incə quruluş xətləri alınır və enerjisi kiçik olan α -zərrəciklərin intensivliyi az olur.

6) İki növ α -parçalanma müşahidə olunur. Bəzi nüvələrdə əsas qrup α -zərrəciklərlə birlikdə az miqdar nisbətən böyük enerjili α -zərrəciklər buraxılır ki, bunlar uzunqaçışlı α -zərrəciklər adlanır.

İndi də eksperimental nəticələrin energetik izahına baxaq. Yuxarıda göstərilən bir sıra qanunauyğunluqlar nüvənin damcı modelinə görə izah oluna bilər. Doğrudan da, α -parçalanmanın energetik mümkün olması üçün ana nüvənin əlaqə enerjisi, qız nüvə və α -zərrəciyin əlaqə enerjiləri (uyğun olaraq $E(A-4, Z-2)$ və $E(\alpha)$ cəmindən kiçik olmalıdır. Onda parçalanmada ayrılan tam enerji (ΔE) aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\Delta E = E(A-4, Z-2) + E(\alpha) - E(AZ) \quad (4.13)$$

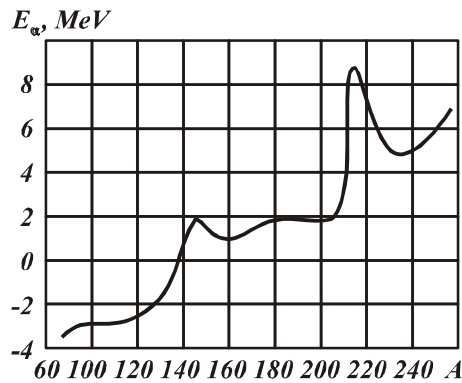
$\Delta E < 0$ olduqda α -parçalanma qadağan olunmuş, $\Delta E > 0$ olduqda icazə verilmiş olur. (4.13) münasibətindəki hər bir hədd damcı modelinin verdiyi (yarımempirik düsturla verilir, nəticədə, ΔE ana nüvə üçün A və Z ədələri ilə ifadə olunur. Alınan ifadənin təhlili göstərir ki, təqribən $Z > 73$ üçün $\Delta E > 0$ olur və Z artdıqca ΔE artır. Deməli, bununla eksperimental qanunauyğunluqlardan biri olan, α -parçalanmanın ağır elementlər üçün müşahidə olunması və α -parçalanmanın enerjisinin Z -dən asılı olaraq artması izah olunur.

Lakin, damcı modelinin verdiyi nəticələr çox da dəqiq ola bilməz. Məsələn, α -parçalanmanın nadir torpaq elementlərdə ($Z \approx 60$) müşahidə olunması göstərir ki, bu model α -parçalanmanın nəzəri sərhəddinin yüksəldilmiş qiymətini verir.

α -parçalanmanın daha dəqiq sərhəddini müəyyən etmək üçün parçalanma enerjisini aşağıdakı şəkildə nüvələrin dəqiq kütlələri ilə ifadə etmək lazımdır:

$$\Delta E = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(\alpha)]c^2$$

İzobar nüvələr üçün aparılan dəqiq hesablamalar göstərir ki, nadir torpaq elementlərindən başlayaraq bütün ağır nüvələr üçün $\Delta E > 0$ olur və ΔE -nin A -dan asılılıq əyrisində: $A \approx 145$ və $A \approx 212$ qiymətlərində iki maksimum müşahidə olunur (şəkil 4.5).



Şəkil 4.5

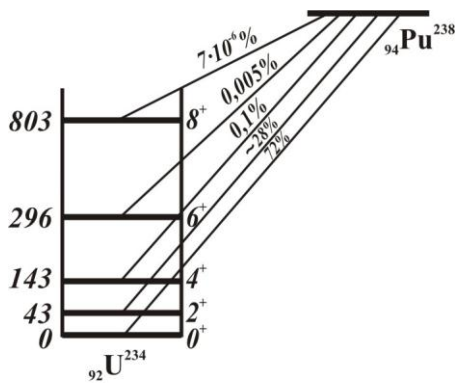
Birinci maksimum tərkibində 82 neytronu, ikinci isə 82 protonu olan qız nüvələrə uyğundur. Hər iki halda nüvələrin kütləsi nisbətən kiçik olur və bu

nüvələrə α -parçalanma böyük enerji ayrılması ilə baş verir. Lakin göstərilirdiyi kimi 82 sehirli ədədlərdən biridir və nüvənin örtük modeli ilə əlaqədardır (bax F.III, § 3).

Nüvənin damcı modeli və örtük modelinin köməyi ilə α -parçalanmanın enerjisinin eyni elementin izotopları üçün kütlə ədədindən asılı olaraq azalması faktı da izah oluna bilər. Doğrudan da $E_{\alpha} = \Delta E$ enerjisinin A və Z-dən asılılıq ifadəsindən $\left(\frac{\partial E_{\alpha}}{\partial A}\right)_Z$ törəməsini alsaq, onda α -radioaktiv

nüvələrə uyğun A və Z üçün $\left(\frac{\partial E_{\alpha}}{\partial A}\right)_Z < 0$ olduğu müəyyən edilir. Deməli, müxtəlif izotoplar üçün

A artdıqca E_{α} azalır. Bu qanunauyğunluqlardan $209 < A < 215$ oblastında kənara çıxma, yenə də, damcı modeli ilə izah oluna bilməz. Bu hal tərkibində 126 neytron olan nüvə ətrafında baş verir. 126 ədədi də 82 kimi sehirli ədəddir və örtük modeli ilə verilir. Deməli, E_{α} parçalanma enerjisi ana nüvənin qapalı örtüyü olduğu halda azalır, qız nüvənin qapalı örtüyü olduğu halda isə artır. E_{α} enerjisinin nüvədəki protonların sayından asılı olaraq dəyişməsinə nüvə qüvvələri və kulon qarşılıqlı təsir qüvvələrinin nisbi dəyişməsi ilə də izah etmək olar. Nüvədə protonların sayının artması kulon qarşılıqlı təsir enerjisinin artmasına, bu isə, α -parçalanma enerjisinin artmasına səbəb olur. Ona görə də nadir torpaq elementləri oblastında müşahidə olunan α -radioaktiv nüvələr neytronların sayı nisbətən az olan nüvələrdir (məsələn, ${}_{67}\text{Ho}^{151}$, ${}_{67}\text{Ho}^{152}$). Nüvədə neytronların sayının artması isə nüvə qüvvələri hesabına əlaqə enerjisinin artmasına və beləliklə α -parçalanma enerjisinin azalmasına səbəb olur (şəkil 4.4). α -parçalanma spektrinin incə quruluşu və uzunqaçışlı α -zərrəciklərin alınması nüvənin örtük modelinə görə izah oluna bilər. Bəzi hallarda parçalanmadan alınan qız nüvə əsas halda deyil, bir sıra həyəcanlanmış hallarında ola bilər. Onda, α -parçalanma qız nüvənin əsas halı ilə bərabər həyəcanlanmış hallarına da baş verə bilər. Lakin aşağıda görəcəyimiz, α -parçalanma ehtimalının enerjiden (E_{α}) çox kəskin asılılığına görə, həyəcanlanmış hallarına keçidlərin intensivliyi əsas halda nisbətən çox az olur. Odur ki, təcrübədə yalnız az həyəcanlanmış enerji səviyyəsinə malik olan fırlanma səviyyələrinə baş verən α -parçalanma keçidləri müşahidə edilə



Şəkil 4.6

xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

α -parçalanma, eləcə də, ana nüvənin əsas və həyəcanlanmış səviyyələrindən baş verə bilər. Həyəcanlanmış səviyyələrindən olan keçidlərdə α -zərrəciklərin enerjiləri böyük olur - bunlar uzunqaçışlı zərrəciklər adlanır. Lakin ana nüvə həyəcanlanmış hallarında olduqda, yalnız birbaşa α -parçalanma ilə qız nüvəyə deyil, həm də, əvvəlcə γ -şüalanması ilə aşağı həyəcanlanmış hallarına və ya əsas səviyyəyə keçə bilər (bax § 7). Deməli nüvənin α -parçalanması γ -şüalanma ilə konkurent olur. γ -şüalanma ehtimalı α -parçalanmaya nəzərən daha çox olduğundan ($\lambda_{\gamma} \gg \lambda_{\alpha}$) uzunqaçışlı α -zərrəciklərin intensivliyi çox az olur.

Göründüyü kimi, α -parçalanmada müşahidə olunan bir sıra eksperimental qanunauyğunluqlar nüvənin damcı və örtük modellərinin köməyi ilə izah olunur. Qalan iki qanunauyğunluğun (Heyger-Nettol qanunu və E_{α} enerjisinin məhdud intervalda yerləşməsi) izahına

bilir. Bu keçidlər α -parçalanmanın incə quruluşunu müəyyən edir.

Nümayiş məqsədilə şəkil 4.6-da ${}_{94}\text{Pu}^{238}$ izotopunun α -parçalanmasında alınan incə quruluş keçidlərinin sxemi göstərilmişdir. Bu halda ${}_{92}\text{U}^{234}$ qız nüvəsi qeyri-sferik formada olur.

Sxemdə həmin nüvənin fırlanma enerji səviyyələrinin KeV-lərlə enerjiləri və spin-cütlük xarakteristikaları verilmişdir. Keçidləri göstərən maili xətlər üzərində keçid ehtimalları göstərilir. Göründüyü kimi həyəcanlanmış enerji artdıqca keçid ehtimalı kəskin azalır. α -parçalanmanın incə quruluşunun öyrənilməsi qız nüvənin enerji səviyyələrinin sxemini müəyyənləşdirmək üçün

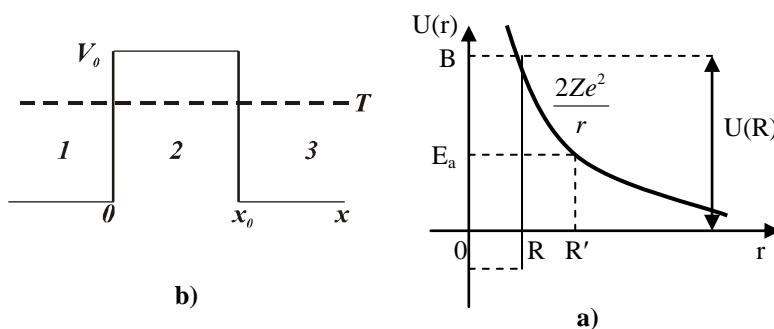
keçək. Bu məqsədlə, mikroaləmin kvant mexanikasının makrocisimlərin klassik mexanikasından olan fundamental fərqli cəhətlərindən birini göstərək. Klassik nəzəriyyədə energetik əlverişli və bütün saxlanma qanunları ilə icazə verilmiş proses getməyə bilər. Məsələn, energetik əlverişli olmağına baxmayaraq, stol üzərindəki qədəhdən su tökülmür. Kvant mikroaləmində isə belə olmur. Əgər bu hadisəni mikroaləmdə təsəvvür etsək (ölçülərin mikroaləm ölçülərinə yaxınlaşdığı halda), onda su dərhal döşəmədə olmalı idi. Deməli, mikroaləmdə saxlanma qanunları ilə icazə verilmiş proses mütləq baş verməlidir. Görək bu prinsip α -parçalanmada necə meydana çıxır. Əvvəlcə göstərək ki, α -parçalanma klassik nöqtəyi-nəzərdən mümkün olmayan şəraitdə gedir. Bunun üçün nüvə daxilində və nüvədən kənarında α -zərrəciyin potensial enerjisinin qrafikinə baxaq (şəkil 4.7a). Nüvədən kənarında yaxına təsir nüvə qüvvələri sifra yaxınlaşır və α -zərrəciyə potensialı aşağıdakı kimi ifadə olunan yalnız Kulon elektrostatik itələmə qüvvələri təsir edir:

$$U_k = k \frac{2Ze^2}{r}$$

Nüvənin sərhəddində nüvə qüvvələri ilə əlaqədar güclü cazibə meydana çıxır və $V(r)$ potensial əyrisi birdən-birə aşağı düşür. Nüvə daxilində bir tərəfdən potensialın dəqiq forması məlum deyildir, digər tərəfdən də hazır şəkildə α -zərrəciyin nüvə daxilində olduğunu güman etmək olmaz. Lakin sonrakı mühakimələrin asanlaşması üçün α -zərrəciyin nüvə daxilində hazır şəkildə olduğunu fərz etmək olar. Onda nüvə daxilindəki potensialın qiymətini α zərrəciyin enerjisindən kiçik və sabit göstərmək olar. Potensialın nüvə xaricindəki Kulon oblastı potensial çəpər, bunun maksimum qiyməti isə çəpərin hündürlüyü adlanır. Məsələn, radiusu və yük ədədi uyğun olaraq $R=10^{-12}$ sm və $Z=100$ olan nüvə üçün potensial çəpərin hündürlüyünü qiymətləndirmək olar:

$$U = k \frac{2Ze^2}{R} \approx 30 \text{ MeV}$$

Biz, əlbətdə, bunu olduqca təqribi qiymətləndirdik. Lakin həqiqi qiymət bundan çox da fərqlənə bilməz. Digər tərəfdən, yuxarıda gördük ki, α -zərrəciklərin kinetik enerjisi 4-9 MeV intervalında yerləşir, yəni potensial çəpərin hündürlüyündən çox kiçikdir. Ona görə də klassik mexanikaya görə α -parçalanma mümkün deyildir. Bu hadisəni kvant mexanikasına görə nəzərdən keçirək. Ona görə də mikro-zərrəciyin potensial çəpərdən keçməsinə (buna tunnel effekti də deyilir) araşdıraq.



Şəkil 4.7

Əvvəlcə sadə, birölçülü düzbucaqlı potensial çəpər olduğu hala baxaq (şəkil 4.7b). Şəkildən görüldüyü kimi, potensialın qiyməti:

$$V = \begin{cases} 0 & x < 0 & x > x_0 \\ V_0 & 0 < x \leq x_0 \end{cases}$$

olduqda təyin olunur.

Deyək ki, kütləsi m və kinetik enerjisi $T < V_0$ olan zərrəcik soldan sağa doğru hərəkət edir və onun V_0 potensial çəpərdən keçmə ehtimalını tapmaq tələb olunur.

Məlumdur ki, kvant zərrəciyinin halını təsvir edən ψ dalğa funksiyası aşağıdakı Şredinger tənliyini ödəyir:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V)\psi = 0$$

burada $\psi = \psi(x,y,z)$, E - zərrəciyin tam enerjisi, V isə potensial enerjidir. Birölçülü hal üçün tənlik:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(x)]\psi = 0$$

olar və şəkil 4.7-də göstərilən müxtəlif oblastlar üçün aşağıdakı kimi yazılar:

$$\text{I. } \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0 \quad (V=0 \text{ və } T=E)$$

$$\text{II. } \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V)\psi = 0 \quad (V>E) \quad (4.14)$$

$$\text{III. } \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0 \quad (V=0 \text{ və } T=E)$$

Onda aşağıdakı əvəzləmələr qəbul etməklə:

$$K_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}; \quad K_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(V - E)}$$

(4.14) tənliklərinin ümumi həllini belə göstərmək olar:

$$\text{I. } \psi_1 = e^{iK_1 x} + a e^{-iK_1 x}$$

$$\text{II. } \psi_2 = b e^{iK_2 x} + c e^{-iK_2 x}$$

$$\text{III. } \psi_3 = d e^{iK_1 x}$$

burada birinci hədlər düşən dalğanı, ikinci hədlər isə qayıdan dalğanı təsvir edir. Birinci oblastda düşən dalğanın amplitudu 1 qəbul edilir, III oblastda isə qayıdan dalğa olmadığından, ancaq x -in müsbət istiqamətində yayılan dalğa olur.

Zərrəciklərin potensial çəpərdən keçməsi çəpərin şəffaflıq əmsalı ilə xarakterizə olunur. Bu kəmiyyət III oblastında çəpərdən keçən və I oblastında çəpərə düşən dalğalar üçün ehtimal seli sıxlıqlarının nisbəti kimi təyin edilir:

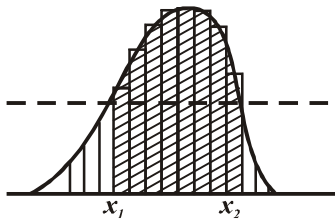
$$D = \frac{v_3 |\psi_{III}|^2}{v_1 |\psi_I|^2}$$

burada v_1 və v_3 uyğun olaraq I və III oblastlarındakı sürətlərdir. Əgər $v_1 \approx v_3$ qəbul etsək, onda $D \approx |d|^2$ olar. Burada naməlum a, b, c, d əmsalları ψ funksiyası və onun birinci tərtib törəmələrinə aid olan aşağıdakı sərhəd şərtlərindən tapılır:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0) & \psi_1'(0) &= \psi_2'(0) \\ \psi_1'(0) &= \psi_2'(0) & \psi_2(x_0) &= \psi_3(x_0) \end{aligned} \right\}$$

Bu tənliklərin həllindən şəffaflıq əmsalı üçün:

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(V - E)} dx \right]$$



Şəkil 4.8

ifadəsi alınır. Bu nəticəni, ixtiyari formalı çəpər üçün də (şəkil 4.8) ümumiləşdirmək olar.

Bu məqsədlə ixtiyari formalı çəpəri elementar düzbucaqlı çəpərlərə bölmək və alınan nəticələri cəmləməklə yekun şəffaflıq əmsalı üçün:

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V - E)} dx \right]$$

almaq olar. Üçölçülü çəpər üçün:

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(V-E)} dr \right] \quad (4.15)$$

yazmaq olar.

λ parçalanma sabitini tapmaq üçün D əmsalını α -zərrəciklərin nüvənin sərhəddində olma ehtimalına vurmaq lazımdır. Bu ehtimalı bir K ədədi ilə göstərir və eksponensial qabağı əmsal adlandırırlar. Təqribi olaraq həmin ehtimalı R radiuslu nüvə daxilində sürəti v olan α -zərrəciyin nüvə səthinə yaxınlaşma tezliyi (v/R) kimi qiymətləndirmək olar. Onda λ - parçalanma sabiti:

$$\lambda = \frac{v}{R} D \quad (4.16)$$

olar. Burada eksponensial qabağı əmsalın dəqiq təyin edilməsi bir o qədər də vacib deyildir. Belə ki, λ - parçalanma sabiti K əmsalından eksponent üstlü vuruğa nisbətən çox zəif asılıdır.

(4.15) ifadəsində bir əsas xüsusiyyəti qeyd etmək lazımdır ki, Plank sabiti eksponent asılılıqda məxrəcdə yerləşir. Klassik yaxınlaşmada $\hbar \rightarrow 0$ olduqda $D \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow 0$, $T_{1/2} \rightarrow \infty$ alınır və deməli α -parçalanma mümkün olmur. Bu o deməkdir ki, əgər baxılan sistem klassik sistemə yaxındırsa, onda yarımparçalanma periodu hədsiz dərəcədə böyük olar.

Sahənin V potensialı əvəzinə Kulon potensialı qəbul edilsə, onda (4.15) ifadəsində inteqral asanlıqla hesablanır və nəticədə $E \ll V_0$ halında (4.12) Heyger-Nettol qanununa yaxın bir qanunauyğunluq alınır.

$$\lg \lambda = A\sqrt{E_\alpha} + B \quad (4.17)$$

(4.15) və (4.16) ifadələrindən görünür ki, yarımparçalanma periodu nüvənin radiusundan güclü asılıdır. Çünki R radiusu təkcə eksponensial qabağı əmsala deyil, həm də eksponent üstü kəmiyyətə inteqrallama sərhəddi kimi daxildir. Odur ki, α -parçalanmaya görə nüvənin radiusunun təyini ən dəqiq üsullardan biridir (bax F.II, § 4).

(4.15) ifadəsində eksponent üstündə kiçik kəmiyyət olan \hbar Plank sabitinin olması yarımparçalanma periodunun enerjiden güclü asılılığını təmin edir. Belə ki, enerjinin az miqdarda dəyişməsi λ sabitinin və deməli yarımparçalanma periodunun çox böyük dəyişməsinə səbəb olur. Məhz buna görə də buraxılan α -zərrəciklərin enerjisi ciddi məhdudlaşır ($4 \leq E_\alpha \leq 9$ MeV). Ağır nüvələr üçün enerjisi 9 MeV-dən böyük olan α -zərrəciklər nüvəni ani olaraq tərk edir və enerjisi 4 MeV-dən kiçik olanlar isə nüvədə o dərəcədə böyük müddətdə qalır ki, parçalanma müşahidə edilə bilmir. Nadir torpaq elementləri üçün isə nüvənin radiusu və çəpərin hündürlüyü azaldığından enerjisinin hər iki sərhəd qiymətləri xeyli kiçilir.

Beləliklə, aydın olur ki, α -parçalanmada əsas mahiyyət α -zərrəciklərin Kulon potensial çəpərindən keçməsidir. Lakin bu parçalanmaya başqa amillərin, az da olsa, təsirini göstərmək lazımdır. Bunlardan biri sıfırdan fərqli orbital momentlə ($\ell \neq 0$) buraxılan α -zərrəciklər üçün mərkəzdənqaçma potensial çəpərinin alınmasıdır. Bu halda α -zərrəcik nüvədən \vec{l} hərəkət miqdarı momenti ilə buraxılırsa, onun malik olduğu mərkəzdənqaçma enerjisi:

$$U_{mq} = \frac{\hbar \ell(\ell+1)}{2m_\alpha r^2}$$

olar. Bu enerji Kulon potensial enerjisi ilə toplanaraq potensial çəpərin hündürlüyünü artırır. α -zərrəciklərin buraxılmasında ℓ -in mümkün qiymətlərini ρ hədəf məsafəsinin nüvənin R radiusundan böyük olmaması ($\rho \leq R$) şərtindən almaq olar. Doğrudan da, hərəkət miqdarı momentinin qiyməti:

$$|\vec{l}| = p\rho = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}$$

olarsa (p -buraxılan α -zərrəciyin impulsudur), buradan:

$$\rho = \frac{\hbar}{p} \sqrt{\ell(\ell+1)} = \lambda \sqrt{\ell(\ell+1)}$$

yazmaq olar, burada λ - de-Broyl dalğa uzunluğudur. Onda ($\rho \leq R$) şərtindən $\lambda \sqrt{\ell(\ell+1)} \leq R$ və ya $\ell \leq \frac{R}{\lambda}$ olar. Ağır nüvə üçün $R \approx 10^{-12}$ sm, buraxılan α -zərrəciklərin orta enerjisi $\bar{E}_\alpha = 6$ MeV qəbul edildikdə $\lambda \approx 10^{-13}$ sm və buradan $\ell \leq 10$ alınır. ℓ ədədinin mümkün qiymətləri isə hərəkət miqdarı momenti və cütlüyə görə seçmə qaydası ilə müəyyən olunur:

$$|I_a - I_q| \leq \ell \leq |I_a + I_q| ; P_a/P_q = (-1)^\ell$$

burada I_a, P_a və I_q, P_q uyğun olaraq ana və qız nüvələrin spin və cütlükləridir.

Göstərmək olar ki, bu halda mərkəzdənqaçma çəpərinin təsiri çox az olmalıdır. Doğrudan da, $\ell_{\max}=10$ üçün $U_{\max} \approx 5$ MeV olur. Bu potensial, Kulon potensialına nisbətən məsafədən asılı olaraq sürətlə zəiflədiyindən (r^{-1} deyil, r^{-2} -yə mütənəsib olaraq), əvvəlki çəpərin forması praktiki olaraq dəyişmir. Ona görə də $D_{\ell \neq 0}$ şəffaflyq əmsalı $D_{\ell=0}$ əmsalından az fərqlənir.

$\ell \leq 6$ qiymətlərində $D_{\ell \neq 0}$ əmsalını hesablamaq üçün aşağıdakı təqribi münasibətdən istifadə etmək olar:

$$D_{\ell \neq 0} = D_{\ell=0} \exp \left[2,027 \ell(\ell+1) Z^{\frac{1}{2}} A^{-\frac{1}{6}} \right]$$

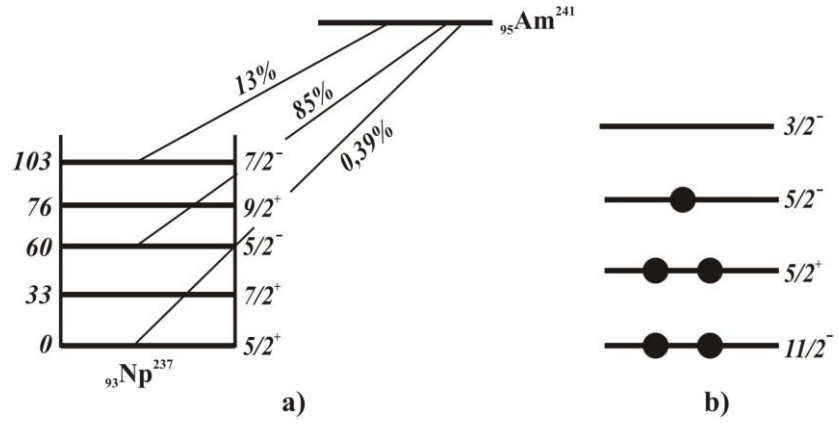
Bu düstura görə, ağır nüvələrdən $\ell=5$ olduğu halda α -spektrdə müqayisə ediləcək intensivlikli müxtəlif ℓ momentlərilə buraxılan α -zərrəciklər olmalıdır. Doğrudan da, təcrübi faktlar bu nəticəni təsdiq edir.

Nüvənin daxili quruluşunun da α -parçalanmaya əsaslı təsiri müəyyən edilir. Bu təsiri nəzərdən keçirək. İndiyədək fərz edilirdi ki, α -zərrəciklər nüvədə hazır şəkildə olur və α -parçalanma ehtimalı bütövlüklə həmin zərrəciklərin kənara çıxması ilə təyin edilir. Əslində isə, əvvəlcə nüvə daxilində α -zərrəciklər müəyyən ehtimalla protonlar və neytronlardan təşkil olunmalıdır. Lakin bu prosesin nəzərə alınması (4.15) düsturunda, yalnız, eksponent qabağı əmsalı dəyişə bilər, eksponent üstü kəmiyyət isə olduğu kimi qalmalıdır. Bu o deməkdir ki, nüvə daxilindəki proseslərin nəzərə alınması α -parçalanma ehtimalına o qədər də təsir etməməlidir. Bununla belə, həmin proseslərin nəzərə alınması məsələsi olduqca çətin və indiyədək həll olunmamışdır. Ona görə də (4.15) düsturu təqribi hesab olunmalıdır. Lakin eksperimental yarımparçalanma periodlarının (4.16) düsturundan alınan nəticədən çox fərqlənməsinə görə α -zərrəciklərin nüvə daxili proseslərdə yaranma mexanizmi haqda müəyyən məlumat almaq olar. (4.16) ifadəsinin yaxşı ödənilməsi parçalanma yüngülləşmiş adlanır. Tərsinə, əgər real yarımparçalanma periodu hesablama qiymətindən bir tərtibdən çox fərqlənərsə (böyük olarsa), onda həmin parçalanma yüngülləşməmiş adlanır.

Yüngülləşməmiş parçalanmaların səbəbini keyfiyyətcə nüvənin ümumiləşmiş modelinə əsasən izah etmək olar. Bu modelə görə (bax F III, § 4) aydındır ki, nuklonlar qeyri-sferik potensial sahədə hərəkət edir və nuklonların tam momentinin simmetriya oxu üzrə K proyeksiyası saxlanılan kəmiyyət olur. K ədədləri qiymətcə bərabər və işarəcə fərqlənən nuklonlar cütlər şəklində birləşməyə çalışır. Onda α -zərrəcik əmələ gəlməsi üçün dörd nuklonun nisbi hərəkət miqdarı momenti sıfır olmalıdır. Cütləşmiş nuklonların nisbi momentinin sıfıra bərabər olma ehtimalı çox olduğundan, fərz olunur ki, α -zərrəciklər məhz cütləşmiş nuklonlardan təşkil olunur. Buradan belə bir mühüm nəticə alınır ki, nüvənin yekun momentinin simmetriya oxu üzrə K proyeksiyası saxlanıldığı halda α -zərrəciklər böyük ehtimalla yaranır. Deməli, yüngülləşmiş keçidlər üçün $\Delta K=0$ və cütlüyün saxlandığı hallarda baş verir. Doğrudan da, bu şərtlər cüt-cüt nüvələrdə ödənilməsi üçün, onların α -parçalanması həmişə yüngülləşmiş olur. Lakin A ədədi tək olan nüvələrdə cütləşməmiş tək nuklon olduğundan vəziyyət dəyişə bilər. Elə alına bilər ki, həmin tək nuklonun K ədədi ana və qız nüvələrin əsas halları üçün müxtəlif olar. Onda, əsas hala keçid yüngülləşmiş ola bilməz.

Deyək ki, qız nüvənin müəyyən həyəcanlanma halı üçün tək nuklonun K ədədi ana nüvənin əsas halı ilə üst-üstə düşür. Onda həmin həyəcanlanma səviyyəsinə parçalanma daha çox

intensivliklə baş verə bilər. Nümayiş məqsədilə ${}_{95}\text{Am}^{241}$ (amerisum) izotopunun parçalanmasına baxaq (şəkil 4.9a). Həmin izotopun proton səviyyələrinin dolma sxemi şəkil 4.9b-da göstərilir. Göründüyü kimi 95-ci proton $5^-/2$ halındadır. Lakin ${}_{93}\text{Np}^{237}$ qız nüvəsi üçün həmin hal nüvənin əsas halına deyil, həyəcanlanma halına uyğun gəlir.



4. Şəkil 3.9

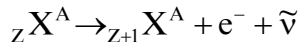
Ona görə də α -parçalanma böyük ehtimalla (85%) neptini um elementinin $5^-/2$ halında olan ikinci həyəcanlanma səviyyəsinə baş verir. Bu misaldan görünür ki, α -parçalanmanın incə quruluşunun öyrənilməsi ağır nüvələrin quruluşu və aşağı həyəcanlanma səviyyələrinin təbiəti haqda maraqlı məlumat almağa imkan verir.

Mövzu № 10. β -çevrilmə və növləri. Seçmə qaydaları. β -çevrilmənin nəzəriyyəsi haqqında qısa məlumat. Cütlüyün pozulması.

§ 5. β -parçalanma

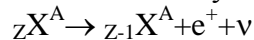
β -parçalanma dedikdə nüvələrin elektron (və ya pozitron) buraxmaqla və ya elektron zəbt etməklə özbaşına parçalanmada yükü $\Delta Z = \pm 1$ fərqli olan izobar nüvələrə çevrilməsi düşünülür. β -radioaktiv nüvələrin yarımparçalanma periodu $\sim 10^{-2}$ san-dən $\sim 2 \cdot 10^{15}$ il intervalında, parçalanma enerjisi isə ~ 18 keV-dən 16,6 MeV intervalında dəyişir. Üç növ β -parçalanma müşahidə olunur, β^- -parçalanma, β^+ -parçalanma və e-zəbt (K - zəbt).

β^- -parçalanmada nüvə özündən elektron (e^-) və elektrik neytral, çox yüngül zərrəcik olan antineytrino ($\tilde{\nu}$) buraxır; yükü bir vahid böyük olan izobar nüvəyə keçir:



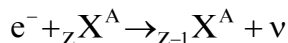
Deməli, bu halda nüvənin neytronlarından biri protona çevrilir.

β^+ -parçalanmada nüvə özündən pozitron (e^+) və başqa elektrik neytral, çox yüngül zərrəcik neytrino (ν) buraxır, yükü bir vahid kiçik olan izobar nüvəyə keçir:



Bu halda isə nüvənin protonlarından biri neytrona çevrilir.

e - zəbt prosesində nüvə atomun orbit elektronlarından birini zəbt edərək yükü bir vahid kiçik olan izobar nüvəyə keçir və özündən neytrino buraxır:



burada da β^+ parçalanmada olduğu kimi nüvə protonlarından biri neytrona çevrilir.

K örtüyü nüvəyə daha yaxın olduğundan e - zəbt prosesi əksər halda həmin örtükdən baş verir. Ona görə də, adətən, e-zəbt prosesinə K-zəbt də deyilir.

Bu proseslər üçün energetik şərtləri aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$\begin{array}{ll} \beta^- \text{-parçalanma} & M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e \\ \beta^+ \text{-parçalanma} & M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e \\ e\text{-zəbt} & M(A,Z) + m_e > M(A,Z-1) \end{array} \quad (4.18)$$

Yəni ana nüvənin kütləsi qız nüvə və parçalanmadan alınan elektron (pozitron) kütlələri cəmindən böyük olmalıdır.

Məlumat cədvəllərində, adətən, nüvə deyil, atom kütlələri gətirildiyindən (4.18) şərtlərində hər tərəfə münasib sayda elektron kütləsi əlavə etməklə həmin energetik şərtləri atom kütlələri ilə göstərmək olar:

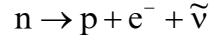
$$\begin{array}{ll} \beta^- \text{-parçalanma} & M_{at}(A,Z) > M_a(A,Z+1) \\ \beta^+ \text{-parçalanma} & M_a(A,Z) > M_a(A,Z-1) + 2m_e \\ e\text{-zəbt} & M_a(A,Z) > M_a(A,Z-1) \end{array} \quad (4.19)$$

Lakin nəzərə almaq lazımdır ki, bu şərtlər elektronların atomdakı əlaqə enerjiləri dəqiqliyiylə verilmişdir.

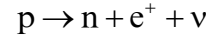
(4.19) qeyri bərabərliyində ikinci və üçüncü şərtləri müqayisə etdikdə, görünür ki, β^+ -parçalanma və e-zəbt prosesləri bir-birinin konkurenti olan proseslərdir və energetik nöqtəyi nəzərdən e-zəbt daha əlverişlidir. Elə nüvələr vardır ki, onlarda müxtəlif ehtimalla hər iki proses baş verir. Məsələn, ${}_{25}\text{Mn}^{52}$ (manqan) izotopu 35 % β^+ parçalanma və 65 % isə K-zəbt prosesi nəticəsində ${}_{24}\text{Cr}^{52}$ (xrom) izotopuna çevrilir. Bəzi nüvələrdə hər üç energetik şərtlərin ödənilməsi mümkün olur. Onda, həmin nüvələrdə müxtəlif ehtimalla hər üç β -parçalanma prosesi gedə bilər. Məsələn, ${}_{29}\text{Cu}^{64}$ (mis) izotopu hər üç β -parçalanmaya məruz qalır. Bu izotop 40% β^- -parçalanma, 40% e-zəbt və 20% β^+ -parçalanmaya uğrayır.

β -parçalanmanın başlıca xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, bu proses nüvə və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə deyil, təbiətdəki dörd fundamental qarşılıqlı təsirlərdən biri olan zəif qarşılıqlı təsirlə gedir. Bunun intensivliyi nüvə qarşılıqlı təsirinə nisbətən təqribən 24 tərtib kiçik olduğundan β -parçalanma prosesi α -parçalanmaya nisbətən çox yavaş gedən prosesdir.

β -parçalanma nüvədaxili deyil, nuklondaxili proses olub tək nuklonun parçalanması ilə əlaqədardır. Bu, eləcə də, onunla sübut edilir ki, sərbəst halda neytron β -aktivdir və təqribən 11,7 dəq.yarımparçalanma periodu ilə aşağıdakı kimi parçalanır:



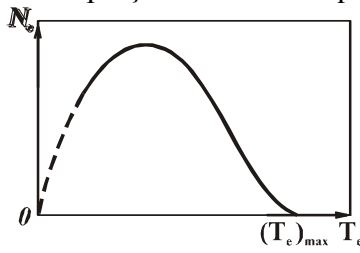
proton parçalanmasında isə nüvə daxilində tək proton aşağıdakı kimi parçalanır:



Digər tərəfdən enerji və impulsun saxlanma qanunlarının ödənilməsi üçün β -parçalanmada nüvənin quruluşunda müəyyən dəyişiklik olmalıdır. Bu dəyişikliyin mürəkkəb olub-olmamasından asılı olaraq parçalanma ehtimalı müxtəlif olur. Bu isə, β -aktiv nüvələrin yarımparçalanma periodunun yuxarıda göstərilən böyük intervalda dəyişməsinə səbəb olur.

Beləliklə, α -parçalanma təmiz nüvə hadisəsi olduğu halda, β -parçalanma bir tərəfdən zəif qarşılıqlı təsirlə, digər tərəfdən nüvənin quruluşu ilə əlaqədar olan daha mürəkkəb bir prosesdir. Eləcə də, α -parçalanma ağır nüvələrdə və bir neçə nadir torpaq elementlərində müşahidə olunduğu halda, β -aktiv nüvələrə A kütlə ədədinin böyük qiymətlər intervalında rast gəlmək olar.

α -parçalanmadan fərqli olaraq β -parçalanmada nüvədən bir deyil, iki zərrəcik buraxılır. Ona görə də β -parçalanmadakı energetik münasibətlər yalnız parçalanmada ayrılan tam enerji ilə deyil, həm də enerjinin iki zərrəcik arasında paylanması ilə müəyyən olunur (nüvənin təpmə enerjisi çox kiçik olduğundan nəzərə alınmır). Radioaktiv parçalanma statistik xarakter daşdığından hər bir parçalanma aktında tam enerji buraxılan zərrəciklər arasında istənilən nisbətdə paylana bilər. Ona görə də məsələn, β parçalanmada buraxılan elektronların kinetik enerjisi 0-dan E_m qiymətinə qədər bütün qiymətləri ala bilər (E_m parçalanmanın tam enerjisidir). Çox sayda parçalanma olduğu



Şəkil 4.10

halda isə təsadüfi qiymətlər deyil, buraxılan elektronların enerjidən asılı olaraq müəyyən $N(E)$ paylanması alınır. Bu paylanma β -parçalanmada elektronların spektri və ya sadəcə olaraq β -spektr adlanır. Nümunə üçün şəkil 4.10-da neytron parçalanmasının β -spektri göstərilmişdir. Bəzən mürəkkəb formalı β -spektrə rast gəlmək olur.

Ümumiyyətlə, β -spektrlərin əsas xüsusiyyətləri - paylanma əyrisinin müntəzəm dəyişməsi və spektrin E_m qiymətində kəsilməsidir (E_m enerjisi sərhəd enerjisi də adlanır). Hər iki xüsusiyyətə səbəb parçalanmada ikinci zərrəciklər - antineytrino və ya neytrino zərrəciklərinin buraxılmasıdır.

Tarixi olaraq, məhz β -spektri izah etmək üçün 1930-cu ildə Pauli hələ neytrino və antineytrinin kəşfindən dördə bir əsr əvvəl bu zərrəciklərin varlığını söyləmişdir.

İndi də β -parçalanmanın elementar nəzəriyyəsinə baxaq. Bu nəzəriyyəni ilk dəfə 1934-cü ildə Fermi kvant elektrodinamikası ilə oxşarlığa görə vermişdir.

Kvant elektrodinamikasında fotonların buraxılıb-udulma prosesinə elektrik yükünün onu əhatə edən sahə ilə qarşılıqlı təsirin nəticəsi kimi baxılır. Fotonlar atomda hazır şəkildə deyil, buraxılma prosesi anında yaranır və onların mənbəyi elektrik yükləri olur.

Fermi nəzəriyyəsinə görə β -parçalanma prosesinə nüvə nuklonunun elektron-neytrino sahəsilə qarşılıqlı təsirin nəticəsi kimi baxmaq olar. Nuklon bir haldan başqa hala keçir və bu prosesdə elektron-antineytrino (və ya pozitron-neytrino) yaranır. Yüngül zərrəciklər (β -zərrəciklər) mənbəyi isə nuklonlar hesab olunur.

β -parçalanmanı törədən qarşılıqlı təsirin olduqca zəif olmasına görə bu prosesə həyəcanlanmalar nəzəriyyəsi üsulları tətbiq oluna bilər. Həmin nəzəriyyəyə görə verilmiş sistemin məsələn, atom sisteminin başlanğıc haldan son hala P-keçmə ehtimalı:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_s^* H' \psi_b d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE} \quad (4.20)$$

olar, ψ_b və ψ_s - başlanğıc və son halların dalğa funksiyaları, H' -keçid baş verməsinə səbəb olan həyəcanlanma operatoru, dn/dE - son halların sıxlığı və $d\tau$ - həcm elementidir. Bu halda Ψ_b - nuklonun başlanğıc halının Ψ_{Nb} dalğa funksiyası, $\Psi_s = \Psi_{Ns} \Psi_e \Psi_v$, burada uyğun olaraq Ψ_{Ns} - nuklonun son halının, Ψ_e -elektronun və Ψ_v -neytrinonun dalğa funksiyasıdır.

Ümumi halda yuxarıda qeyd edilən hər bir zərrəcik dördkomponentli dalğa funksiyası - bispinor $\Psi(\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \Psi_4)$ şəklində göstərməlidir. Spinorun iki komponenti zərrəciyin spin halına, qalan iki komponent isə impulsun (P) verilən qiymətində enerjinin iki mümkün qiymətinə

$E = \pm \sqrt{P^2 c^2 + m^2 c^4}$ uyğun olmalıdır. H' həyəcanlanma operatoru həmin bispinorların və γ -matrisaların mürəkkəb kombinasiyasından ibarətdir. γ -matrisalar isə elə operatorlar almağa imkan verir ki, bispinorların bütün dörd komponentlərini müəyyən qayda ilə çevirsin (enerji və spini məlum olan zərrəciklərin yox olma və yaranma operatoru).

Dörd bispinordan 256 xətti asılı olmayan qarşılıqlı təsir növü almaq mümkündür. Lorens invariantlıq şərtinə görə bu miqdar növlər əslində beş kovariant qarşılıqlı təsir növünə qədər azaldılır: skalyar (S), vektor (V), tenzor (T), aksial vektor (A) və psevdoskalyar (P). Bunlardan hər birinə həyəcanlanma operatorunun bir forması uyğun gəlir ki, bu da cütlüyün saxlanması (H'_1) və saxlanmaması (H''_1) qarşılıqlı təsirləri üçün müxtəlif olur. Ona görə də ümumi halda (zəif qarşılıqlı təsirdə cütlük qanununun pozulmasının nəzərə alınması) H' operatorunu belə yazmaq olar:

$$H' = \sum_{i=1}^5 (C'_i H'_i + C''_i H''_i)$$

burada C'_i və C''_i cütlüyün saxlanması və pozulmasına uyğun kompleks əmsallardır. Bu əmsallar arasında:

$$\sum_{i=1}^5 (|C'_i|^2 + |C''_i|^2) = 1$$

şəklində normallaşma münasibəti vardır. Ona görə də, H' operatorunu müəyyən etmək üçün 19 naməlum parametrləri araşdırmaq lazımdır. Bunun üçün məlum eksperimental faktlar azlıq edir. Lakin, zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsi haqda bəzi mühakimələr yürütməklə naməlum parametrlərin sayını xeyli azaltmaq olur. Bunları araşdırmaq üçün əvvəlcə β -parçalanmaya aid bəzi mülahizələri nəzərdən keçirək.

β -parçalanma ehtimalına görə β keçidlər icazə olunmuş və müxtəlif tərtib qadağan olunmuş keçidlərə bölünür. İcazə olunmuş β keçidlər ehtimalı ən çox olan keçidlərdir. Qadağan olunma tərtibinin böyük olması uyğun β keçidlərin ehtimalının nisbətən az olmasını göstərir.

İcazə verilmiş keçidlərə nüvənin başlanğıc və son hallarının (nüvənin spini və cütlüyü) ödəyəcəyi xüsusi şərtlər uyğun gəlir. Bu şərtlər hərəkət miqdarı momenti və cütlüyün saxlanma qanunları ilə əlaqədar olub, icazə verilmiş keçidlər üçün seçmə qaydaları adlanır. İki növ seçmə qaydası - Fermi və Qamov-Teller qaydaları vardır.

Fermi qaydasına görə icazə verilmiş β -keçidlərdə nüvənin momenti və cütlüyü dəyişmir, yəni $\Delta I=0$, $P_b/P_s=1$. Qamov-Teller qaydasına görə isə həmin keçidlərdə nüvənin cütlüyü dəyişmir ($P_b/P_s=1$), momentin dəyişməsi isə: $\Delta I=0, \pm 1$ (0-0 keçidlər müstəsna olmaqla) şəklində olur.

Seçmə qaydaları ciddi nəzəriyyədə operatorların çevrilmə xüsusiyyətlərindən və müxtəlif momentə uyğun dalğa funksiyalarının ortoqonallığından alınır. Lakin bu şərtləri sadə və əyani üsulla da almaq olar. Cütlüyün saxlanması nüvədə β -parçalanma baş verən nuklonun başlanğıc və son hallarının dalğa funksiyalarının bir-birinə oxşar olmasını (bir-birini örtməsinə) verir. Momentə görə seçmə qaydalarını almaq üçün aşağıdakı mühakimələrə baxaq.

α -parçalanmada olduğu kimi β -parçalanma da buraxılan zərrəciklər üçün $\rho \leq R$ şərti ödənilməlidir (bax § 4). Bu şərtə görə (β -parçalanma enerjisi $E \approx 1$ MeV olarsa) $\ell=0$ alınır. Deməli

icazə verilmiş keçidlərdə β -zərrəciklər $\ell = 0$ momentlərlə buraxılır. $\ell \neq 0$ hallarının ehtimalı az olub qadağan olunmuş keçidlərə aiddir. Onda icazə verilmiş β -keçidlər üçün iki varianta baxmaq olar:

1) β -zərrəciklər ($e^- + \bar{\nu}$ və ya $e^+ + \nu$) bir-birinin əksinə yönəlmiş spinlərlə buraxılır. Onların apardığı tam moment sıfıra bərabərdir. Deməli, β^- parçalanmada nüvənin momenti dəyişmir ($\Delta I = 0$). Bu hal isə Fermi seçmə qaydasına uyğundur.

2) β -zərrəciklər spinləri eyni istiqamətdə buraxılır. Onların apardığı tam moment vahidə bərabərdir. Bu halda nuklonun spininin istiqaməti tərsinə çevrilir. Onda nüvənin momentinin mümkün dəyişmələri $\Delta I = 0, \pm 1$ olur. Bu hal isə Qamov-Teller seçmə qaydasına uyğundur.

Təcrübə ilə yoxlamaq məqsədilə, aralarında icazə verilmiş keçidlər olan nüvələrin spin və cütlüklərinin müqayisəsi göstərir ki, bu hallarda, doğrudan da, Fermi, Qamov-Teller və ya hər iki seçmə qaydası birlikdə ödənilir.

Zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsinin yuxarıda göstərilən beş variantından hər biri icazə verilmiş keçidlər üçün özünə məxsus seçmə qaydası ilə xarakterizə olunur. Skalyar (S) və vektor (V) variantları üçün Fermi, tenzor (T) və aksial vektor (A) variantları üçün Qamov-Teller seçmə qaydaları doğru olur. Lakin icazə verilmiş keçidlər üçün psevdoskalyar variant (P) yaramır. Belə ki, bu variantda icazə verilmiş keçidlər üçün seçmə qaydası $\Delta I = 0$ və cütlüyün dəyişdiyi ($P_b/P_s = -1$) şərtlərdir.

Əvvəlcə β -parçalanmanın ciddi nəzəriyyəsi cütlük qanununun saxlanması mülahizəsi əsasında qurulmuşdur. Bu halda qarşılıqlı təsir operatoru:

$$H' = \sum_{i=1}^5 C_i H_i'$$

yəni 10 ədəd həqiqi parametrlərlə verilir. Əgər fərz etsək ki, zəif qarşılıqlı təsir zaman çevrilməsinə görə invariantdır, onda parametrlərin sayı beşə qədər azalar. Nəzəriyyənin hansı variantının həqiqətə yaxın olduğunu bilmək üçün həmin parametrlərin qiymətini təyin etmək lazımdır. Seçmə qaydasından məlum olur ki, icazə verilmiş keçidlər üçün $C_p = 0$. Beləliklə cəmi dörd parametr (C_S, C_V, C_A və C_T) qalır.

β -spektrin statik xarakterli olmasından ($N(E)$ müntəzəm əyridir) alınır ki, iki mümkün Fermi (S və V) və iki mümkün Qamov-Teller (T və A) qarşılıqlı təsirlərindən hərəindən birinə üstünlük verilməlidir. Bu o deməkdir ki, dörd mümkün variantdan yalnız ikisi: ST və ya SA və eləcə də, VT və ya VA əsas götürülməlidir. β -spektrin formasının dəqiq öyrənilməsindən alınır ki, mümkün kombinasiyalardan ikisi qalmalıdır: ST və ya SA.

Nəzəri variantı birqiymətli seçmək üçün iki imkandan istifadə olunur. Birinci qadağan olunmuş keçidlərdə β -spektrin formasının dəqiq təhlil edilməsidir. Belə ki, nəzəriyyəyə görə icazə verilmiş və qadağan olunmuş keçidlər üçün β -spektrin forması fərqli olmalıdır. İkincisi isə β -parçalanmada bucaq korelyasiyasının öyrənilməsidir. Nəzəriyyədən alınır ki, β -parçalanma ehtimalı buraxılan β -zərrəciklərin impulsları (\vec{P}_e və \vec{P}_ν) arasındakı bucaqdan asılıdır və bu asılılıq ayrı-ayrı variantlar üçün müxtəlif olur.

Xeyli eksperimental nəticələrin təhlilindən sonra 1957-ci ildə müəyyən edilmişdir ki, mümkün nəzəri variantlardan yalnız ikisi: Fermi keçidləri üçün vektor variantı (V), Qamov-Teller keçidləri üçün aksial-vektor variantı (A) üstünlük təşkil edir. Məhz bu ərəfədə (1956-1957-ci illər) cütlüyün saxlanması qanununun zəif qarşılıqlı təsirlər üçün pozulması müəyyən edilmişdir. Buna əsasən β -parçalanma nəzəriyyəsi yenidən işlənmiş və nəticə etibarilə əvvəlki nəzəriyyənin əsas müddəaları (V və A variantlarının üstünlük təşkil etməsi) bir daha təsdiq olunmuşdur.

İndi də, β -parçalanma nəzəriyyəsinin sadələşmiş, lakin əyani variantını nəzərdən keçirək. Bu halda, β -zərrəciklər birkomponentli dalğa funksiyası ilə təsvir olunur və həyəcanlanma operatoru hər hansı bir sabitə bərabər qəbul edilir ($H' = g$). İlk yaxınlaşmada, buraxılan β -zərrəciklərin nüvə ilə qarşılıqlı təsirini nəzərə almamaq olar və onları təsvir edən dalğa funksiyasını müstəvi dalğa kimi götürmək olar:

$$\psi_e = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp[i\hbar(\vec{P}_e \vec{r})] \quad \psi_\nu = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp[i\hbar(\vec{P}_\nu \vec{r})]$$

burada V - β parçalanma prosesinin baş verdiyi həcm, P_e və P_ν uyğun olaraq elektron və neytrinin impulslarıdır.

ψ_e və ψ_ν funksiyaları nüvə oblastında çox az dəyişikliyə uğradığından, bunlar üçün $r=0$ nöqtəsindəki qiymətləri götürmək olar, yəni təqribən:

$$\psi_\nu(0) = \psi_e(0) = \frac{1}{\sqrt{V}}$$

qəbul etmək olar.

Onda (4.20) münasibətindəki inteqral:

$$\int \psi_S^* H' \psi_b d\tau = \frac{g}{V} \int \psi_{Ns}^* \psi_{Nb} d\tau = \frac{g}{V} M$$

olar, burada $M = \int \psi_{Ns}^* \psi_{Nb} d\tau$ kəmiyyəti nüvə matris elementi adlanır, g -sabiti isə β - qarşılıqlı təsir intensivliyini xarakterizə edir. (Kulon qarşılıqlı təsirində elektrik yükü olduğu kimi). Bunun qiyməti nəzəri nəticələrin eksperimental faktlarla müqayisəsinə görə təyin edilir.

M matris elementinin qiyməti nuklon dalğa funksiyalarının bir-birindən fərqlənmə dərəcəsi ilə asılıdır. Nuklon halları eyni olduqda $M \approx 1$, fərqli olduqda $M < 1$ alınır. Lakin göstərilən forma M matris elementinin ən sadə formasıdır. Ümumi şəkildə, nəzəriyyənin hər bir variantı üçün matris elementinin öz yazılış forması olur. Hər bir variantda isə M -in maksimal qiymətinə $|M|^2 \approx 1$, yəni icazə verilmiş keçidə, yuxarıda göstərilirdiyi kimi, seçmə qaydalarından biri uyğun gəlir.

β -spektri hesablamak üçün (4.20) ifadəsindəki son halların sıxlığını (dn/dE) təyin etmək lazımdır. Buraxılan zərrəciklərin impulslarının P - $P+dP$ intervalına düşən halların sayı dn olarsa, onda e və ν zərrəcikləri üçün:

$$dn_e = \frac{4\pi P_e^2 dP_e}{(2\pi\hbar)^3} V; \quad dn_\nu = \frac{4\pi P_\nu^2 dP_\nu}{(2\pi\hbar)^3} V$$

$$dn = dn_e dn_\nu = \frac{16\pi^2 P_e^2 dP_e P_\nu^2 dP_\nu}{(2\pi\hbar)^6} V^2$$

və

$$E_m = E_e + E_\nu; \quad dE_e = -dE_\nu = dE$$

olduğundan, neytrinin (antineytrinin) kütləsini

$$m_\nu = 0, \quad \varepsilon = \frac{E}{mc^2} \quad \text{və} \quad \varepsilon_m = \frac{E_m}{mc^2}$$

əvəzləmələri qəbul etsək:

$$\frac{dn}{dE} = V^2 \frac{m^5 c^4}{4\pi^4 \hbar^6} \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_m - \varepsilon)^2 d\varepsilon$$

olar. Onda g müstəsna olmaqla, bütün sabitləri C ilə işarə etsək, β -spektr üçün:

$$W(\varepsilon) = Cg^2 |M|^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_m - \varepsilon)^2 \quad (4.21)$$

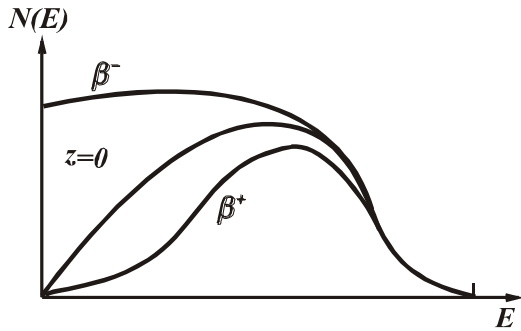
alırıq. Bu ifadə $|M| \approx 1$ olduğu hal üçün (icazə verilmiş keçid) eksperimental β -spektrlə yaxşı uyğun gəlir.

Göstərilən sadə nəzəriyyədə nüvənin Kulon sahəsinin zərrəciklərə təsiri nəzərə alınmır. Kinetik enerjinin kiçik qiymətləri üçün bunu nəzərə alıqda (4.21) ifadəsinə β -zərrəciyin enerjisi (ε) və nüvənin yükündən (Z) asılı bir funksiya əlavə olunur və ifadə:

$$W(\varepsilon) = Cg^2 |M|^2 f(\varepsilon, Z) \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_m - \varepsilon)^2$$

şəklində yazılır. Bu halda nüvənin Kulon sahəsinin təsiri - parçalanmada enerjisi az olan elektronların sayının artmasına, β^- - parçalanmada isə enerjisi az olan pozitronların sayının azalmasına səbəb olur (şəkil 4.11). Eksperimental nəticələri təhlil etmək üçün, adətən (4.21) ifadəsinin:

$$F(\varepsilon) = \sqrt{\frac{W(\varepsilon)}{\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}} = C' g |M| (\varepsilon_m - \varepsilon)$$



Şəkil 4.11

şəklində qrafik asılılığından istifadə edilir. Belə qrafiklər Kürü və ya Fermi qrafikləri adlanır. İcazə verilmiş keçidlər üçün həmin qrafik düz xəttli, qadağan olunmuş keçidlər üçün isə əyrilidir alınır. Lakin bu qrafiklərdən istifadə etməklə icazə verilmiş və qadağan olunmuş keçidləri fərqləndirmək dəqiq olmur. Bunun üçün λ parçalanma sabiti və ya τ yaşama müddətinin hesablanmış qiymətindən istifadə etmək əlverişlidir. (4.21) ifadəsindən λ parçalanma sabitini

$$\lambda = \int_0^{\varepsilon_m} W(\varepsilon) d\varepsilon = A g^2 |M|^2 f(\varepsilon_m)$$

şəklində hesablasaq, $\lambda = \frac{1}{\tau}$ olduğundan:

$$f(\varepsilon_m) \tau = \frac{B}{g^2 |M|^2}$$

ifadəsini alırıq, burada A və B məlum sabitlər, $f(\varepsilon_m) \tau$ kəmiyyətinə β -parçalanmanın gətirilmiş yaşama müddəti deyilir. Göründüyü kimi bunun qiyməti əsas etibarilə $|M|$ -dən asılıdır. İcazə verilmiş keçidlər üçün ($|M| \approx 1$) $f(\varepsilon_m) \tau$ qiyməti kiçik, qadağan olunmuş keçidlər üçün isə böyük olur. Deməli $f(\varepsilon_m) \tau$ qiymətinə görə verilmiş parçalanmanın icazə verilmiş və ya hansı tərtib qadağan olunmuş parçalanmaya aid olduğunu müəyyən etmək olar.

Beləliklə, β -spektrin və $f \tau$ kəmiyyətinin eksperimental qiymətlərinin təhlili β -parçalanmanın elementar nəzəriyyəsinin doğru olduğunu göstərdi. Bu, eləcə də β -qarşılıqlı təsir sabiti olan g kəmiyyətini qiymətləndirməyə imkan verir. İcazə verilmiş keçidlər üçün $|M| \approx 1$ qəbul etməklə f və τ eksperimental qiymətlərinə görə:

$$g = 10^{-62} \text{ C} \cdot \text{m}^3$$

tapılmışdır. Bu kəmiyyətin olduqca kiçik olması β -qarşılıqlı təsirin Kulon və nüvə qarşılıqlı təsirlərinə nisbətən çox zəif olmasını göstərir.

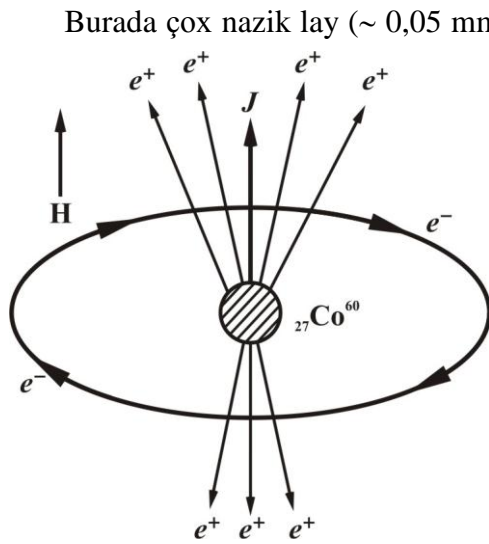
§ 6. β -parçalanmada cütlüyün saxlanması qanununun pozulması

Uzun müddət cütlüyün saxlanması qanunu da enerjinin saxlanması qanunu kimi universal qanun hesab olunurdu. Nüvə və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərində bu qanunun saxlanması eksperimental olaraq sübut olunmuşdur. Zəif qarşılıqlı təsirə, o cümlədən, β -parçalanma prosesinə gəldikdə isə, burada da həmin qanunun doğruluğuna şübhə edilmirdi. Belə ki, yuxarıda qeyd edildiyi kimi, cütlüyün saxlanması qanunu əsasında işlənmiş nəzəriyyə eksperimental faktları əsasən izah edirdi.

Lakin 1956-cı ildə kosmik şüaların tərkibində kəşf edilmiş K-mezonların xassələrinin öyrənilməsində məlum oldu ki, bu zərrəciklər bəzi parçalanma sxemində cütlüyü mənfi, başqalarında isə cütlüyü müsbət zərrəcik kimi aparır. Deməli, K-mezonların parçalanmasında cütlük saxlanılmır. K-parçalanma üçün g sabiti uyğun β -parçalanma sabitinə çox yaxın olduğundan, belə

bir fərziyyə yürüdülmüşdür ki, β -parçalanma prosesində də cütlük saxlanılmamalıdır.

Li və Yanq göstərmişlər ki, cütlük qanununun saxlanmasına əsaslanan β -parçalanma nəzəriyyəsi ilə bərabər, həmin qanunun pozulması əsasında yaranan nəzəriyyə də eyni nəticələrə gətirir. Deməli, o vaxta qədər qoyulan təcrübələrdə cütlük qanunu heç bir rol oynamırdı. Li və Yanqa görə, cütlük qanununun pozulmasını ancaq polyarlaşmış nüvələrin β -parçalanmasında müşahidə etmək olar. Belə təcrübə 1957-ci ildə Vu tərəfindən qoyulmuşdur. Bu məqsədlə, o güclü maqnit sahəsi ilə polyarlaşmış ${}_{27}\text{Co}^{60}$ nüvəsindən buraxılan pozitronların bucaq paylanmasını ölçmüşdür. Şəkil 4.12-də Vu təcrübəsinin sadə şərti sxemi göstərilmişdir. Bu halda olduqca çətin və mürəkkəb təcrübənin çox sayda texniki xırdaqları nəzərə alınmamışdır.



Şəkil 4.12

Burada çox nazik lay ($\sim 0,05$ mm) şəklində β^+ -radioaktiv ${}_{27}\text{Co}^{60}$ izotopu (bu izotopun spini və maqnit momenti böyükdür) dairəvi cərəyanın yaratdığı güclü \vec{H} maqnit sahəsində yerləşdirilir. Həmin sahə ${}_{27}\text{Co}^{60}$ nüvələrini polyarlaşdırır.

Bu təcrübəsinin nəticələrinə uyğun olaraq nüvənin spin istiqamətinə nəzərən buraxılan pozitronların bucaq paylanması aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$f(\vartheta) = A + B \cos \vartheta$$

burada $B \neq 0$ əmsal olub, pozitronların, nisbətən çox sayda, nüvə spininin əks istiqamətində buraxılmasını göstərir. Bu isə β -parçalanmada güzgü simmetriyasının olmaması və ya cütlük qanununun pozulması deməkdir.

Göstərmək olar ki, cütlük qanununun pozulması ilə birlikdə yük qoşmasına görə invariantlıq da pozulur. Doğrudan da, relyativistik sahə nəzəriyyəsində Lyuders və Pauli tərəfindən isbat olunmuş CPT teoremi vardır ki, buna

görə təbiət qanunları C, P və T kimi üç kəmiyyətin hasilinə görə invariant olmalıdır:

$$CPT = 1$$

burada C - yük qoşmasına görə çevrilmə (zərrəciyin antizərrəcikle əvəz edilməsi), P - cüzgü əks olması (x, y, z koordinatlarının -x, -y, -z-lə əvəz olunması), T isə zaman çevrilməsidir (t zamanının -t ilə əvəz olunması).

Zəif qarşılıqlı təsirlərdə cütlük qanununun pozulması P-invariantlığın olmaması deməkdir. Yəni zəif qarşılıqlı təsir hamiltonianında elə $(\vec{S}_n \vec{P}_e)$ tipli hədd olur ki, çevrilmədə öz işarəsini dəyişir:

$$P(\vec{S}_n \vec{P}_e) = -\vec{S}_n \vec{P}_e$$

(çünki x, y, z koordinatları $\vec{S}_n \vec{P}_e$ ifadəsinə tək tərtibdə daxil olurlar). Bununla bərabər həmin hədd T -çevrilməyə həssas deyildir:

$$T(\vec{S}_n \vec{P}_e) = \vec{S}_n \vec{P}_e$$

(çünki t $\vec{S}_n \vec{P}_e$ ifadəsinə cüt tərtibdə daxil olur). Odur ki:

$$PT(\vec{S}_n \vec{P}_e) = -\vec{S}_n \vec{P}_e$$

yəni zəif qarşılıqlı təsir PT çevrilməsinə görə invariant deyildir. Lakin CPT-teoreminə görə PT çevrilməsi C çevrilməsinə ekvivalentdir. Beləliklə, zəif qarşılıqlı təsirdə yük invariantlığı pozulmalıdır.

C invariantlığın pozulmasını hələ indiyədək birbaşa təcrübələrdə yoxlamaq mümkün olmamışdır. Bu radioaktiv antinüvələrin β parçalanmasının təcrübi tədqiq edilməsinin mümkün olmaması ilə əlaqədardır. Lakin belə yoxlama π^\pm mezonların kaskad parçalanmalarının müqayisəsində mümkün olmuşdur:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+; \pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$$

Bu parçalanmalar da zəif qarşılıqlı təsirlə baş verir və müqayisə $\mu^+(e^+)$ və $\mu^-(e^-)$ hallarında polyarlaşmanın müxtəlif olduğunu vermişdir.

Cütlüyün saxlanma qanununun pozulması neytrionun kütləsinin sıfıra bərabər olduğunu hökm etməyə imkan vermişdir. Bunun üçün irəli sürülən ikikomponentli neytrino fərziyyəsinə körə (Li və Yanq, Landau, Salam, 1957) neytrionun kütləsi şübhəsiz sıfıra bərabər olur. Həmin fərziyyəni belə izah etmək olar. Deyək ki, hər hansı bir zərrəciyin spini impuls istiqamətində yönəlmişdir. Əgər zərrəciyin kütləsi sıfırdan fərqlidirsə, onda həmin zərrəcik işıq sürətindən az sürətlə hərəkət edə bilər. Bu o deməkdir ki, zərrəciyin sürətindən böyük sürətlə hərəkət edən koordinat sistemində spin impuls istiqamətində deyil, əks istiqamətdə yönəlməlidir. Ona görə də spini $1/2$ və kütləsi sıfırdan fərqli olan zərrəciyin iki polyarlaşma halı alınmalıdır. Lakin zərrəciyin kütləsi sıfıra bərabər olduqda o işıq sürəti ilə hərəkət etməlidir, ona görə də onu qabaqlamaq olmaz. Spinin impulsa nəzərən istiqamətini güzgü əksolmada dəyişmək olar. İkiikomponentli neytrino nəzəriyyəsində güclü əksolmada, yalnız $m_\nu=0$ olduğu halda neytrionun antineytrinoya çevrilməsi irəli sürülür. Beləliklə, ikikomponentli neytrino fərziyyəsinə görə neytrionun (və eləcə də antineytrionun) yalnız bir polyarlaşma halı vardır. β -parçalanmaya aid eksperimental faktlar göstərir ki, neytrinoda spin impulsun əksinə və antineytrinoda spin impuls istiqamətində yönəlmişdir.

§ 7. Neytrionun varlığını sübut edən təcrübələr

Neytrionun qeyri-adi xassələri ($Z_\nu=0$; $m_\nu=0$; $\mu_\nu=0$) həmin zərrəciyin təcrübi olaraq müşahidə olunmasını olduqca çətinləşdirir. Neytrionun nüvə ilə qarşılıqlı təsir effektiv kəsiyinin qiymətləndirilməsi təqribən 10^{-44} sm^2 kəmiyyətinə yaxın olur ki, bu da həmin zərrəciyin çox sıx mühitdə ($n=10^{22} \text{ sm}^{-3}$) belə sərbəst yolunun uzunluğu üçün:

$$e = 1/n\sigma = 1/10^{22} \cdot 10^{-44} = 10^{22} \text{ sm} = 10^{17} \text{ km},$$

Nüvə maddəsində isə ($n=10^{38} \text{ sm}^{-3}$)

$$e = 1/n\sigma = 1/10^{38} \cdot 10^{-44} = 10^6 \text{ sm} = 10 \text{ km}$$

verir.

Aydındır ki, neytrino üçün bu çox kiçik effekti müşahidə etmək üçün həmin zərrəciyin çox böyük sel sıxlığından istifadə etmək lazımdır. Belə böyük sel sıxlığı isə ancaq böyük gücə malik olan bölünmə nüvə reaktorlarından alınabilir. Belə ki, zəncirvari bölünmə reaksiyalarının nəticəsi olaraq güclü antineytrionun varlığını sübut edən ilk təcrübələr birbaşa deyil, dolayısı yolla mümkün olmuşdur. Bu təcrübələrdən ən sadəsi üçüncü növ β -parçalanmadan (e - zəbt prosesindən) istifadə etməklə yerinə yetirilmişdir. Belə ki, e - zəbt prosesində nüvədən təkə neytrino buraxıldığından impulsun saxlanma qanununa görə:

$$\vec{P}_\nu = \vec{P}_N$$

olur, burada $P_N = \sqrt{2M_N E_N}$ nüvənin təpmə impulsudur. Bu sonuncu impulsun qiymətini ölçmək mümkündür və beləliklə dolayısı yolla e - zəbt prosesində buraxılan neytrionun varlığını sübut etmək və onun impulsunu qiymətləndirmək mümkün olmuşdur.

Neytrionun varlığını sübut etmək və maddə ilə qarşılıqlı təsir effektiv kəsiyini qiymətləndirmək üçün birbaşa təcrübə Kruen və Reynes tərəfindən 1953-cü ildə qoyulmuşdur. Bu məqsədlə:

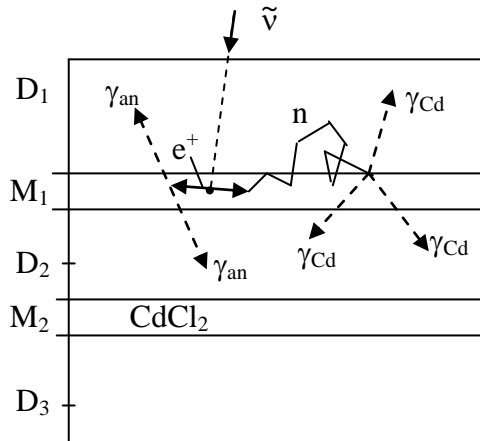


reaksiyasından istifadə edilmişdir. Təcrübənin sadə sxemi aşağıdakı kimidir (şəkil 4.13). Təcrübə qurğusu qalınlığı 7 sm olan iki μ_1 və μ_2 hədəf çənləri ilə bölünmüş üç böyük (1,9 x 1,3 x 0,6 m³) D₁, D₂ və D₃ detektor çənlərindən ibarətdir. Hədəf kimi içərisində kadmium duzu həll olunmuş su, detektor kimi isə həcmi 110 fotogücləndiricilərlə əhatə olunmuş sintilyasiya mayesindən istifadə olunmuşdur. Neytronlar seli və γ -şüalanmadan qorunmaq məqsədilə bu qurğu qurğusunun-parafinlə əhatə olunmuş və güclü nüvə reaktorunun yaxınlığında yerin dərinliyində yerləşdirilmişdir. Bu halda nüvə reaktorundan düşən antineytrino hədəfin protonu ilə (4.21a) reaksiyasına girdikdə neytron və proton əmələ gəlir. Pozitron tez bir zamanda elektronla anniqilyasiya etdiyindən iki anniqilyasiya γ -kvantı yaranır. Bu anniqilyasiya γ -kvantları üst-üstə düşmə sxemi ilə qoyulmuş D₁ və D₂ (və ya D₂ və D₃) detektorları vasitəsilə qeyd olunur. Sonra, reaksiyada yaranan neytron protonlarla ardıcıl toqquşmalar nəticəsində yavaşlayır, diffuziya edir və kadmium nüvəsi tərəfindən udulmaqla bir neçə sərt γ -kvantlar yaranır ki, bu kvantlar da D₁ və D₂ (və ya D₂ və D₃) detektorları vasitəsilə qeyd olunur. Lakin anniqilyasiya γ -kvantlarının qeyd edilməsi ilə udulma γ -kvantlarının qeyd edilməsi arasında müəyyən Δt gecikmə vaxtı yaranır ki, bu vaxtı dəyişmək mümkündür.

Bu qurğunun uzun müddət işləməsi nəticəsində (təqribən 1400 saat) müşahidə edilmişdir ki, detektorda saatda orta hesabla $2,88 \pm 0,22$ impuls qeyd edilir. Bu isə antineytrinonun protonla (4.21a) sxemi ilə qarşılıqlı təsirinin effektiv kəsiyi üçün:

$$\sigma_{\nu} \approx 10^{-43} \text{ sm}^2$$

qiymətini vermişdir. Bu qiymət ikikomponentli neytrino nəzəriyyəsinin nəticəsini təsdiq etmişdir.

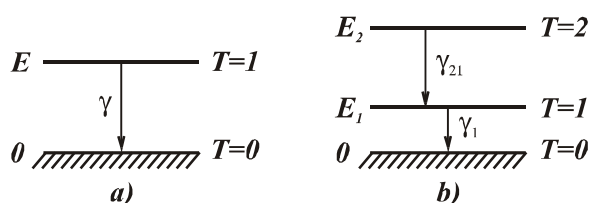


Şəkil 4.13.

Mövzu № 11. γ -şüalanma. Elektrik və maqnit keçidləri. Keçidlərin ehtimalı. Elektronların daxili konversiyası. Nüvə izomeriyası. Messbauer effekti.

§ 8. γ - şüalanma

γ -şüalanma dedikdə nüvənin özbaşına parçalanmasında γ -kvantlar buraxılması ilə gedən proses düşünlür. γ -kvantlar buraxılması prosesində nüvə çox enerjili yuxarı həyəcanlanma hallarından az enerjili aşağı hallara keçir. Buna radiasiya keçidləri də deyilir. Radiasiya keçidləri birqat (nüvə yalnız bir kvant buraxmaqla əsas hala keçir, şəkil 4.14 a) və ya kaskad (nüvə ardıcıl keçidlərdə γ -kvantlar buraxaraq əsas hala keçir, şəkil 4.14 b) keçidlər ola bilər. γ -şüalanma fiziki mahiyyət etibarilə nüvə mənşəli yüksək tezlikli elektromaqnit şüalanmasından ibarətdir. Nüvədən buraxılan γ -kvantların enerjisi, adətən, 10 keV-lə 5 MeV intervalında olur.



Şəkil 4.14

Həmin enerji (E_γ) radiasiya keçidi baş verən səviyyələrin enerjiləri fərqinə (ΔE) görə təyin edilir. γ -şüalanma üçün enerji və impulsun saxlanması qanunlarından:

$$E = E_\gamma + T_N \quad \text{və} \quad 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_N; \quad |\vec{P}_\gamma| = \frac{E_\gamma}{c}$$

yazmaq olar, burada T_N və P_N uyğun olaraq nüvənin təpmə enerji və impulsudur. Buradan T_N enerjisini qiymətləndirmək olar:

$$T_N = \frac{E_\gamma^2}{2M_N c^2} \approx \frac{E^2}{2M_N c^2} \quad (E_\gamma \gg T_N \text{ olur}).$$

Əgər $E \approx 0,1-1$ MeV olarsa, onda kütlə ədədi $A \approx 10^2$ olan nüvə üçün $T_N \approx 0,1 \div 10 \text{ eV} \approx (10^{-6} \div 10^{-5})E$ olar. Göründüyü kimi, γ -kvant nüvənin həyəcanlanma enerjisinin əsas hissəsini aparır. Nüvənin enerji səviyyələri diskret olduğundan γ -şüalanma spektri diskretdir.

Nüvə həyəcanlanmış halda müxtəlif səbəblərdən, məsələn, α və ya β -parçalanma nəticəsində alınır. α -parçalanmadan sonra nüvə adətən aşağı həyəcanlanma hallarında olduğu üçün buraxılan γ -kvantların enerjisi az olur ($E_\gamma < 0,5$ MeV), β -parçalanmadan alınan qız nüvədən buraxılan γ -kvantların enerjisi nisbətən çox ola bilər ($E_\gamma = 2 \div 2,5$ MeV). Bu onunla əlaqədardır ki, β -parçalanma ehtimalı α -parçalanmaya nisbətən enerjiden zəif asılıdır.

Ümumiyyətlə, α və β -parçalanmadan alınan qız nüvələrdə həyəcanlanma enerjisi az olduğundan, nuklon buraxılmasına kifayət etmir. Bu halda nüvənin həyəcanlanma enerjisi praktiki olaraq tamamilə γ -şüalanması ilə verilir. Bu və ya digər səbəblərdən nüvənin həyəcanlanma enerjisi nuklonun əlaqə enerjisindən böyük ola bilər. Bununla belə, əgər müəyyən qadağan olunma şərtlərinə görə nuklon buraxılması çətinləşmişsə, onda əsas proses, yenə də, γ -şüalanma olmalıdır.

Nüvə γ -şüalanması ayrı-ayrı nuklonların elektromaqnit sahəsilə qarşılıqlı təsirlə əlaqədardır. Lakin β -parçalanmadan fərqli olaraq γ -şüalanma nuklondaxili proses deyil - nüvədaxili prosesdir. Enerji və impulsun saxlanması qanunlarına görə izolə edilmiş tək nuklonun γ -kvant buraxması və udması mümkün deyildir. Nüvə daxilində isə, əlavə impulsun başqa nuklonlara verildiyinə görə, bu

hadisə mümkündür.

Yuxarıda göstəriləni kimi, γ -aktiv nüvələrin yaşama müddəti α və β -aktiv nüvələrinə nisbətən çox kiçikdir. Bu onunla əlaqədardır ki, γ -şüalanmaya səbəb olan elektromaqnit qarşılıqlı təsir intensivliyi zəif qarşılıqlı təsirə nisbətən çox böyük, nüvə qarşılıqlı təsirinə nisbətən isə cəmi bir neçə tərtib kiçikdir. Digər tərəfdən, γ -şüalanmada β -parçalanmadan fərqli olaraq iki deyil, yalnız bir zərrəcik (γ -kvant) buraxıldığından, yaşama müddətinin keçid enerjisindən asılılığı çox kəskin deyildir.

Başqa zərrəciklərdən fərqli olaraq γ -kvant üçün orbital moment anlayışı yoxdur. Bunun iki səbəbini: γ -kvantın sükunət kütləsinin $m_\gamma = 0$ olmasını və spinin sıfırdan fərqli olmasını (γ -kvant üçün $S_\gamma=1$) göstərmək olar. Beləliklə, γ -kvant üçün orbital ℓ ədədinin müəyyən qiymətlərinə uyğun S, P, D və s. halları yoxdur. Lakin γ -şüalanma prosesi ilə əlaqədar nüvədə baş verən mürəkkəb elektromaqnit proseslərini təsvir etmək məqsədilə həmin halların analoqlarından istifadə olunur ki, bu da multipollar adlanır. Yəni, elektromaqnit sahəsinin multipolu dedikdə müəyyən tam L-momentini və müəyyən P cütliyə malik sərbəst yayılan sahənin halı nəzərdə tutulur. Yəni, sərbəst kvant üçün tam momenti $L=1,2,3\dots$ olan hallar mümkündür. Hər bir tam moment üçün isə cütliyi müsbət və mənfi olan iki hal olmalıdır. Beləliklə γ -kvant üçün verilmiş tam moment (L) və cütlüklə təsvir edilən hal xüsusi növ multipol adlanır. $L=1$ olan şüalanma dipol, $L=2$ kvadrupol, $L=3$ oktopol və s. olur. Bunlardan hər biri məxsusi bucaq paylanması ilə xarakterizə olunur. Müxtəlif multipol γ -kvantlar nüvənin damcı modelinə əsasən nüvə mayesinin müxtəlif: elektrik (E1 - dipol, E2 - kvadrupol və s.) və maqnit (M1-dipol, M2-kvadrupol və s.) "rəqsləri" nəticəsində baş verir. Birinci növ proseslər nüvədə elektrik yüklərinin paylanmasının dəyişməsi, ikinci növ proseslər isə spin və orbital maqnit momentlərinin uyğun dəyişməsilə əlaqədardır.

İndi də γ -şüalanma ehtimalı və seçmə qaydalarını nəzərdən keçirək. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir sabiti çox kiçik olduğundan ($\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \ll 1$) radiasiya keçid ehtimalını həyəcanlanma nəzəriyyəsi üsulları ilə hesablamaq olur:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{dn}{dE}$$

burada $M = \int \psi_s^* H' \psi_b d\tau$ - elektromaqnit sahəsinin elektrik yükləri və maqnit momentlərinin H' qarşılıqlı təsir hamiltonianının matris elementi; $\frac{dn}{dE}$ - son halların sıxlığı; ψ_s və ψ_b nüvənin uyğun olaraq son və başlanğıc hallarının dalğa funksiyasıdır.

Kvant elektromaqnit nəzəriyyəsi H' və $\frac{dn}{dE}$ üçün düzgün ifadələr alınmasına imkan verir. Ona görə də, ψ_s və ψ_b funksiyalarını təyin etmək üçün nüvənin hər hansı modelindən (məsələn, örtük modelindən) istifadə etməklə P kəmiyyətini qiymətləndirmək olar. İlk yaxınlaşmada həmin nəzəriyyənin nəticələrini aşağıdakı kimi izah etmək olar.

Hərəkətdə olan yüklərin şüalanma sahəsi (elektrik multipolu) sferik funksiyalar sırası şəklində göstərilə bilər. Koordinat və bucaqlardan asılılığı nəzərə almasaq, onda birinci həddə (bu dipol şüalandırıcısı və $L=1$ olan kvanta uyğundur) R/λ vuruğu qalar (burada R-nüvənin radiusu, λ - buraxılan şüalanmanın dalğa uzunluğudur). Onda sıranın ikinci həddinə $(R/\lambda)^2$ və L-ci həddinə $(R/\lambda)^L$ vuruqları uyğun olar. Lakin γ -kvantın adi enerji qiymətləri üçün ($E_\gamma \approx 1$ MeV) $\lambda \gg R$ olduğundan, həmin sıra sürətlə yığılan olur. Bu halda P keçid ehtimalı A kütlə ədədi və E keçid enerjisinə aşağıdakı kimi:

$$P_L \sim (R/\lambda)^{2L} \sim A^{2L/3} E^{2L}$$

mütənasib dəyişir. Deməli, L bir vahid artdıqda şüalanma intensivliyi $P_{L+1}/P_L \approx (R/\lambda)^2 \approx 10^5$ dəfə

azalır. Buradan görünür ki, keçid ehtimalına həlledici payı sıranın birinci həddi verir.

Eyni mülahizəni maqnit multipolları üçün də yürütmək olar. Lakin eyni L qiymətləri üçün maqnit şüalanmasının intensivliyi elektrik şüalanmasına nisbətən $(d/\mu)^2$ qədər az olur (burada d və μ nüvənin uyğun olaraq elektrik və maqnit momentləridir). Bu elektrik və maqnit keçidləri üçün H' kəmiyyətinin müxtəlif olması ilə əlaqədardır. Birinci halda H'-in ifadəsinə elektrik momenti, ikinci halda isə maqnit momenti daxil olur. $(d/\mu)^2$ ifadəsi ($A \approx 10^2$ olduqda) təqribən aşağıdakı qiyməti alır:

$$\left(\frac{eR}{e\hbar/M_N c} \right)^2 = \left(\frac{M_N c R}{\hbar} \right)^2 \approx 10^2 \div 10^3$$

L_E və L_m ədədlərinin qiymətlər çoxluğu hərəkət miqdarı momenti və cütlüyə görə seçmə qaydasından alınır. Birinci qaydaya görə:

$$|I_b - I_s| \leq L \leq |I_b + I_s|$$

olmalıdır, burada, I_b və I_s - nüvənin uyğun olaraq başlanğıc və son hallarının momentləridir.

İkinci qaydaya görə:

$$\frac{P_b}{P_s} = (-1)^{L_E} \text{ və } \frac{P_b}{P_s} = (-1)^{L_M+1}$$

olmalıdır, burada P_b və P_s - nüvənin uyğun olaraq başlanğıc və son hallarının cütlükləridir.

Bu münasibətlərdən alınır ki, məsələn, E1 keçidi cütlükləri müxtəlif, M1 keçidi isə cütlükləri eyni olan nüvə halları arasında mümkün olur. Hər iki hal üçün $\Delta I = 0, \pm 1$ (0-0 keçid müstəsna olmaqla) olmalıdır.

Cütlüyə görə seçmə qaydası:

$$M = \int \psi_s^* H' \psi_b d\tau$$

matris elementinin quruluşu ilə əlaqədardır. Məsələn, E1 keçidi üçün H' ifadəsinə elektrik dipol momenti daxil olur ki, bu da koordinatların inversiyasında özünü polyar vektor kimi aparır. M1 keçidi üçün isə H' ifadəsinə aksial vektor xassəsinə malik olan maqnit momenti daxil olur.

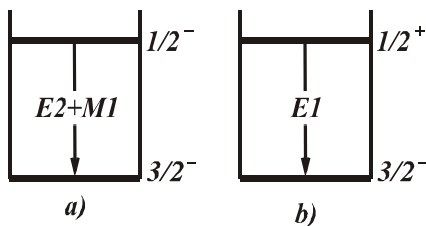
Elementar nəzəriyyədən alınır ki, γ -aktiv nüvələrin τ yaşama müddəti multipolluqdan və dalğa uzunluğundan (və ya γ -kvantın enerjisindən) aşağıdakı kimi asılıdır:

a) EL elektrik multipol keçidləri üçün: $\frac{1}{\tau_{1/2}} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2L}$

b) ML maqnit multipol keçidləri üçün: $\frac{1}{\tau} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2(L+1)}$

Bu ifadələrdən görünür ki, multipolluq yüksək olduqca $\tau_{1/2}$ -in enerjidən asılılığı kəskin olur və yüksək multipollu keçidlər qadağan olunmuş olur. Ən çox icazə verilmiş keçid elektrik dipol keçidi, bundan sonra gələn keçidlər elektrik kvadrupol və maqnit dipol keçidləridir.

Aydınır ki, multipolluq nüvə səviyyələrinin spin və cütlüklərindən asılıdır. Şəkil 4.15-də iki nümunəvi hallar göstərilmişdir.



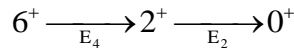
Şəkil 4.15

a) sxemində cütlük dəyişmir, momentlərin dəyişməsi isə 1 və 2 ola bilər. Buna uyğun keçid E2+M1 multipol qarışığı olmalıdır və hər iki multipol kvantlar bərabər intensivliklə şüalanmalıdır;

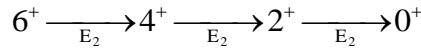
b) sxemində yekun şüalanma E1+M2 multipol qatışıqından ibarət olmalıdır. Bu halda M2 keçidi E1 keçidinə nəzərən çox qadağan olduğu üçün praktiki olaraq nəzərə alınmaya bilər və keçid təkcə E1 ilə baş verir. Şəkil 4.16-da ardıcıl (kaskad) γ -

keçidlərə nümunə göstərilmişdir. Bu halda ${}_{53}\text{J}^{130}$ (yod) izotopunun β -parçalanması böyük ehtimalla

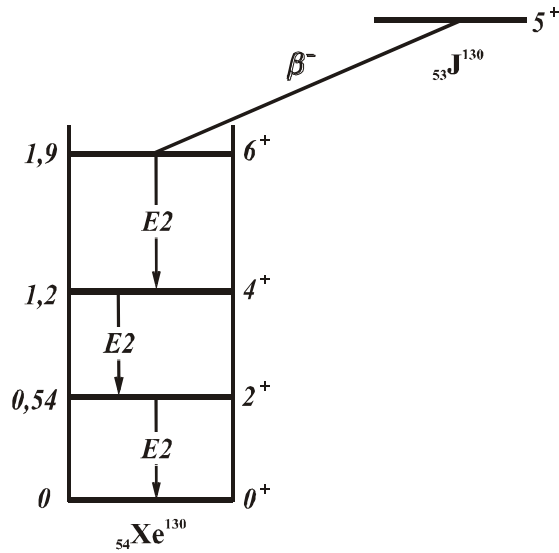
^{130}Xe (ksenon) izotopunun 6^+ üçüncü həyəcanlanma səviyyəsinə baş verir. Nüvə həmin səviyyədən əsas səviyyəyə müxtəlif variantlarda - birbaşa $E6$ kvantı buraxmaqdan başlamış, müxtəlif kaskad keçidlərə qədər, məsələn:



şəkilli keçə bilər. Lakin ən böyük ehtimallı keçid minimal multipolluğa uyğun olan keçid olduğu üçün, bu halda, sxemada göstəriləndiyi kimi, praktiki olaraq yalnız $E2$ keçidləri, yəni:



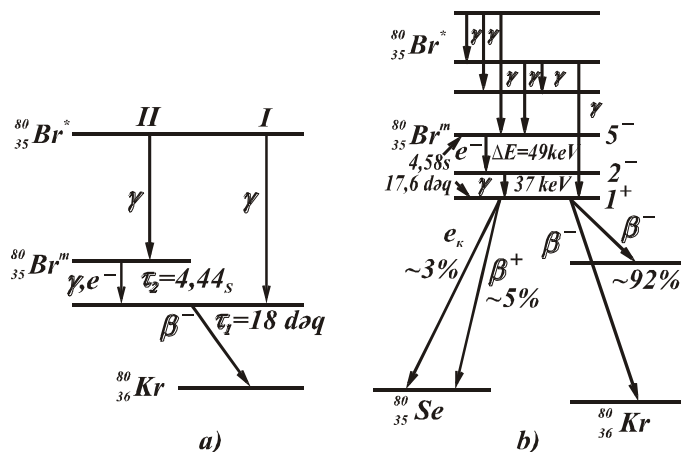
olmalıdır.



Şəkil 4.16

Bəzi hallarda γ -şüalanması yüksək multipolluqla qadağan olunmuş və az keçid enerjisində malik çox böyük yaşama müddəti ilə xarakterizə olunan γ -aktiv nüvələrə rast gəlmək olur. Belə çoxyaşayan həyəcanlanmış nüvə səviyyələri metastabil səviyyələr və uyğun nüvə halları izomerlər adlanır. İlk dəfə bu hadisə O.Qan tərəfindən (1921) $^{234}\text{Th}_{90}$ izotopunun β -parçalanmasından alınan $^{234}\text{Pa}_{91}$ nüvəsində kəşf edilmişdir. Qan, həmin nüvə üçün iki yarımparçalanma periodu (6,7 saat və 1,22 dəq) müəyyən etmişdir. Lakin izomeria hadisəsini ətraflı olaraq İ.V.Kurçatov və s. (1935) süni alınmış radioaktiv nüvələrdə öyrənmişlər. Bu məqsədlə təbii qatışıqdan ibarət olan brom elementi ($^{79}\text{Br}_{35}$ və $^{81}\text{Br}_{35}$) neytronlarla şüalandırılmış və reaksiya nəticəsində radioaktiv $^{80}\text{Br}_{35}$ və $^{82}\text{Br}_{35}$ izotopları alınmışdır. Lakin bu izotopların β -parçalanmasında iki deyil, üç müxtəlif yarımparçalanma periodu (18 dəq; 4,4 saat və 34 saat)

alınmışdır. Beləliklə, iki izotopdan birinə iki yarımparçalanma periodu uyğun gəlməlidir. Hansı izotopa və hansı periodların uyğun gəldiyini müəyyən etmək üçün bu dəfə təbii brom elementi γ -kvantlarla şüalandırılmış və reaksiyada radioaktiv $^{78}\text{Br}_{35}$ və $^{80}\text{Br}_{35}$ izotopları alınmışdır. Yenidən bu izotopların β -parçalanmasında üç müxtəlif yarımparçalanma periodu (6, 4 dəq; 18 dəq və 4,4 saat) müəyyən edilmişdir. İki reaksiyanın nəticəsini müqayisə etdikdə - 18 dəq və 4,4 saat periodlarının ^{80}Br izotopuna aid olduğunu göstərmək olar.



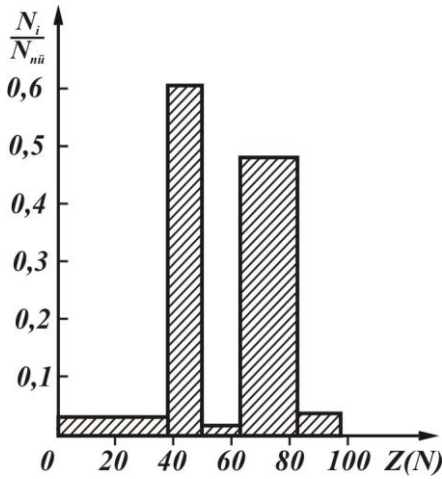
Şəkil 4.17

İki yarımparçalanma periodunu ^{80}Br izotopunun iki müxtəlif izomer halda - əsas və uzunyaşayan (metastabil) həyəcanlanma hallarında alınması ilə izah etmək olar. Əyanilik üçün şəkil

4.17-də həmin izotopun parçalanma sxemi göstərilmişdir.

Sxemdən göründüyü kimi, ${}_{35}\text{Br}^{80}$ izotopu üçün metastabil səviyyə alındığından əsas hala keçid sxemada göstərilən iki müxtəlif yolla (I və II) baş verə bilər. I keçidində nüvə tez bir zamanda ($\sim 10^{13}$ san) əsas hala keçir və buradan $\tau_1=18$ dəq periodla β -parçalanmada ${}_{36}\text{Kr}^{80}$ izotopuna çevrilir. II keçidində isə nüvə, əvvəlcə, tez bir zamanda ${}_{35}\text{Br}^{80}$ metastabil (uzunyaşayan) həyəcanlanma halına, sonra bu haldan $\tau_2=4,4$ saat periodu ilə əsas hala keçir və yenidən β -parçalanma ilə ${}_{36}\text{Kr}^{80}$ izotopuna çevrilir. Ona görə də II keçidində β -parçalanma $\tau_2=4,4$ saat periodu ilə xarakterizə olunmalıdır. Lakin hər iki halda β -parçalanma ${}_{35}\text{Br}^{80}$ nüvəsinin əsas halından baş verdiyindən, β -spektrlər eyni olmalıdır.

Hal-hazırda izomeriya hadisəsi mükəmməl öyrənilmişdir. İzomeriya hadisəsinə səbəb, nüvənin əsas halı yaxınlığında böyük moment fərqi ilə ($\Delta I \geq 4$) müəyyən olunan enerji səviyyələrinin alınmasıdır. Yuxarıda göstəriləyi kimi, belə səviyyələrdən γ -keçidlər az ehtimalla baş verir, yəni həmin səviyyələr metastabil olurlar. Lakin γ -keçidlərlə metastabil həyəcanlanma səviyyələrdən nüvənin çevrilməsi yeganə hadisə deyil. Həmin səviyyələrdən nüvə α , β -parçalanmalara və s. uğraya bilər. İzomeriya hadisəsi, hətta, nüvələrin spontan bölünməsində də müşahidə olunur. Buna misal olaraq Am^{242} nüvəsinin iki yarımparçalanma periodu ilə spontan bölünməsinə (metastabil haldan $T_{1/2}=1,4 \cdot 10^{-2}$ san və əsas haldan $T_{1/2}=10^8$ il periodla) göstərmək olar.



Şəkil 4.18

İzomer halların nisbətən böyük yaşama müddətinə malik olması nəticəsində, buna uyğun nüvələr, A və Z ədədləri eyni, lakin kütləsi (M), spini (\bar{I}), cütlüyü (P), izospini (\bar{T}), yaşama müddəti (τ) müxtəlif olan yeni nüvə xassələrinə malik olur. Göstərmək olar ki, izomeriya heç də təsadüfi hadisə deyildir. Hal-hazırda yüzə yaxın uzunyaşama müddətinə malik izomer nüvələr müəyyən edilmişdir. Bu nüvələrin nuklonların sayından asılı olaraq paylanması maraqlı qanunauyğunluqlara gətirir.

Ən çox izomer hallar A kütlə ədədi tək olan nüvələrdə, nisbətən az sayda tək-tək nüvələrdə və nadir halda cüt-cüt nüvələrdə müşahidə olunur. Əgər A kütlə ədədi tək olan izomerləri nüvədəki protonların (və ya neytronların) sayına görə paylaşdırsa, onda şəkil 4.18-də göstərilən kəskin asılılıqlar (izomeriya adacıqları) alınır. Bu asılılıqlar nüvənin örtük modelinə görə izah olunur. Həmin modelə görə izomeriya halları sehirli ədədlərin (50, 82, 126 və s.) yaxınlığında alınmalıdır. Doğrudan da, izomeriya adacıqları məhz bu oblastlarda alınır.

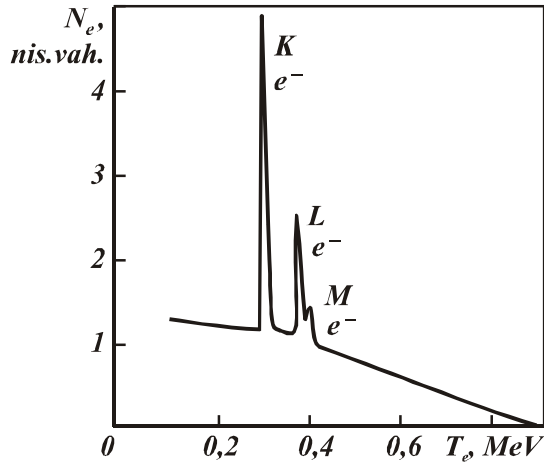
γ -şüalanmadan başqa, nüvələrin həyəcanlanma enerjiləri daha bir mexanizmlə - konversiya elektronlarının buraxılması ilə verilə bilər. Buna daxili konversiya hadisəsi deyilir və bu proses γ -şüalanmaya konkurent proses kimi meydana çıxır. Nəzəriyyədən alındığına görə, daxili konversiya prosesində nüvənin həyəcanlanma enerjisi birbaşa orbit elektronlarına verilir. Nəticə etibarilə enerjisi aşağıdakı kimi təyin edilən monoenergetik elektronlar buraxılmalıdır:

$$T_e = E - I_k$$

burada E - nüvə keçid enerjisi, I_k - isə K elektronların ionlaşma enerjisidir. Lakin $E < I_k$ olarsa, onda konversiya hadisəsi K - elektronlardan mümkün deyil, bu hadisə L-elektronlardan və s. müşahidə oluna bilər. Konversiya elektronlarının monoenergetikliyi, onları β -parçalanma elektronlarından fərqləndirməyə imkan verir. Məsələn, nümunə üçün şəkil 4.19-da konversiya elektronlarına uyğun kəskin maksimumlarla birlikdə xarakterik β -spektr göstərilmişdir.

Həmin β -spektrdə alınan ensiz piklər qız nüvənin həyəcanlanma səviyyələrinə uyğun gəlir. Bu halda K,L,M orbitlərinə uyğun konversiya pikləri aşkar olunur. Həmin piklər arasındakı məsafəyə görə konversiya hadisəsinin hansı elementə aid olduğunu müəyyən etmək olar.

Daxili konversiyada konversiya elektronlarından əlavə, yuxarı orbit elektronlarının K, L və s.



Şəkil 4.19

orbitlərdəki boş yerlərə keçməsində buraxılan xarakteristik rentqen şüalanması və eləcə də Oje elektronları (atomun həyəcanlanma enerjisinin birbaşa yuxarı orbit elektronlarına verilməsi nəticəsində) müşahidə oluna bilər.

Daxili konversiya hadisəsinin mexanizmini nəzərdən keçirək. Bu prosədə nüvədən buraxılan γ -kvant ani olaraq atomun örtük elektronları tərəfindən udulur. Maraqlı cəhət ondan ibarətdir ki, bu hadisə əsas etibarilə real kvantlarla deyil, virtual adlanan kvantlarla baş verir. Belə kvantlar üçün enerji ilə impuls arasında düzgün asılılıq olmur, yəni $E \neq cK$ olur. Virtual kvantların mümkün olması isə qeyri-müəyyənlik prinsipilə əlaqədardır. Belə kvantlar mənbədən çox yaxın məsafələrdə və çox qısa müddətdə mövcud ola bilər.

Prosesin virtual kvantlarla baş verməsi fərziyyəsini yoxlamaq üçün belə bir mülahizə yürütmək olar. Əgər daxili konversiya prosesi virtual kvantlarla baş verirsə, onda nüvə xarici elektronlardan azad olduğu halda γ -şüalanma intensivliyi dəyişməməlidir. Yəni virtual kvantlarla baş verən konversiya hadisəsi γ -şüalanma ilə konkurent deyil, paralel prosedir. Əlbəttə, elektronlarını tamamilə itirmiş nüvənin γ -şüalanmasını müşahidə etmək texniki olaraq çox çətindir və indiyədək mümkün olmamışdır. Lakin bu hadisənin nəzəri hesablanması mümkündür və alınan nəticələr eksperimentlə o dərəcədə yaxşı təsdiq olunur ki, prosesin virtual kvantlarla baş verməsinə heç bir şübhə qalmır.

Virtual kvantlar fərziyyəsi özünü xüsusilə 0-0 keçidləri üçün doğruldu. Bu keçidlər nüvənin əsas və 1-ci həyəcanlanma hallarının spinləri 0 olduğu halda baş verir. Əgər nüvə 1-ci həyəcanlanma səviyyəsindədirsə, onda həmin nüvə əsas hala γ -kvant buraxmaqla keçə bilməz. Çünki, bu halda multipolu EO olan kvant buraxılmalıdır (real halda EO multipollu kvant olmur). Lakin virtual kvant üçün belə məhdudiyət yoxdur, yəni cütlüyü müsbət və momenti sıfır olan virtual EO - kvant mümkündür. Məhz, həmin kvant daxili konversiya ilə nüvənin həyəcanlanma enerjisinin alınmasını təmin edir. Belə konversiya isə 0-0 keçidi adlanır.

Daxili konversiyanın intensivliyi α daxili konversiya əmsalı ilə xarakterizə olunur. Bu əmsal konversiya elektronları sayının buraxılan γ -kvantların sayına nisbəti kimi təyin edilir:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

burada α_M K - örtüyündən baş verən parsial daxili konversiya əmsalı, α_L L örtüyündən və s. olur.

Nəzəriyyədə konversiya əmsalının bir sıra parametrlərdən kəskin asılılığı alınır. Bu parametrlər: E-keçid enerjisi (E artdıqca α azalır), nüvənin Z sıra nömrəsi (Z artdıqca α artır) konversiyanın baş verdiyi elektron örtüyü (örtüyün radiusu artdıqca α azalır), konkurent γ -şüalanmanın multipolluğudur (multipolluq artdıqca α artır).

Nüvənin həyəcanlanma enerjisi:

$$E > 2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$$

olarsa, onda elektron-pozitron cütü yaranması ilə baş verən cüt konversiyası mümkündür. Bu halda nüvənin buraxdığı virtual kvant elektron-pozitron cütünə çevrilir. Aydın ki, cüt konversiyasının atom elektronları ilə heç bir əlaqəsi yoxdur, belə konversiya elektronsuz nüvədə də baş verə bilər. Bu növ konversiya məxsusi α_c əmsalı ilə xarakterizə olunur:

$$\alpha_c = \frac{N_c}{N_\gamma}$$

burada N_c - yaranan konversiya elektron-pozitron cütlerinin sayıdır. Nüvənin həyəcanlanma enerjisi artdıqca cüt konversiyasının nisbi ehtimalı artır.

Daxili konversiya hadisəsinin öyrənilməsi nüvə enerji səviyyələrinin müxtəlif karakteristikalarının təyin edilməsi üçün xüsusi əhəmiyyət kəsb edir (səviyyənin enerjisi konversiya elektronlarının enerjisinə, hərəkət miqdarı momenti isə konversiya əmsalına görə və s. təyin edilir).

Nüvənin qeyri-stabil səviyyələrinin karakteristikalarını təyin etmək üçün əlverişli üsullardan biri nüvə kaskad γ -şüalanmasında bucaq korrelyasiyasının ölçülməsidir. Bucaq korrelyasiyası dedikdə kaskad γ -kvantlardan birinin impulsunun o biri kvantın (adətən əvvəlkinin) impulsuna nəzərən $N(\theta)$ bucaq paylanması nəzərdə tutulur. Deməli, korrelyasiya təcrübəsində üst-üstə düşmə sxeminin köməyi ilə ardıcıl buraxılan iki kvantın, bunların impulsarı arasındakı bucaqdan asılılığını ölçmək lazımdır. Həmin asılılıq elektromaqnit şüalanma nəzəriyyəsiindən alınan belə bir halla əlaqədardır ki, γ -kvantın tam momentinin impuls üzrə m proyeksiyası yalnız $m=\pm 1$ (\hbar vahidlərilə) qiymətini ala bilər. $m=0$ qiyməti isə, elektromaqnit dalğaları eninə dalğalar olduğu üçün istisna olur. Ona görə də, əgər nüvə momenti sıfıra bərabər olan səviyyədən γ -kvant buraxırsa və bu kvant müəyyən istiqamətdə qeyd olunursa, onda aşağı halda nüvə momentinin həmin istiqamətdəki proyeksiyası yalnız ± 1 qiymətinə malik olmalıdır. Bu isə o deməkdir ki, nüvə fəzada xaos deyil, müəyyən istiqamətdə yönəlməli və həmin nüvədən kaskad kvantlarının buraxılması istiqamətdən asılı olmalıdır. Bucaq korrelyasiyası, ardıcıl olaraq parçalanmaya məruz qalan səviyyələrin momentlərindən ciddi asılıdır. Korrelyasiyanın formasına görə buraxılan kvantların növünü müəyyən etmək olur. Lakin bucaq korrelyasiyası kvantın cütliyündən asılı deyildir. Korrelyasiyanı ölçmək üçün nüvənin aralıq səviyyəsinin yaşama müddəti çox az olanıdır ki, ikinci kvant qeyd edilən müddətdə nüvənin müəyyən istiqamətdə yönəlməsi pozulmasın.

Korrelyasiya eksperimentlərində bir sıra nüvələrin həyəcanlanma hallarının maqnit momentləri ölçülmüşdür. Bu eksperimentin ideyası ondan ibarətdir ki, iki ardıcıl kaskad keçidləri arasında həyəcanlanmış nüvənin spinini yüksək tezlikli sahə vasitəsilə rezonans "çevrilməyə" uğrayır (bax F. II, § 5). Məsələn, bu üsulla ${}_{48}\text{Cd}^{111}$ nüvəsinin xarakteristikası $\frac{5^+}{2}$ olan 1-ci həyəcanlanma səviyyəsinin maqnit momenti ölçülmüş və $-0,78 \mu_B$ qiyməti alınmışdır. γ - γ korrelyasiyası ilə birlikdə (β - γ), (α - γ) korrelyasiyaları və s. də ölçülür.

§ 9. Messbauer effekti

Yuxarıdakı mühakimələrdə nüvənin enerji səviyyəsi üçün tamamilə müəyyən bir enerji qəbul edilirdi. Lakin, qeyri-müəyyənlik prinsipinə görə səviyyənin τ yaşama müddəti enerjinin ΔE qeyri-müəyyənliyini təyin etməlidir, yəni:

$$\Delta E \cdot \tau \approx \hbar$$

Yalnız əsas hal üçün $\tau \rightarrow \infty$ olduğundan $\Delta E = 0$ və deməli həmin səviyyə müəyyən bir enerjiyə malik olur.

Həyəcanlanma səviyyəsinin enerjisindəki qeyri-müəyyənlik nüvənin həmin səviyyədən əsas hala keçdikdə buraxılan γ -şüalanmanın qeyri-monoxromatik olmasına gətirir. Bu qeyri-monoxromatikliyi həmin şüalanmanın Q təbii eni adlandırırlar. Adətən $Q \ll E$ olur (E səviyyənin enerjisidir). Əgər, Q dəqiqliyi ilə ölçülmə üsulu mümkün olsaydı, onda enerji Q/E ilə təyin olunan çox böyük nisbi dəqiqliklə ölçülərdi. Bu isə γ -şüalanmanın rezonans udulma üsulu ilə mümkün ola bilər. Rezonans udulma üsulu prosesinin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, əsas halda olan nüvəni, eyni növ nüvənin həyəcanlanmış haldan əsas hala keçdikdə buraxdığı γ -kvantlarla şüalandırırdıqda, heç bir əlavə enerji itkisi olmadığı halda, həyəcanlanma çox böyük ehtimalla baş verər. Bu prosesi, verilmiş mənbənin γ -şüalanmasının həmin maddədən olan lövhədən keçməsinə öyrənməklə, asan müşahidə etmək olardı. Lakin axır vaxtlara qədər rezonans udulma prosesi ancaq Q eni kifayət qədər böyük olan xətlər üçün mümkün olmuşdur. Bunun səbəbi odur ki, buraxılan γ -kvant E həyəcanlanma enerjisini tam aparmır, impulsun saxlanma qanununa görə, həmin enerjinin bir

hissəsini nüvənin təpməsinə sərf edir. Onda buraxılan γ -kvantın enerjisi:

$$E'_\gamma = E - T_N < E$$

olar, burada T_N - nüvənin təpmə enerjisidir. Buna görə də, rezonans alınması üçün, udulan kvantın enerjisi:

$$E''_\gamma = E + 2T_N > E$$

olmalıdır, burada T_N udulan γ -kvantın nüvəyə verdiyi təpmə enerjisidir. Beləliklə, verilmiş nüvə üçün eyni halların buraxılma və udulma xətləri bir-birindən $2T_N$ qədər sürüşmüş olur.

Nüvənin təpmə enerjisini γ -kvantın buraxılması prosesində impulsun saxlanma qanunundan almaq olar:

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_N; T_N = \frac{P_N^2}{2M_N} = \frac{E_\gamma^2}{2M_N c^2} \approx \frac{E^2}{2M_N c^2} \quad (4.23)$$

burada M_N -nüvənin kütləsidir. Aydındır ki, rezonans udulma olması üçün nüvənin təpmə enerjisi xəttin Q enindən kiçik olmalıdır:

$$T_N < \Gamma \quad (4.24)$$

Adi optik rezonans fluorensensiyası üçün bu şərt çox yaxşı ödənilir. Nüvə şüalanmasına gəldikdə isə γ -kvantın enerjisi bir neçə tərtib optik fotonun enerjisindən böyük olduğundan, (4.24) şərti ciddi olaraq ödənilmir. Məsələn, ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ izotopunun 1-ci həyəcanlanma səviyyəsinin enerjisi 14 keV və γ yaşama müddəti təqribən 10^{-7} san-dir, onda xəttin eni:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \approx 10^{-8} \text{ eV}$$

və nüvənin təpmə enerjisi (4.23) münasibətindən:

$$T_N \approx 10^{-3} \text{ eV}$$

alınır. Deməli, təpmə enerjisi xəttin enindən təqribən beş tərtib böyükdür. Belə görünür ki, bu şəraitdə heç bir rezonans udulma mümkün deyildir. Əsl həqiqətdə isə, müəyyən ehtimalla, az da olsa rezonans udulma müşahidə edilir. Bu onunla əlaqədardır ki, buraxılan (və ya udulan) xəttin D real eni təbii Q eni ilə deyil, atomların istilik hərəkətilə əlaqədar olan dopler sürüşməsi ilə təyin olunur:

$$D = 2\sqrt{T_N kT^0}$$

burada T^0 -buraxıcı (uducu) maddənin temperaturudur. Otaq temperaturu üçün ($T^0=300\text{K}$, $kT=0,025 \text{ eV}$):

$$D = 2\sqrt{10^{-3} \cdot 0,025} \approx 10^{-2} \text{ eV}$$

olur. Deməli, $D > T_N$ olduğu üçün, dopler effektinə görə genişlənmiş buraxılma və udulma xətləri müəyyən qədər bir-birini örtər və ona görə də müəyyən ehtimalla rezonans udulma prosesi mümkün olar. Lakin bu effekt, xətlərin bir-birini örtüyü kiçik oblastın sahəsinə uyğun gələn çox az sayıda γ -kvantlar üçün alınır. Xətlərin örtülmə oblastını buraxılma xəttinin dopler genişlənməsi hesabına artırmaq olar. Bunu, məsələn, mənbəni sürətlə hərəkət etdirməklə almaq olar. Lakin bu halda rezonans prosesinin qeyd edilməsi xəttin dopler eni ilə təyin olunduğundan, nisbi dəqiqlik (D/E) çox az olur.

1958-ci ildə alman fiziki Messbauer γ -şüalanmanın çox böyük ehtimalla rezonans udulmasını təmin edən mühüm bir kəşf etmişdir. Bu kəşf sonralar nüvə fizikasında Messbauer effekti adı ilə məşhur olmuşdur. Həmin effekte gətirən prosesi izah edək. Messbauer γ -xətlərin bir-birini qismən örtməsi ilə rezonans udulma prosesini öyrənərkən mənbəni və uducunu soyutmaqla D enini azaltmağı qərara almışdır. Bu halda, aydındır ki, rezonans effekt azalmalı idi. Lakin, müəyyən temperaturdan aşağı düşdükdə effektin birdən-birə çox böyük ehtimalla artması müşahidə olunmuşdur.

Bu nəticəni izah etmək üçün Messbauer belə mülahizə yürütmüşdür ki, müəyyən şəraitdə (az keçid enerjisi və kristalın temperaturu Debay temperaturundan aşağı olduqda) γ -kvantın buraxılmasında impuls və təpmə enerjisi atomun kristallik qəfəsin düyünlərindən qopması və ya

kristalın enerji halının dəyişməsinə deyil, elastiki olaraq bütün kristala verilir. Bu halda təpmə enerjisi T_N atomun kütləsi ilə deyil, bu kütlədən N dəfə böyük olan ($N \approx 10^8$) kristalın kütləsilə təyin olunur:

$$T_k = \frac{P_N^2}{2 \cdot 10^8 \cdot M_N} \approx 10^{-11} \text{ eV} \ll \Gamma$$

yəni buraxılma və udulma xəttləri arasındakı sürüşmə təqribən yox olur:

$$E_\gamma' \approx E_\gamma''$$

Bu halda, təpmə nəzərə alınmadan, eni təbii Q eni ilə verilən iti uclu rezonans udulma xətti alınmalıdır.

Lakin Messbauer ideyasına görə kvant mexanikasında kristalın əlaqə effekti klassik fizikada olduğu kimi deyil, statistik formada özünü göstərir. Ümumiyyətlə, kristal qəfəslərin təsirinin orta qiyməti kiçikdir. Çox hallarda nüvə tam təpməyə məruz qalır, nisbətən az hallarda isə kvantın impulsu tək nüvəyə deyil, bütün kristala verilir və rezonans udulma baş verir. Deməli, rezonans udulma ehtimalı γ -kvantların hansı hissəsinin təpmə olmadan buraxılması ilə əlaqədardır. Bu isə indiyədək tam məlum olmayan bir sıra faktlardan asılıdır.

Müəyyən olunmuşdur ki, təpmə olmadan buraxılma ehtimalı keçid enerjisinin az olduğu və preparatın temperaturunun aşağı olduğu halda artır. Hər bir maddə üçün xarakterik aşağı temperatur (Debay temperaturu) vardır ki, həmin temperaturda rezonans udulma böyük ehtimalla baş verir. Elə maddələr vardır ki, onlar üçün Debay temperaturu otaq temperaturuna yaxın olur (${}_{26}\text{Fe}^{56}$).

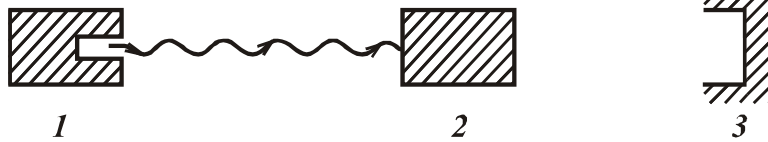
Ümumiyyətlə, Messbauer effektinin artması üçün aşağıdakı şərtləri göstərmək olar:

1) Şüalandırıcı və uducu maddənin möhkəm olması (bu nüvələrin kristal qəfəsdə çox bağlılığı ilə əlaqədardır),

2) keçid enerjisinin az olması,

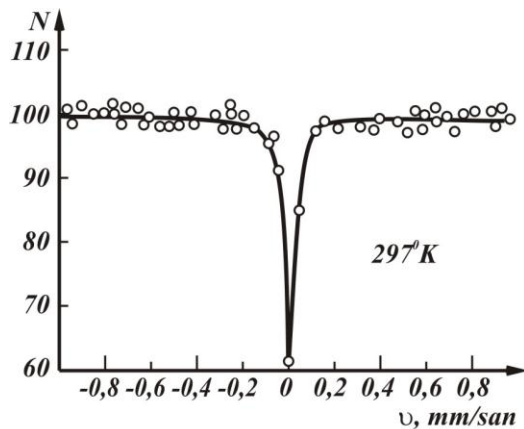
3) kristalın sərtliliyinin böyük olması (xarakteristik de-Bay temperaturunun yüksək olması),

4) şüalandırıcı və uducu maddələrin aşağı temperaturda olması.



Şəkil 4.20

Şəkil 4.20-də Messbauer effektini müşahidə etmək üçün təcrübənin prinsipial sxemi göstərilmişdir. Burada 1-rezonans şüalanma mənbəi sabit sürətlə 2- uducu maddə istiqamətində (və ya əks istiqamətdə) hərəkət etdirilir.



Şəkil 4.21

Uducu maddədən sonra 3-detektoru yerləşdirilir. Detektordakı say sürətinin mənbəin hərəkət sürətindən asılılığı ölçülür. Əgər mənbəin hərəkət sürəti kifayət qədər böyük olarsa, onda buraxma xətti doppler effektinə görə çox sürüşər və rezonans udulma alınmaz. Sürətin azalması ilə doppler sürüşməsi azalar və buraxılma xətti udulma xəttinə yaxınlaşar. Bu xətlər kəsişdikdə intensiv rezonans udulması baş verir (şəkil 4.21).

Beləliklə, mənbəin sürətini yavaş dəyişməklə Messbauer xəttinin (və ya xətlərinin) vəziyyətini və enini ölçmək olar.

Xətlərin doppler effektinə görə rezonansdan çıxması üçün lazım olan sürəti qiymətləndirmək olar. Bunun üçün v sürətilə hərəkət edən mənbənin buraxdığı kvantın ΔE doppler enerji artımını Q təbii eninə bərabər etmək lazımdır. v sürətinin kiçik qiymətləri üçün həmin ΔE artımı $\Delta E = vE/c$ olar. $\Delta E = Q$ əvəz etməklə, sürət üçün $v = c\Gamma/E$ alırıq.

Aşağı həyəcanlanma enerji səviyyələri üçün Q/E kəmiyyəti çox kiçik olduğundan, sürət üçün

kiçik qiymət alınır. Məsələn, göstərmək olar ki, ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ izotopunun 1-ci səviyyəsi üçün $v=1,3\cdot 10^7$ m/san. Laboratoriya şəraitində bu tərtib sürətləri asanlıqla almaq və mexaniki olaraq ölçmək mümkündür.

Messbauer effekti ilə enerji ölçülərində hədsiz dərəcədə böyük dəqiqlik alınır (15-17 tərtibə qədər). Bu dəqiqlik-rezonans udulma üsulunun, başqa üsullarla mümkün olmayan olduqca kiçik effektləri müəyyən etmək və öyrənməyə imkan verir.

Mövzu № 12 Nüvə reaksiyaları. Saxlanma qanunları. Dəqiq müvazinat prinsipi. Aralıq nüvə mexanizmi. Birbaşa gedən nüvə reaksiyaları.

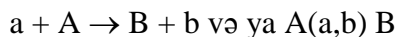
Nüvələrin bir-birilə, elementar zərrəciklərin nüvə ilə və ya bir-birilə adətən güclü qarşılıqlı təsirində nüvə çevrilmələri baş verir ki, bu proses nüvə reaksiyaları adlanır. Bu mənada nüvə reaksiyalarını iki sinfə bölmək olar. Birinci sinfə nüvələrin iştirakı ilə gedən reaksiyaları, ikinci sinfə isə elementar zərrəciklərin qarşılıqlı təsir reaksiyalarını aid etmək olar. Bu fəsildə 1-ci sinif reaksiyalardan danışılacaqdır.

Eksperimental qurğularda nüvə reaksiyaları almaq üçün, adətən, sürətlənmiş yüngül zərrəciklərlə sükunətdə olan ağır zərrəciklərin yaxın məsafələrdə (10^{-12} – 10^{-13} sm) qarşılıqlı təsiri təmin edilir. Bu halda düşən yüngül zərrəciklər Fermi zərrəciklər, sükunətdə olan ağır zərrəciklər isə hədəf zərrəcikləri adlanır.

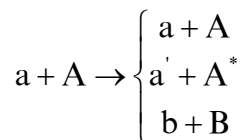
Nüvə reaksiyalarının bir sıra növlərini göstərmək olar. Mərmə hədəf zərrəciklərin növünə görə reaksiyaları üç böyük qrupa bölmək olar: neytronlarla, yüklü zərrəciklərlə və γ -kvantlarla gedən reaksiyalar. Axırıncı (γ -kvantlarla) reaksiyalar nüvə qarşılıqlı təsirlə deyil, elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə gedir, lakin proses nüvə oblastında baş verdiyindən nüvə çevrilmələrinə səbəb olur. Nüvə reaksiyalarına yüklü zərrəciklərlə elektromaqnit qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verən nüvənin kulon həyəcanlanmasını da aid etmək olar.

Aşağıda hər üç qrup reaksiyaların təsvirində onların xüsusiyyətləri göstəriləcəkdir. Bundan başqa, ağır nüvələrin bölünmə reaksiyaları və yüngül nüvələrin sintezindən ibarət olan istilik nüvə reaksiyaları ayrıca təsvir olunacaqdır.

Ümumi şəkildə nüvə qarşılıqlı təsirini aşağıdakı kimi göstərmək olar:



burada a və A reaksiyaya girən yüngül və ağır (xüsusi halda nüvə) zərrəciklər, b və B isə reaksiyadan alınan yeni yüngül və ağır zərrəciklərdir. Adətən bu proses birqiyəmətli deyil, müxtəlif konkurent üsullarla baş verə bilər:



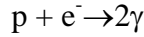
Reaksiyanın müxtəlif üsullarla getməsi onun kanalları adlanır. Bu halda başlanğıc mərhələyə giriş kanalı, son mərhələlərə isə çıxış kanalları deyilir. Reaksiyanın müxtəlif kanalları bir-birindən zərrəciklərin növü, onların daxili halları, spin və orbital momentlərin yönəlməsi və s. görə fərqlənir. Göstərilən sxemdə birinci iki kanal elastiki və qeyri-elastiki kanallardır. Bu kanallar nüvə qarşılıqlı təsirinin xüsusi halları olub, başqa kanallardan onunla fərqlənir ki, reaksiyadan alınan məhsul zərrəciklər eyni olur. İkinci kanalda yalnız zərrəciklərin halı dəyişir (A nüvəsi həyəcanlanmış halda alınır). Üçüncü kanalda isə reaksiya nəticəsində yeni hissəciklər alınır.

§ 2. Nüvə reaksiyaları üçün saxlanma qanunları

Nüvə reaksiyaları fizikasında saxlanma qanunları mühüm rol oynayır. Hər bir saxlanma qanununun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, müəyyən bir fiziki kəmiyyət qarşılıqlı təsirdən əvvəl və sonra sabit qalmalıdır. Ona görə də, saxlanma şərtləri reaksiyanın gedişinə müəyyən məhdudiyət qoyur.

Nüvə qarşılıqlı təsirlərinin eksperimental öyrənilməsi göstərdi ki, heç bir müstəsnaqlıq olmadan bütün hallarda elektrik yükü saxlanılır. Bundan başqa adi nüvə reaksiyalarında (antizərrəciklər yaranmadıqda) nuklonların tam sayı saxlanılır. Bu saxlanma qanunları təkcə nüvə reaksiyalarına deyil, bütün nüvə çevrilmələri ilə gedən proseslərə (radioaktiv parçalanmalar, bölünmə və s.) də

aidir. Məsələn, nuklonların sayının saxlanma qanunundan hidrogen atomunun "annihilyasiyası" prosesinin:



qeyri-mümkün olması, yəni maddi aləmin stabilliyi alınır.

Nuklon sayının saxlanma qanununu nüvə reaksiyalarına tətbiq etdikdə, bu A kütlə ədədinin saxlanmasına gətirir. Ona görə də elektrik yükünə bənzər nuklon yükü (və ya nüvə yükü) anlayışı daxil edilir ki, bunun neytron və proton üçün ədədi qiyməti vahidə, nüvə üçün isə A kütlə ədədinə bərabərdir. Nüvə reaksiyaları üçün eksperimental faktlar göstərdi ki, nuklon yükü bütün ağır zərrəciklər (barionlar) üçün də vahidə bərabərdir. Ona görə də bu yükü barion yükü adlandırır və B ilə işarə edirlər ($B_p=B_n=1$).

İndi də nüvə reaksiyaları üçün enerji və impulsun saxlanma qanunlarını nəzərdən keçirək. Bu qanunların forması kvant və klassik nəzəriyyələr üçün eynidir, lakin qeyri-relyativistik haldan relyativistik hala keçdikdə dəyişir. Ümumi halda relyativistik nəzəriyyəyə görə həmin qanunlar aşağıdakı kimi göstərilir:

$$E_{1r} + E_{2r} = E'_{1r} + E'_{2r} + \dots + E'_{nr} ; \quad (5.1)$$

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}'_1 + \vec{P}'_2 + \dots + \vec{P}'_n$$

burada E_{1r} və E_{2r} qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərin enerjisi, \vec{P}_1 və \vec{P}_2 impulsu, ştrixlərlə isə həmin kəmiyyətlərin reaksiyadan alınan zərrəciklər üçün qiymətləri göstərilmişdir.

(5.1) münasibətləri ixtiyari koordinat sistemi üçün yazılmışdır. Laboratoriya koordinat sistemində (LS) $\vec{P}_2 = 0$, ətalət mərkəzi sistemində (ƏMS) isə $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = 0$ olmalıdır.

(5.1) münasibətində enerjinin saxlanma qanunu zərrəciklərin E_{1r} , E_{2r} , $E'_{1r} + \dots + E'_{nr}$ tam enerjilərlə, yəni:

$$E_r = c\sqrt{m^2c^2 + P_r^2}$$

ifadə edilmişdir, burada m verilmiş zərrəciyin kütləsidir. Onda zərrəciyin kinetik enerjisi:

$$E_k = E_r - mc^2 \quad (5.2)$$

olar.

Qeyri-relyativistik hal üçün $P^2 \ll m^2c^2$ və zərrəciyin kinetik enerjisi:

$$E_k = \frac{P^2}{2m}$$

olur. Foton üçün sükunət kütləsi sıfır olduğundan, kinetik enerji tam enerjiyə bərabərdir:

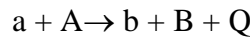
$$E_\gamma = cP = (E_\gamma)_r$$

yəni foton üçün qeyri-relyativistik yaxınlaşma yoxdur.

Qeyri-relyativistik hala keçdikdə (5.1) münasibətinin formaca necə dəyişməsinə yoxlayaq. Bunun üçün (5.2) münasibətlərindən istifadə etsək:

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n + Q$$

alırıq, burada: $Q = (m_1 + m_2 - m'_1 - m'_2 - \dots - m'_n) c^2$ əvəz edilmişdir. Bu kəmiyyət reaksiyada ayrılan (və ya udulan) enerjini göstərir. Adətən Q enerjisi, kimyada olduğu kimi, reaksiya işarəsinə daxil edilir:

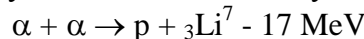


Əgər $Q > 0$ olarsa, onda reaksiya ekzotermik (enerji ayrılması ilə gedən) reaksiya adlanır. Belə reaksiyaya nümunə olaraq:



göstərmək olar.

Əgər $Q < 0$ olarsa, onda reaksiya endotermik (enerji udulması ilə gedən) reaksiya adlanır. Belə reaksiyaya nümunə olaraq (5.3) reaksiyasının tərsi olan reaksiyanı:



göstərmək olar. Aydındır ki, elastiki səpilmə reaksiyasında $Q=0$ olmalıdır.

Ekzotermik reaksiyalar və eləcə də, elastiki səpilmə reaksiyaları düşən zərrəciklərin istənilən enerjisində gedə bilər. Endotermik reaksiyalar müəyyən astana enerjisində malik olur. Bu enerji isə reaksiyanın baş verməsi üçün qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərin minimal enerjisi olmalıdır. Buna astana enerjisi deyilir. Astana enerjisi adətən laboratoriya sistemində verilir. Bu halda $\vec{P}_2 = 0$, $\vec{P}_1 \neq 0$ və ətalət sistemi \vec{P}_1 impulsu ilə hərəkət etdiyindən, reaksiyaya sərf olmayan kinetik enerji:

$$T = \frac{\vec{P}_1^2}{2(m_1 + m_2)}$$

olar. Reaksiyanın getməsi üçün zərrəciklərin nisbi hərəkət enerjisi $|Q|$ -dən kiçik olmamalıdır. Ona görə də astana enerjisi:

$$E_a = T + |Q| \quad (5.4)$$

olar. Digər tərəfdən bu enerji düşən zərrəciyin kinetik enerjisində bərabər olmalıdır:

$$E_a = \frac{\vec{P}_1^2}{2m_1} \quad (5.5)$$

(5.4) və (5.5)-dən \vec{P}_1 impulsunu yox etməklə qeyri-relyativistik hal üçün astana enerjisinin yekun ifadəsini alırıq:

$$E_a = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right)$$

Beləliklə, astana enerjisi reaksiyanın enerjisindən böyük olur. Nüvə reaksiyalarında adətən $m_1 \ll m_2$ olduğundan:

$$E_a \approx |Q| \text{ olar.}$$

Aşağı enerjilərdə reaksiyanın getməsi üçün hərəkət miqdarı momentinin saxlanma qanunu əsas rol oynayır. Bu qanun onunla əlaqədardır ki, iki zərrəciyin nisbi hərəkətinin orbital momenti yalnız $\ell = 0, 1, 2, \dots$ (vahidlərlə) verilən diskret qiymətlər ala bilər. Bu diskretlik ona gətirir ki, aşağı enerjilərdə reaksiyanın getməsi üçün ℓ müəyyən qiymətdən böyük olmur. F. IV, § 4-də olduğu kimi, göstərmək olar ki, ℓ ədədinin limit qiyməti:

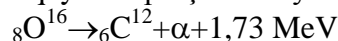
$$\ell_{\max} \leq \frac{R}{\lambda} \quad (5.6)$$

olmalıdır, burada R - zərrəciklər arasındakı təsir qüvvəsinin radiusu, λ - düşən zərrəciyin de-Broyl dalğa uzunluğudur.

Dəqiq kvant nəzəriyyəsinə görə reaksiya ℓ ədədinin istənilən qiymətində baş verə bilər, lakin (5.6) şərti ödənilmədiyi halda reaksiyanın intensivliyi kəskin aşağı düşür.

Nüvə reaksiyaları üçün bir sıra başqa, dəqiq və təqribi saxlanma qanunları da vardır. Bunlar əsasən elementar zərrəciklərlə gedən reaksiyalara aiddir. Burada, yalnız, nüvə reaksiyaları üçün böyük dəqiqliklə ödənilən cütlüyün saxlanması qanununu göstərmək lazımdır. Həmin qanuna görə reaksiyanın gedişində başlanğıc halın cütlüyü dəyişmişdir. Xüsusi halda, elastiki səpilmədə nisbi orbital ℓ momentinin reaksiya prosesində dəyişməsi momentin saxlanma qanununa görə mümkün olsa belə, tək qiymətlər ala bilməz.

Cütlüyün saxlanma qanununu nümayiş etdirən bir misalə baxaq. ${}^8\text{O}^{16}$ nüvəsi 2^- həyəcanlanma səviyyəsindən ($E^* = 8,88 \text{ MeV}$) aşağıdakı qaydada parçalanmaya uğraya bilər:



Lakin 2^- səviyyənin bu kanalla parçalanması hər iki: moment və cütlük saxlanma qanunlarına görə qadağan olunmuşdur. α -zərrəcik və ${}^6\text{C}^{12}$ nüvəsinin spinləri sıfır olduğundan, onların nisbi orbital hərəkət momenti ikiye bərabər olmalıdır. Bu nüvələrin daxili cütlükləri müsbət olduğu üçün, son halın yekun cütlüyü də müsbət olmalıdır. Deməli, cütlüyün saxlanma qanununa görə həmin parçalanma mümkün deyildir. Doğrudan da, uzun illər boyu eksperimentdə belə parçalanma müşahidə olunmamış, yalnız 1971-ci ildə onun çox az ehtimalla baş verdiyi alınmışdır. Bu isə nüvə qüvvələri üçün cütlüyün saxlanma qanununun çox zəif pozulduğunu göstərir.

İzotopik spinin saxlanma qanununu nəzərdən keçirək. Nüvə reaksiyaları, əsasən güclü qarşılıqlı təsirlə gedən reaksiyalar olduğundan, bunlar üçün izotopik spinin (\vec{T}) saxlanma qanunu ödənilməlidir. Bu qanuna görə reaksiyadan əvvəlki və sonrakı zərrəciklərin izotopik spinlərinin cəmi dəyişməməlidir, yəni: $a+A \rightarrow b+B$ reaksiyası üçün:

$$\vec{T}_a + \vec{T}_A = \vec{T}_b + \vec{T}_B$$

olmalıdır. Bu münasibətdən istifadə etməklə nüvə səviyyələrini eyniləşdirmək mümkündür. Xüsusilə sadə seçmə qaydaları, a və b zərrəciklərinin izotopik spinlərinin sıfır olduğu halda alınır. Bu halda $\vec{T}_A = \vec{T}_B$ olur. Bu qayda, məsələn, (d,α) ; (d,d) ; (α,α) və s. reaksiyalarında alınır.

Müəyyən reaksiyalarda izotopik spinlə qadağan olunmuş nüvə hallarının sonlu ehtimalla həyəcanlanması müşahidə olunur. Bu, elektromaqnit qarşılıqlı təsirə görə izotopik spinin saxlanma qanununun pozulması ilə əlaqədardır. Kulon qarşılıqlı təsir qüvvələri spin və cütlüyü eyni, lakin izotopik spinləri müxtəlif olan səviyyələri sürüşdürə bilər (Kulon sürüşdürməsi). Bu sürüşmə səviyyələrin eni və onlar arasındakı energetik məsafədən asılı olur.

§ 3. Nüvə reaksiyasının effektiv kəsiyi

Nüvə reaksiyalarının intensivliyini müəyyən etmək üçün müxtəlif reaksiya effektiv kəsiklərindən istifadə olunur. Məsələn, reaksiyanın başlanğıc və sonunda iki zərrəcik iştirak edərsə, onda həmin reaksiya tamamilə, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ cisim bucağı oblastına baş verən səpilmə $d\sigma/d\Omega$ differensial effektiv kəsiyi ilə xarakterizə olunur, burada φ və θ zərrəciklərdən birinin (adətən, düşən yüngül zərrəciyin) uçuş istiqamətinin azimutal və polyar bucaqlarıdır. Əgər zərrəciklərin spini sıfıra bərabərdirsə, və ya mərmə və hədəf zərrəciklərinin spinləri xaotik yönəlmişsə, onda proses mərmə zərrəcik istiqamətində hədəfdən keçən oxa nəzərən silindrik simmetriyaya malik olmalıdır. Bu halda differensial effektiv kəsik yalnız θ bucağından asılı olar:

$$\frac{d\sigma}{\sin\theta d\theta} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi = 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

Differensial effektiv kəsik koordinat sistemindən asılı olan kəmiyyətdir. Eksperimentlərin çoxu hədəfin sükunətdə olduğu laboratoriya koordinat sistemində (LS) aparılır. Nəzəri tədqiqatları isə, ətalət mərkəzi sistemində (ƏMS) aparmaq əlverişlidir (bu sistemdə ətalət mərkəzi sükunətdə olur). Nüvə reaksiyalarında, adətən, mərmə zərrəciyin kütləsi hədəfinkinə nisbətən çox kiçik olduğundan, aşağı enerjilərdə ətalət mərkəzi hədəf zərrəciyin koordinatına yaxın olur və deməli LS və ƏMS sistemləri praktiki olaraq üst-üstə düşür.

Differensial effektiv kəsiyin bucaqdan asılılığına bucaq paylanması deyilir. Çox halda aşağıdakı kimi təyin olunan inteqral effektiv kəsikdən istifadə olunur:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Bu kəmiyyət reaksiyanın intensivliyini xarakterizə edir. Məsələn, reaksiyada yeni izotop alınarsa, onun miqdarı reaksiyanın effektiv kəsiyinə mütənəsb olur.

Reaksiyada iştirak edən zərrəciklərin kütlə, enerji və impuls qiymətlərinin məcmuu prosesin kinematikasını adlanır. Kinematik kəmiyyətlər, adətən, bir-birindən asılı olur. Məsələn, reaksiyanın sonunda məlum kütləli iki zərrəcik alınarsa, onda mərmə zərrəciyin enerjisi və alınan zərrəciklərdən birinin uçuş bucaqlarının (θ və φ) verilməsi reaksiyanın kinematikasını təyin etməyə imkan verir. Belə ki, ikinci zərrəciyin enerjisi və uçuş impulsunun saxlanma qanunlarından alınır. Reaksiyadan üç və daha çox zərrəcik alınarsa, onda prosesin kinematikasını çox sayda kəmiyyətlərlə təsvir olunur. Bu halda reaksiyanın differensial effektiv kəsiyi də çox sayda parametrlərdən asılı olacaqdır.

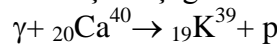
Reaksiyalarda iştirak edən zərrəciklərin spin qiymətləri sıfırdan fərqli olarsa, onda effektiv kəsik spin yönəlməsindən də asılı olmalıdır. Spin yönəlməsinin tərtibi isə orta spin vektorunun spin proyeksiyasınının maksimal qiymətinə nisbəti kimi təyin olunan polyarizasiya vektoru daxil etməklə

müəyyən edilir. Polyarizasiya vektorunun mütləq qiymətini, adətən, polyarizasiya adlandırır və faizlə ölçürlər. Əgər mərmə zərrəciyin polyarizasiya vektoru impulsa paralel deyilsə, onda bucaq paylanması azimutal simmetrik olmaz, yəni polyarizasiya bucaqdan asılılıq alınır.

Bəzi hallarda mərmə və hədəf zərrəcikləri polyarizasiya edilməmiş olduğu halda belə reaksiyada alınan zərrəciklərin polyarizasiyası alına bilər. Məsələn, enerjisi 140 MeV olan protonların ${}^6\text{C}^{12}$ nüvəsindən elastiki səpilməsində $\theta=25^\circ$ bucaq altında səpələnən protonlar 80% polyarizəlanmış olur. Polyarizasiya vektoru səpilmə müstəvisinə perpendikulyar alınır ki, bu da cütlüyün saxlanma qanunu ilə əlaqədardır. Səpilmədə polyarizəlanma prosesindən polyarizəlanmış zərrəciklər dəstəsi alınmasında istifadə olunur.

Adətən, eksperimentlərdə səpilmənin differensial və inteqral effektiv kəsiklərini birbaşa ölçmək mümkün olmur. Eksperimentdə reaksiyanın çıxışı adlanan kəmiyyət ölçülür. Çıxış dedikdə, verilmiş fiziki şəraitdə qurğuda qeyd olunan zərrəciklərin sayı nəzərdə tutulur. Aydın ki, bu kəmiyyət səpilmə bucağından, enerjiden və s. asılı olmalıdır.

Reaksiya çıxışının effektiv kəsiklə əlaqəsini müəyyən etmək üçün bir misala baxaq. ${}^{20}\text{Ca}^{40}$ nüvəsindən ibarət olan hədəf üzərinə enerji spektri $F(E)$ funksiyası ilə verilən γ şüalar düşür. Təcrübədə müxtəlif bucaqlar altında $F(\theta)$ proton çıxışı ölçülür. Bu kəmiyyətin effektiv kəsiklə əlaqəsini müəyyən etmək tələb olunur. Bunun üçün aşağıdakıları qeyd etmək lazımdır.



şəklində göstərilən əsas proseslə birlikdə başqa proseslər də mümkündür. Məsələn, ${}^{19}\text{K}^{39}$ nüvəsi yalnız əsas halda deyil, həyəcanlanmış hallarda alına bilər, eləcə də, nüvədən protonla birlikdə neytron və ya bir neçə zərrəcik çıxarıla bilər. Bundan başqa, protonu qeyd etdikdə, reaksiyanın hansı enerjili γ -kvantla baş verdiyini bilmirik. Burada yalnız ümumi effekt qeyd olunur. Ona görə də $F(\theta)$ çıxışı bir çox proseslərin effektiv kəsikləri ilə mürəkkəb şəkildə bağlı olur:

$$F(\theta) = \int dE f(E) \sum_i \frac{d\sigma_i(E)}{d\Omega} \quad (5.7)$$

burada $\frac{d\sigma_i(E)}{d\Omega}$ E enerjisində i-ci növ reaksiyanın effektiv kəsiyidir.

Çox hallarda, texniki çətinliyə görə (5.7) münasibətindəki mütənəsiblik vuruğunu təyin etmək mümkün olmur. Ona görə də təcrübədə nisbi ölçmələrlə kifayətlənir və ya reaksiya effektiv kəsikləri məlum olan nüvələrdə kontrol ölçmələr aparırlar.

Yuxarıda göstərilən müxtəlif reaksiya kanallarına müxtəlif effektiv kəsiklər uyğun gəlir. Elastiki səpilmə kanalına uyğun olan σ_{el} effektiv kəsiyindən başqa, qalan qeyri-elastiki kanallar üzrə effektiv kəsiklərin cəmi σ_{non} ilə göstərilir. Bunların cəmi: $\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{non}$ tam effektiv kəsik adlanır və müəyyən maddədən keçən zərrəciklər dəstəsinin μ udulma əmsalını təyin edir:

$$J(x) = J_0 e^{-\mu x}$$

burada $\mu = \sigma_t N$ (N maddənin vahid həcmindəki nüvələrin sayıdır), J_0 -maddəyə düşən zərrəciklərin selinin intensivliyi, $J(x)$ - maddənin x qalınlığındakı intensivlikdir.

Klassik nöqtəyi-nəzərdən effektiv kəsik hədəfin en kəsiyinin elə effektiv sahəsi hesab edilir ki, zərrəcik həmin sahəyə düşdükdə reaksiya baş versin. Lakin kvant fizikasında effektiv kəsiyin bəzi xassələri əsaslı olaraq dəyişdiyindən, klassik əyani təsəvvür öz əhəmiyyətini itirir. Bu mənada əsas dəyişikliyi göstərmək olar. Birincisi - kvant prosesləri ehtimal xarakterli olduğundan, effektiv kəsik qarşılıqlı təsirin olduğu oblastın sahəsindən kiçik ola bilər. Belə ki, kvant zərrəciyinin müəyyən oblastdan, ona qüvvə təsir etdiyi halda belə, meyli etmədən sonlu keçmə ehtimalı vardır. Bir çox hadisələr üçün isə bu ehtimalın qiyməti böyük olur. İkincisi - kvant hadisələrinin dalğa təbiətli olmasına görə, aşağı enerjilərdə effektiv kəsik klassik təsəvvürlə verilən πR_{max}^2 limit qiymətindən bir neçə tərtib böyük ola bilər (R_{max} - zərrəciklərin qarşılıqlı təsirdə ola biləcəyi maksimum məsafədir).

Nüvə reaksiyaları nəzəriyyəsində aşağı enerjilər üçün, səpilmə $\ell = 0$ S halında baş verdikdə (S halı) effektiv kəsiyin yuxarı limit sərhəddi müəyyən edilir. Bu halda elastiki səpilmə effektiv

kəsiyinin yuxarı sərhəddi üçün:

$$\sigma_{el} = 4\pi\lambda^2$$

və σ_{non} kəsiyinin yuxarı sərhəddi üçün:

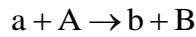
$$\sigma_{non} \leq \pi\lambda^2$$

alınır, burada λ -mərmə zərrəciyin de-Broyl dalğa uzunluğudur. Bu münasibətlərdən görünür ki, de-Broyl dalğa uzunluğu qüvvələrin təsir radiusundan böyük olduqda effektiv kəsiklərin qiyməti böyük ola bilər. Effektiv kəsiyin kəskin artması, məsələn, yavaş neytronların nüvələrlə rezonans qarşılıqlı təsirində aşkar görünür (bax § 5).

Kvant mexanikasına görə zərrəciklərin təmiz qeyri-elastiki səpilməsi mümkündür deyildir. Bu, zərrəciklərin səpilməsində difraksiya effekti ilə izah oluna bilər. Deyək ki, səpici hədəf düşən zərrəcikləri tamamilə uduur, yəni klassik nöqtəyi-nəzərdən mütləq qara cisim rolunu oynayır. Onda zərrəciklər dəstəsi belə hədəfdən keçdikdə arxada kölgə alınmalıdır. Lakin həmin kölgə oblastına zərrəciklərin bir hissəsi difraksiya effektinə görə düşməlidir. Bu isə həmin zərrəciklərin elastiki səpilməsini cöstərir. Belə elastiki səpilmə difraksiya və ya kölgə səpilməsi adlanır.

§ 4. Dəqiq müvazinət prinsipi

Nüvə reaksiyalarının kvant nəzəriyyəsində göstərilir ki:



növlü reaksiyaların differensial effektiv kəsiyi aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = |\overline{f_{ab}}|^2 (2j_b + 1)(2j_B + 1) \frac{P_b}{P_a} \quad (5.8)$$

Burada f_{ab} - keçidin matris elementi və ya reaksiyanın ehtimal amplitudu adlanır. Bu kəmiyyət enerjiden, a və b zərrəciklərinin hərəkət istiqamətindən (istiqamətlər \vec{n}_a və \vec{n}_b vahid vektorları ilə göstərilir) və eləcə də, reaksiyada iştirak edən bütün zərrəciklərin spin proyeksiyalarından (m_a, m_A, m_b, m_B) asılı olan kəmiyyətdir:

$$f_{ab} = f_{m_a m_A m_b m_B}(E, \vec{n}_a, \vec{n}_b);$$

P_a və P_b - uyğun olaraq a və b zərrəciklərinin impulsu: j_B və j_b son B və b zərrəciklərinin spinidir. (5.8) ifadəsində f_{ab} kəmiyyətinin modul kvadratının zərrəciklərin spinləri üzrə orta qiyməti verilir:

$$|\overline{f_{ab}}|^2 = \frac{1}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)(2j_b + 1)(2j_B + 1)} \sum_{\substack{m_a m_A \\ m_b m_B}} |f_{m_a m_A m_b m_B}(\vec{n}_a, \vec{n}_b)|^2$$

Spinsiz zərrəciklər üçün f_{ab} kəmiyyəti enerjiden; \vec{n}_a və \vec{n}_b vektorları arasındakı ϑ bucağından asılı olur. Spinlərin sıfırdan fərqli olduğu halda isə göstərilən asılılıqla bərabər f_{ab} zərrəciklərin impulsları və spinlərinin qarşılıqlı yönəlməsindən də asılı ola bilər.

Kvant nəzəriyyəsində ƏM sistemi üçün aşağıdakı münasibət isbat olunur:

$$|f_{m_a m_A m_b m_B}(E, \vec{n}_a, \vec{n}_b)| = |f_{-m_a, -m_A, -m_b, -m_B}(E, -\vec{n}_a, -\vec{n}_b)| \quad (5.9)$$

Bu xassə kvant mexanikasında hərəkətin dönən olmasını ifadə edir. Bunu başa düşmək üçün klassik mexanikada hərəkətin zaman çevrilməsinə görə invariantlığından istifadə etmək lazımdır. Kvant mexanikasında (5.9) münasibəti həmin prinsipin ümumiləşməsi deməkdir. Yəni Ψ_a və Ψ_b halları arasındakı $\Psi_a \rightarrow \Psi_b$ keçid amplitudununun hərəkətə görə çevrilmiş ψ_b və ψ_a halları arasındakı keçid amplituduna bərabər olduğu qəbul edilir. Hərəkətin istiqaməti dəyişdikdə isə impulsların və hərəkət miqdarı momentləri proyeksiyalarının işarəsi dəyişməlidir.

(5.9) münasibətindən düz və əks reaksiyaların effektiv kəsikləri arasında əlaqə yaradan mühüm bir prinsip - dəqiq müvazinət prinsipi alınır. Bunu göstərmək üçün tərs reaksiyanın effektiv kəsiyinin ifadəsini yazmaq:

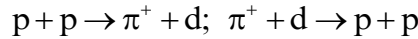
$$\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_a} = |\overline{f_{ba}}|^2 (2j_a + 1)(2j_A + 1) \frac{P_a}{P_b}$$

Buradan, (5.9) münasibətinə görə və integral effektiv kəsiklər üçün:

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{(2j_b + 1)(2j_B + 1) P_b^2}{(2j_a + 1)(2j_A + 1) P_a^2} \quad (5.9')$$

alarıq. Lakin bu münasibətlər reaksiyanın başlanğıcında (və ya sonunda) eyni zərrəciklər olmadığı hal üçündür. Əks halda əlavə vuruq alınır. Məsələn, spini 1/2 olan a və A zərrəcikləri eynidirsə, (5.9') münasibətində əlavə 2 vuruğu alınır.

Dəqiq müvazinət prinsipindən istifadə etməklə reaksiyada iştirak edən dörd a,A,b,B zərrəciklərdən birinin spinini təyin etmək olar. Məsələn, müsbət yüklü pionun (π^+) spininin aşağıdakı düz və tərs reaksiyaların:

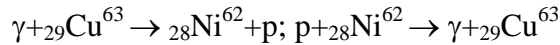


eksperimental effektiv kəsiklərinə görə təyin edilməsinə baxaq. Protonun spini 1/2, deytonun (d) spini 1 və reaksiyada eyni protonlar iştirak etdiyinə görə 2 vuruğu alındığından (5.9') münasibətini aşağıdakı kimi yazırıq:

$$\frac{\sigma(p + p \rightarrow \pi^+ + d)}{\sigma(\pi^+ + d \rightarrow p + p)} = (2j_\pi + 1) \frac{3P_\pi^2}{2P_p^2}$$

Deməli, bu münasibətdəki hər iki effektiv kəsiyi ölçməklə pionun spinini təyin edə bilərik. Belə ölçmələr aparılmış və nəticədə pionun spini üçün $I_\pi=0$ alınmışdır. Bu qayda ilə alınmışdır ki, π^0 və π^- mezonların da spini sıfıra bərabərdir.

Dəqiq müvazinət prinsipi elementar zərrəciklərlə gedən reaksiyalara nisbətən nüvələrin iştirakı ilə gedən reaksiyalar üçün az effektivdir. Bunun səbəbini aşağıdakı reaksiyaların nümunəsində göstərmək olar:



Belə güman etmək olar ki, bu reaksiyalar şübhəsiz düz və tərs reaksiyalardır. Lakin ${}_{28}\text{Ni}^{62}$ və ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ nüvələrinin bir-birinə yaxın xeyli həyəcanlanma səviyyələri vardır və bu səviyyələrə baş verən reaksiyanı əsas səviyyəyə baş verən reaksiyadan çətin ayırd etmək olur. Əsas və həyəcanlanma səviyyələrinə baş verən reaksiyalar isə bir-birinin əksi olmaz və deməli, dəqiq müvazinət prinsipi ödənilməz. Ona görə də dəqiq müvazinət prinsipi yalnız səviyyələri seyrək olan yüngül nüvələrin iştirakı ilə gedən reaksiyalara tətbiq oluna bilər.

§ 5. Nüvə reaksiya mexanizmləri

Nüvə reaksiyaları atom nüvəsinin daxili quruluşunun dəyişməsi ilə gedən mürəkkəb bir prosesdir. Nüvə quruluşunun öyrənilməsində olduğu kimi, bu halda da, məsələnin dəqiq həlli mümkün olmur. Ona görə də, nüvələr üçün müxtəlif model təsəvvürlərindən istifadə edildiyi kimi, nüvə reaksiyalarının gedişini təsvir etmək üçün müxtəlif reaksiya mexanizmlərindən istifadə olunur. Çox sayda reaksiya mexanizmləri vardır. Bunlardan bir sıra əsaslarını nəzərdən keçirək.

Nüvə reaksiyaları üçün Nils Bor tərəfindən irəli sürülmüş (1936) aralıq nüvə mexanizmi əsas rol oynayır. Bu mexanizmə görə aralıq C nüvəsi əmələ gəlməsilə reaksiya iki mərhələdə gedir:



Aralıq nüvə anlayışı o halda mümkündür ki, həmin nüvənin yaşama müddəti xarakteristik nüvə vaxtına ($\tau_N \approx 10^{-21}$ san) nəzərən kifayət qədər böyük olsun.

Aralıq nüvə ilə gedən reaksiyalar iki hissəyə - rezonans və qeyri-rezonans reaksiyalara bölünür. Rezonans reaksiyalar nüvədə diskret enerji səviyyələrinin olması ilə əlaqədardır. Lakin nüvənin əsas səviyyədən başqa qalan səviyyələri müəyyən enerjiyə deyil, Q eni ilə göstərilən enerji qeyri-müəyyənliyinə malikdir:

$$\Delta E_n \tau = \Gamma \cdot \tau = \hbar$$

burada τ nüvənin həmin səviyyədə yaşama müddətidir. Onda, aralıq nüvə əmələ gəlməsi üçün mərmə zərrəciyin enerjisi səviyyənin Q eni intervalına düşməlidir.

Əgər aralıq nüvənin enerji səviyyələrinin eni səviyyələr arası məsafədən kiçik olarsa, onda reaksiya ayrı-ayrı səviyyələrdən gedə bilər. Bu halda reaksiyanın effektiv kəsiyinin enerjiden asılılığı rezonans xarakter daşıyır və belə reaksiyalar rezonans reaksiyalar adlanır.

Əgər enerji səviyyələri çox sıx yerləşmişsə, onda reaksiya mərmə zərrəciyin istənilən enerjisində mümkün olar. Belə reaksiyalar qeyri-rezonans reaksiyalar adlanır və bunları təsvir etmək üçün statistik nəzəriyyədən istifadə olunur.

Mərmə zərrəciyin nüvə ilə qarşılıqlı təsir müddəti xarakterik nüvə vaxtından böyük olmazsa, onda reaksiya mexanizmi tamamilə dəyişər. Əsas etibarilə birbaşa proseslər özünü göstərir. Bu halda mərmə zərrəcik nüvədəki bir və ya bir neçə nuklonla effektiv qarşılıqlı təsirdə olur, qalan nuklonlar isə praktiki olaraq toxunulmur.

Birbaşa reaksiyalara misal olaraq deytarla gedən qoparıma - (d,p); (d,n) reaksiyalarını və ya bunların tərsi olan qopma - (p,d); (n,d) reaksiyalarını göstərmək olar. Həmin proseslərə, eləcə də, yüksək enerjili zərrəciklərlə nüvədən bir neçə nuklondan ibarət olan fraqmentlər (qəlpələr) qoparılmasını aid etmək olar.

Nüvə rezonans səviyyələri üzrə orta qiymət kimi təyin olunan elastiki səpilmə reaksiyalarını təsvir etmək üçün «optik» modeldən istifadə olunur. Bu halda nüvəyə üzərinə düşən de-Broyl dalğalarının sınıması və həmin dalğaların udulmasına səbəb olan bütöv cisim kimi baxılır.

Əgər mərmə zərrəcik, nisbətən böyük yüklü zərrəcikdirsə (proton, α -zərrəcik, yüngül elementlərin çoxqat ionları və s.), onda hədəf nüvələrin kulon həyəcanlanması mümkündür. Yəni bu halda mərmə zərrəciklər hədəf nüvələrinə çox yaxınlaşa bilmir, onlarla kulon qarşılıqlı təsirdə olurlar. Kulon həyəcanlanması ilə, məsələn, ağır nüvələrin aşağı fırlanma səviyyələri izah olunur.

Yuxarıda göstərilən reaksiya mexanizmlərindən başqa, γ -kvantlarla gedən fotonüvə reaksiyalarının və nüvələrin bölünmə reaksiyalarının məxsusi reaksiya mexanizmləri vardır. Çox böyük enerjili mərmə zərrəcikləri isə nüvənin dağılmasına gətirir ki, bu da ulduz prosesləri adlanır.

Müxtəlif nüvə reaksiya mexanizmləri qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklər və onların enerjisindən asılıdır. Bu proseslər çox hallarda eyni vaxtda baş verir, yəni konkurent proseslər olurlar.

İndi isə aralıq nüvə mexanizmini bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək.

a) Aralıq nüvə mexanizmi

Reaksiyada aralıq nüvə yaranmasının aşağıdakı fiziki səbəblərini göstərmək olar.

Birincisi, nüvə qüvvələri yaxına təsir qüvvələri olduğundan, nuklonların nüvə daxilindəki hərəkəti olduqca qeyri-müəyyən alınar. Nüvəyə daxil olan zərrəciyin enerjisi tez bir zamanda çox sayda nuklonlar arasında paylanır. Buna görə də adətən bir nuklonun nüvədən çıxması üçün enerji kifayət etməz. Bu halda nüvə, fluktuasiya nəticəsində, bir nuklondan kifayət qədər enerji toplanmasına qədər aralıq nüvə şəklində yaşamaqdadır.

İkincisi - protonlar arasındakı kulon itələmə qüvvələri (parçalanmada olduğu kimi) onların nüvədən çıxmasına maneəçilik törədən Kulon potensial çəpərini əmələ gətirir. Bu paradoksial fakt protonların nüvədən çıxma ehtimalını bir neçə tərtib azaldır.

Üçüncüsü - aralıq nüvədən zərrəciklərin çıxması müxtəlif seçmə qaydalarına görə çətinləşə bilər.

Dördüncüsü - γ -kvantlar buraxılması ilə gedən reaksiyalar (məsələn, (n, γ)), orta və ağır nüvələrdə nüvə quruluşunun əsaslı dəyişməsi ilə əlaqədar olduğundan, çətinləşir. Bu halda nüvə quruluşunun dəyişməsinə təqribən $10^{-13} \div 10^{-14}$ san vaxt sərf olunur ki, bu da xarakterik nüvə vaxtından (10^{-21} san) çox böyükdür.

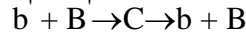
İndi də, aralıq nüvə ilə gedən reaksiyaların xarakter xüsusiyyətlərini nəzərdən keçirək. Əsas xüsusiyyət - aralıq nüvənin parçalanma prosesinin onun yaranma üsulundan asılı olmamasıdır. Yəni aralıq nüvə kifayət qədər çox vaxtda yaşadığı üçün hansı üsulla yaranmasını "unudur". Ona görə də $A(a,b)B$ reaksiyasının effektiv kəsiyini iki vuruğun - aralıq nüvə yaranması effektiv kəsiyi (σ_{aC}) və aralıq nüvənin b kanalı ilə parçalanma ehtimalını göstərən Q_b/Q vuruqlarının hasilini şəklində göstərə

bilərik:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \frac{\Gamma_i}{\Gamma}$$

burada: $Q=Q_a+Q_b+\dots$

Bu halda Q_a+Q_b və s. eləcə də Q kəmiyyətləri giriş kanalından asılı deyildir. Ona görə də eyni aralıq nüvəli və başqa kanalı olan:



reaksiyanın effektiv kəsiyi:

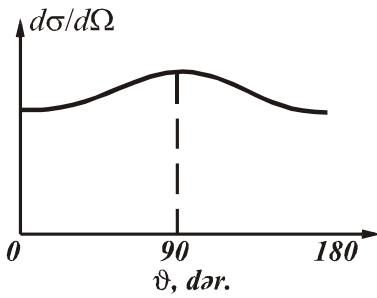
$$\sigma_{b'b} = \sigma_{b'c} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

olar. Buradan (ab) və $(b' b')$ reaksiyalarını da nəzərə alsaq alınır ki, :

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ab'}} = \frac{\sigma_{b'b}}{\sigma_{b'b'}}$$

Belə münasibətlərdən istifadə etməklə aralıq nüvə mexanizmi fərziyyəsinin düzgünlüyünü yoxlamaq olar.

Bu mexanizmdə ikinci mühüm xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, aralıq nüvənin parçalanma məhsullarının ƏM sistemində bucaq paylanması $\nu=90^\circ$ bucağa nəzərən simmetrik olur (bu irəli-geri simmetriyası adlanır). Belə simmetriyanı şəkil 5.1-də göstərilən, nüvə məhsullarının tipik bucaq paylanması əyrisindən aşkar təsəvvür etmək olar. Qeyd etmək lazımdır ki, həmin simmetriyanın olması aralıq nüvə mexanizminin olduğunu göstərməklə, heç də başqa reaksiya mexanizmlərini inkar etmir.



Şəkil 5.1

İrəli-geri simmetriyası nüvə reaksiyaları nəzəriyyəsində isbat edilir. Bunu sadə olaraq belə izah etmək olar. Aralıq nüvə tam hərəkət miqdarı momenti vektoru ilə xarakterizə edilə bilər. Bu vektor isə nüvəni təşkil edən zərrəciklərin spinləri və onların nisbi hərəkətinin orbital momentlərindən təşkil olunur. Zərrəciklərin spinləri xotik, yəni bütün istiqamətlərdə simmetrik yönəlmişdir. Lakin nisbi orbital momenti mərmi zərrəciyin impulsuna perpendikulyardır və həmin impulsa perpendikulyar müstəvidə xotik yönəlmişdir. Beləliklə, aralıq nüvəni xarakterizə edən vektor kəmiyyətləri irəli-geri simmetriyasına malik olmalıdır. Nüvənin parçalanmasında da həmin simmetriya saxlandığından, reaksiyanın bucaq paylanmasının simmetriyasına səbəb olur.

Aralıq nüvənin neytronlarla yaranma effektiv kəsiyini (σ_{ac}) ilk yaxınlaşmada iki vuruğun hasilini kimi göstərərək aşağıdakı kimi hesablamaq olar:

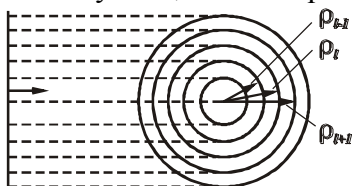
$$\sigma_{ac} = \sum_{\ell} \sigma_{\ell} = \sum_{\ell} S_{\ell} \xi_{\ell}$$

burada S_{ℓ} - orbital momenti ℓ olan bütün zərrəciklərin nüvəyə düşən hissəsinə uyğun olan həndəsi en kəsik, ξ_{ℓ} - orbital momenti ℓ olan zərrəciyin nüvəyə daxil olma və orada "ilişməsini" xarakterizə edən yapışma əmsalidir.

S_{ℓ} - kəmiyyətini hesablamaq üçün momenti ℓ olan zərrəciyin nüvəyə yaxın keçməsinə alınan hədəf məsafəsindən istifadə edək (şəkil 5.2):

$$\rho_{\ell} = \lambda \sqrt{\ell(\ell+1)}$$

Deyək ki, nüvə istiqamətində selinin sıxlığı N olan neytron dəstəsi düşür.



Onda bu dəstədən momenti ℓ olan hissəsi $dN_{\ell}/N = S_{\ell}$ olar, burada S_{ℓ} - nüvə ətrafında qurulmuş və orta radiusu ρ_{ℓ} olan həlqənin sahəsidir. Bu sahə radiusları $\rho_{\ell+1}$ və $\rho_{\ell-1}$ olan dairə sahələri fərqi yarısına bərabərdir:

Şəkil 5.2

$$S_\ell = \frac{1}{2} \pi (\rho_{\ell+1}^2 - \rho_{\ell-1}^2) = (2\ell + 1) \pi \lambda^2$$

Aydındır ki, ℓ ədədinin qiyməti:

$$\rho_\ell \leq R \text{ və ya } \ell_{\max} = \frac{R}{\lambda}$$

şərtindən təyin edilə bilər (R nüvənin radiusudur). Onda həndəsi effektiv sahə:

$$S = \sum_{\ell=0}^{R/\lambda} (2\ell + 1) \pi \lambda^2 = \pi (R + \lambda)^2$$

olar. Bu kəmiyyət σ_{aC} effektiv kəsiyinin yuxarı sərhəddini verir:

$$\sigma_{aC}^{\max} = S \text{ və ya } \sigma_{aC} \leq S$$

Onda, σ_{aC} effektiv kəsiyini tapmaq üçün ξ_ℓ yarışma əmsalını təyin etmək lazımdır. Bu əmsal neytron üçün mərkəzdənqaçma (D_m) və nüvə (D_N) çəpərlərinin şəffaflığı (yükü zərrəciklər üçün isə, əlavə olaraq D_k kulon çəpərinin şəffaflığı) ilə və neytronun nüvədə "ilişmə" ehtimalı ilə təyin olunur (axıncını vahid qəbul etmək olar).

Düşən neytronların enerjisi böyük olmazsa ($E_n < 10 \text{ keV}$), $\ell_{\max} = 0$ olar, və onda:

$$S = S_0 = \pi \lambda^2$$

və mərkəzdənqaçma potensialı $V_m = 0$ olar. Beləliklə, yavaş neytronlar üçün yalnız nüvə sərhəddindəki nüvə çəpərini nəzərə almaq lazımdır. Kvant nəzəriyyəsinə görə $D_N \sim Q_n$ və deməli: $\xi_0 \sim Q_n$ olar.

Aydındır ki, aşağı enerjilərdə neytronların udulması rezonans xarakteri daşmalıdır. Belə ki, aşağı enerji oblastlarında aralıq nüvənin diskret enerji səviyyələri olmalıdır. Ona görə də, yeri gəlmişkən, rezonans reaksiyalarının xarakter xüsusiyyətlərini araşdıraq. Enerjisi E_0 olan ayrıca nüvə səviyyəsi oblastında σ_{aC} effektiv kəsiyi rezonans maksimumuna malik olmalıdır. Kvant mexanikasında göstərilir ki, həmin rezonans aşağıdakı kimi Breyt-Viqnet düsturu ilə təsvir olunur:

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 g_J \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.10)$$

burada $g_J = \frac{2J+1}{(2j_a+1)(2j_A+1)}$; J - aralıq nüvə səviyyəsinin momenti, j_a və j_A - qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərin spinləridir. Bu düsturdan görünür ki, səviyyənin Q eni kiçik olduqda rezonans maksimumu iti alınır.

Reaksiyanın (5.10) effektiv kəsiklərini bütün kanallar üzrə cəmləsək aralıq nüvənin əmələ gəlmə effektiv kəsiyini alırıq:

$$\sigma_{aC} = \pi \lambda_a^2 \frac{2J+1}{(2j_a+1)(2j_A+1)} \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5.11)$$

Aşağıda Breyt-Viqner düsturundan alınan xüsusi halları nəzərdən keçirək. E enerjinin $E = E_0$ qiymətində elastiki (σ_{aa}) və qeyri-elastiki (σ_{ab}) kanallar üçün effektiv kəsiklər:

$$\sigma_{aa} = 4\pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a^2}{\Gamma^2}; \quad \sigma_{ab} = 4\pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma^2}$$

olar. Tək bir qeyri-elastiki kanalla kifayətlənək, yəni $Q = Q_a + Q_b$ qəbul edək. Göründüyü kimi, $Q_b = 0$ və $Q = Q_a$ olduqda elastiki səpilmə kanalının effektiv kəsiyi maksimum olur:

Qeyri-elastiki kanal üçün effektiv kəsiyin maksimumu $Q_b = Q_a = Q/2$ qiymətində alınır:

$$\sigma_{aa}^{\max} = 4\pi \lambda_a^2$$

Praktiki əhəmiyyəti olan, orta və ağır nüvələrdə baş verən (n, γ) və (n, n) rezonans reaksiyalarını təhlil edək. Neytronların radiasiya udulmasının $\sigma_{n\gamma}$ effektiv kəsiyinin enerjiden asılılıq qrafiki çox sayda ensiz rezonanslardan ibarətdir. Aşağı rezonansla sıfır enerji intervalında enerjiden asılılıq:

$$\sigma_{n\gamma} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

şəklində olur ($1/v$ asılılığı). Hər bir E_0 rezonansı ətrafında effektiv kəsik Breyt-Viçner formasında olur:

$$\sigma_{n\gamma} = \pi \hat{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

Radiasiya udulması ilə paralel neytronların elastiki səpilməsi də baş verir:

$$\sigma_{nn} = \pi \hat{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

Bu effektiv kəsiklərin cəmi isə σ_t tam effektiv kəsiyi verir:

$$\sigma_t = \sigma_{n\gamma} + \sigma_{nn}$$

Q_γ və Q_n kəmiyyətlərinin qarşılıqlı dəyişməsini nəzərdən keçirək. Radiasiya eni Q_γ bütün məlum nüvələr üçün təqribən eynidir və enerjiddən zəif asılıdır. ($\Gamma_\gamma = \text{const} \approx 0,1$ eV). Yalnız yüngül nüvələr üçün Q_γ az miqdarda artaraq 1 eV qiymətinə çatır.

Neytron eni Q_n neytronların v_n sürətilə mütənəsb dəyişir ($Q_n \sim v_n$). Ona görə də bütün nüvələr üçün elə aşağı enerji oblastı vardır ki, bu oblastda $Q_n \ll Q_\gamma$ olur. Bu şərt $A > 100$ nüvələri üçün təqribən 100 KeV enerjiyə qədər ödənilir. Aşağıda görəcəyik ki, məhz neytron eninin kiçik olmasına görə enerjisi təqribən 0,025 eV olan yavaş neytronlarla nüvə reaktorlarının işləməsi mümkün olur.

Deməli, orta və ağır nüvələr üçün enerjinin kiçik qiymətlərində neytronların radiasiya udulması və enerjinin böyük qiymətlərində isə elastiki səpilmə prosesi üstünlük təşkil edir.

Birbaşa nüvə reaksiyaları

Nüvə reaksiyası nüvə vaxtı ($10^{-21} \div 10^{-22}$ san) ilə müqayisə ediləcək tez zamanda baş verirsə, onda reaksiya birbaşa reaksiya adlanır. Bu halda mərmi zərrəcik öz enerjisini birbaşa nüvədəki tək nuklona və ya bir neçə nuklon birləşməsinə (deyton, α -zərrəcik və s.) verir.

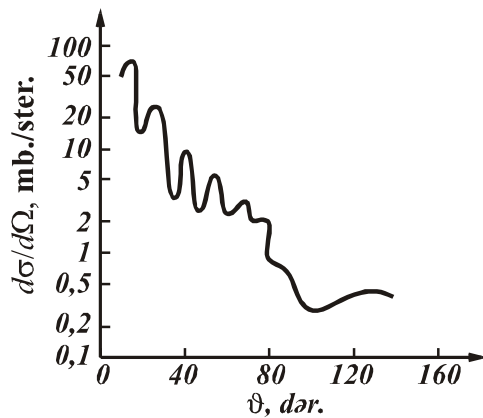
Birbaşa reaksiyaların bir sıra xarakter xüsusiyyətləri vardır. Xüsusi hal kimi, mərmi zərrəciyin nüvədən bir zərrəcik vurub çıxardığı hala (N, N' reaksiyalarına) baxaq. Belə reaksiyalar üçün aşağıdakıları qeyd etmək olar:

Birincisi - mərmi zərrəcik öz impulsunu yalnız bir nuklona verdiyindən, nüvədən nuklonlar əsas etibarilə həmin impuls istiqamətində, yəni irəli buraxılmalıdır. İkincisi - mərmi zərrəcik öz

enerjisini bir nuklona verdiyindən, nüvədən çıxan nuklonlar maksimal mümkün böyük enerjiyə malik olmalıdır. Məsələn, (n, n') reaksiyasında buraxılan neytronların enerjisi mərmi neytronlarınkinə yaxın olmalıdır. Nəhayət, üçüncüsü - nüvədən bərabər intensivliklə neytronlarla bərabər protonlar da buraxıla bilər. Belə ki, buraxılan zərrəciklərin böyük enerjilərində kulon çəpərinin rolu az olur.

Enerjinin 10 MeV tərtibində olan qiymətləri üçün birbaşa reaksiyalar təmiz halda deyil, başqa proseslərlə, məsələn, aralıq nüvə mexanizmi ilə birlikdə baş verir.

Birbaşa proseslərin çoxu nüvənin səthində baş verir. Bu xüsusiyyət onunla əlaqədardır ki, çox da böyük olmayan enerjilərdə (< 100 MeV) zərrəciyin nüvə daxilindən udulmadan keçmə ehtimalı az olur. Reaksiyaların səthdə baş



Şəkil 5.3

verməsi zərrəciklərin bucaq paylanmasında aşkar maksimumlar alınmasına gətirir. Nümayiş məqsədilə şəkil 5.3-də enerjisi 43 MeV olan α -zərrəciklərin ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ nüvəsində 1,47 MeV enerjili 2^+ səviyyəsinin həyəcənlanması ilə qeyri-elastiki səpilməsindən alınan zərrəciklərin bucaq paylanması göstərilmişdir. Göründüyü kimi, birbaşa qeyri-elastiki səpilməyə uyğun olan maksimumun qiyməti sonrakılardan nisbətən çox böyükdür və səpilmə bucağının böyük qiymətlərinə getdikcə azalır. Birinci maksimumun vəziyyətini aşağıdakı yarımklassik mülahizəyə görə qiymətləndirmək olar.

Əgər səpilmə radiusu R olan səthdən baş verirsə, onda düşən və səpilən α -zərrəciklərin orbital momentləri $[\vec{R}\vec{P}_1]$ və $[\vec{R}\vec{P}_2]$ olar (\vec{R} radius vektoru \vec{P}_1 və \vec{P}_2 impulslarına perpendikulyardır).

Əks halda α -zərrəciyin nüvədə yolu uzun alınar). $|\vec{P}_1| \approx |\vec{P}_2|$ olduğunu qəbul etsək, momentlərin fərqi:

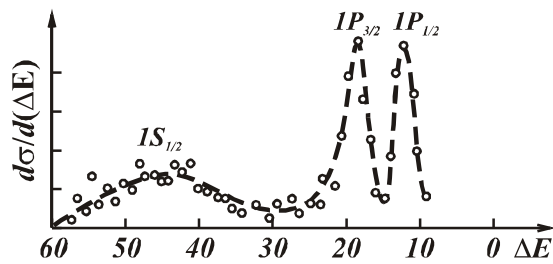
$$\hbar\Delta L = 2P_1 R \sin \frac{\vartheta}{2} \quad (5.13)$$

şəklində göstərmək olar, burada ϑ α -zərrəciyin səpilmə bucağıdır. ΔL nüvəyə verilən orbital moment olduğu üçün tam ədəd olmalı, hərəkət momenti və cütlüyün saxlanma qanunlarından irəliləyən seçmə qaydalarını ödəməlidir. Həmin seçmə qaydalarına görə əvvəla:

$$J_0 + J \geq \Delta L \geq |J_0 - J|$$

olmalıdır, burada J_0 və J uyğun olaraq hədəf nüvə və son nüvənin spinləridir; ikincisi - ΔL ədədi hədəf və son nüvələrin cütlükləri eyni olduqda cüt, müxtəlif olduqda isə tək olmalıdır. Nümunə üçün göstərilən reaksiyada $\Delta L=2$ olur. Ona görə də səpilmə bucağı $\vartheta \approx 10^0$ (burada $R=R_\alpha+R_{\text{Mg}} \approx 6 \cdot 10^{-13}$ sm); şəkildən göründüyü kimi bu bucaq mərkəzi maksimumun eksperimental alınan vəziyyətinə yaxşı uyğun gəlir. Eləcə də, (5.13) münasibətinə uyğun olaraq səpilmə bucağının kiçik qiymətlərindəki bucaq paylanması maksimumları bütün səth reaksiyalarında müşahidə olunur. Deməli, şəkil 5.3-də göstərilən bucaq paylanması sırf difraksiya xarakterlidir. Bu paylanmanın əsas xüsusiyyətlərini, nüvənin səthinə yaxın və düşən zərrəciklərə perpendikulyar bir səpici həlqə layı təsəvvür etməklə aydınlaşdırmaq olar. Bu halda fərz olunur ki, nüvədən kənar keçən zərrəciklər səpilmir, nüvənin daxili oblastına düşən zərrəciklər isə udulur və ya başqa reaksiyalara səbəb olur.

Ən çox öyrənilmiş birbaşa reaksiyalardan (d,p); (d,n) qoparıma (ədəbiyyatda ingilis termini "stripping" işlədilir) və (p,d); (n,d) qapılma (ingilis termini "pickup") reaksiyalarını göstərmək olar. Birinci reaksiyada deyton nuklonlarından biri nüvə tərəfindən tutulur, o biri nuklon isə öz istiqamətini təqribən dəyişmədən sərbəst hərəkət edir. İkinci reaksiyada isə mərmə nuklon nüvəyə azacıq toxunmaqla ondan başqa bir nuklon qoparmaqla deyton nüvəsi şəklində təqribən əvvəlki istiqamətdə hərəkət edir. Bu reaksiyalardan atom nüvəsinin quruluşunu öyrənmək məqsədilə geniş istifadə olunur. Belə ki, həmin reaksiyalarda alınan bucaq paylanması nuklonun "qoparıldığı" və ya "qapıldığı" nüvə səviyyəsinin kvant ədədlərindən ciddi asılı olur. Deməli təcrübədə zərrəciklərin bucaq paylanmasını ölçməklə nüvə səviyyələrinin kvant ədədlərini təyin etmək olar. Ümumi halda, nüvənin örtük modelinə əsasən göstərmək olar ki, qoparıma reaksiyasının effektiv kəsiyi $n\ell_j$ alt səviyyədəki deşiklərin, qapılma reaksiyasının effektiv kəsiyi isə həmin səviyyədəki nuklonların sayına mütənasibdir.



Şəkil 5.4

ji 340 MeV olan mərmə protonlarla ${}_{8}\text{O}^{16}$ nüvəsində baş verən (p,2p) reaksiyasını nəzərdən keçirək.

Mərmə nuklonların enerjisi 100 MeV-dən böyük olduqda, onların de-Broyl dalğa uzunluğu nəinki nüvə ölçüsündən, hətta nüvədəki nuklonlararası məsafədən də kiçik olur. Onda birbaşa reaksiyalar təkcə nüvə səthində deyil, eləcə də, nüvənin daxili oblastlarında baş verməlidir. Bu halda (p,2p) və (p,pn) şəklində kvazielastiki reaksiyalar, yəni mərmə nuklonun nüvədən bir əlavə nuklon vurub çıxarması (başqa nuklonlarla qarşılıqlı təsir ikinci dərəcəli hesab olunur) mümkün olur. Belə reaksiyalara nümunə olaraq,

Şəkil 5.4-də həmin reaksiyanın effektiv kəsiyinin vurub çıxarılan protonların ΔE əlaqə enerjisindən asılılığı göstərilmişdir.

Göründüyü kimi, effektiv kəsik əyrisində $1P_{1/2}$, $1P_{3/2}$ və $1S_{1/2}$ hallarına uyğun üç aşkar maksimumlar müşahidə olunur. Maksimumlar arasındakı məsafəyə görə nuklonun hər bir örtükdən qoparılması üçün lazım olan enerjini təyin etmək olar. Beləliklə, ${}^8\text{O}^{16}$ nüvəsinin $1P_{1/2}$, $1P_{3/2}$, $1S_{1/2}$ örtüklərində protonun əlaqə enerjiləri uyğun olaraq 12,19 və 45 MeV alınır. Nüvənin örtük modelindən istifadə etməklə (p,2p) reaksiyasındakı bucaq korrelyasiyasını, yəni reaksiyanın effektiv kəsiyinin nüvədən çıxan protonlar arasındakı bucaqdan asılılığını hesablamaq olar. Ona görə də kvazielastiki vurub çıxarılma reaksiyalarının köməyi ilə nüvə daxili örtüklərinin xarakteristikaları dəqiq öyrənilə bilər. Belə tədqiqatlar ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ elementinə qədər bütün yüngül nüvələr üçün aparılmışdır. Lakin ağır nüvələr üçün bu üsul effektiv olmur. Belə ki, ağır nüvələrdə mərmə nuklonun daxili təbəqələrdən tək bir zərbə ilə nuklon vurub çıxarması az ehtimallı hadisə olur.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, birbaşa reaksiyalarda nüvədən tək nuklonlar deyil, müəyyən nuklon birləşmələri (fragmentlər), məsələn, litium, berillium və s. nüvələri də "vurulub" çıxarıla bilər. Klassik nöqtəyi-nəzərdən bu hadisə paradoks xarakter daşıyır. Doğrudan da, belə alınır ki, enerjisi 100 MeV-dən böyük olan nuklon nüvədən əlaqə enerjisi 7,6 MeV olan tritium nüvəsi vurub çıxarır. Bunun makroskopik analogiyası kimi, güllənin pəncərə şüşəsinə dəydikdə, sındırılıb keçmək əvəzinə şüşəni bütöv aparmasını təsəvvür etmək olar. Belə paradoksial hadisələr mikroaləmdə zərrəciklərin dalğa təbiəti ilə əlaqədardır.

Fragmentlər qoparılması ilə gedən birbaşa reaksiyalar nəzəri cəhətdən hələ tam öyrənilməmişdir. Alınan nəticələrdən belə bir təqribi fikir yürütmək olar ki, heç olmazsa yüngül nüvələrdə, müəyyən ehtimalla nuklonlar α -zərrəciklər şəklində birləşmiş olur.

Mövzu № 13. Nüvənin bölünməsi. Bölünmənin elementar nəzəriyyəsi. Zəncirvari reaksiyalar. Bölünmə enerjisindən istifadə imkanları: nüvə reaktorları, atom bombası.

Nüvənin bölünməsi. Bölünmənin elementar nəzəriyyəsi. Zəncirvari reaksiyalar. Bölünmə enerjisindən istifadə imkanları: nüvə reaktorları, atom bombası.

Nüvə reaksiyaları enerjinin ayrılması və ya udulması ilə baş verir. Böyük enerjinin ayrılması ağır nüvələrin bölünməsi və yüngül nüvələrin sintezi (birləşməsi) zamanı müşahidə olunur.

Ağır nüvələrin demək olar ki, eyni kütləli qəlpələrə bölünməsi 1934 -jü ildə E. Fermi tərəfindən süni radioaktivliyi öyrənərkən müşahidə edilmişdir. 1939-ju ildə O.Qan və F.Ştrasman uran nüvəsini neytronlarla hədəfə tutmaqla onun bölünməsini kəşf etmişlər. Bu kəşfdən bir il sonra Q.Flerov və K.Petrcak uranın özbaşına (spontan) bölünməsini müəyyən edirlər. Hal-hazırda əllidən artıq elementin izotoplarının özbaşına bölünməsi məlumdur.

Nüvənin bölünməsinin hər bir aktında 200 MeV enerji ayrılır ki, bu da bölünmədən enerji mənbəyi kimi istifadə edilməsinə əsas verir.

Uran nüvəsini neytronla hədəfə tutduqda uran iki qəlpəyə parçalanır:

$$\begin{aligned} A_U + 1 &= A_1 + A_2 \approx A_U \\ Z_U &= Z_1 + Z_2 \end{aligned} \quad (18.1)$$

Bölünmə zamanı ayrılan enerji ilkin nüvənin enerjisi ilə qəlpələrin enerjilərinin jəminin fərqinə bərabərdir:

$$Q = \{ M_U - (M_1 + M_2) \} c^2 \quad (18.2)$$

İstənilən nüvənin kütləsi ilə rabitə enerjisi arasındakı məlum olan ifadəni:

$$M = Zm_p + (A-Z)m_n - \varepsilon A/c^2 \quad (18.3)$$

(2.26) ifadəsində nəzərə alsaq :

$$Q = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \quad (18.4)$$

alırıq. Bu ifadədə $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{A} (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2)$ qəlpələrin bir nuklona düşən orta rabitə enerjisidir. Dövrü sistemin ortasındakı nüvələr üçün orta rabitə enerjisi $\bar{\varepsilon} \approx 0,8$ MeV qədər ε -dan böyük olduğundan:

$$Q = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) = 238 \cdot 0,8 \approx 200 \text{ MeV} \quad (18.5)$$

alınır. Bu enerji qəlpələrin kinetik enerjisi şəkilində ayrılır. Həqiqətən, nüvələr eyni adlı yüklü sistem olduqlarından, onlar arasında Kulon itələmə qüvvəsi mövjudur.

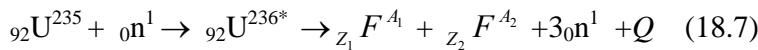
Nüvəni parçalamaqdan ötrü ona aktivasiya enerjisi adlanan ε_f enerjisi vermək lazımdır. Aktivasiya enerjisinin yaranmasına səbəb potensial çəpərin olmasıdır. Həyəjanlanmış nüvənin enerjisi aktivasiya enerjisindən kiçik olarsa nüvə bölünməyib foton şüalandıraraq əsas hala keçir. Nüvəyə kənardan, məsələn, neytronlarla hədəfə tutmaqla, aktivasiya enerjisindən böyük enerji verilsə o iki qəlpəyə bölünər.

Həyəjanlanma enerjisi aktivasiya enerjisindən böyük olmalıdır. Həyəjanlanma neytronlarla aparılırsa həyəjanlanma enerjisi W aşağıdakı şərti ödəməlidir:

$$W = \varepsilon_n + T_n > \varepsilon_f \quad (18.6)$$

Bu ifadədə ε_n neytronun nüvədə rabitə enerjisi, T_n isə onun nüvəyə nəzərən nisbi kinetik enerjisidir. Qeyd edək ki, təbii uran qarışığının 0,7% - ni ${}_{92}\text{U}^{235}$, 0,005 % - ni ${}_{92}\text{U}^{234}$, 99,3% - ni isə ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopları təşkil edir. Bu izotopların arasında bölünməyə görə ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopu daha əlverişlidir. Neytron ${}_{92}\text{U}^{235}$ ilə toqquşduqda jüt-jüt ${}_{92}\text{U}^{236}$ nüvəsi, ${}_{92}\text{U}^{238}$ ilə toqquşduqda isə jüt-tək ${}_{92}\text{U}^{239}$ nüvəsi yaranır. Neytronun ${}_{92}\text{U}^{236}$ nüvəsində rabitə enerjisi ${}_{92}\text{U}^{239}$ nüvəsindəki rabitə enerjisindən böyükdür. Hesablamalar aktivləşmə enerjisinin ${}_{92}\text{U}^{235}$ üçün 6 MeV, ${}_{92}\text{U}^{238}$ -üçün 7 MeV, neytronun ${}_{92}\text{U}^{236}$ -da rabitə enerjisinin 6,5 MeV, ${}_{92}\text{U}^{239}$ -da isə 6 MeV olduğunu, yəni aktivləşmə enerjisindən kiçik olduğunu verir. ${}_{92}\text{U}^{235}$ nüvəsi enerjiləri təxminən 0.03 eV olan istilik neytronları ilə bölündüyü halda ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvələri enerjiləri 1 MeV -dən böyük olan sürətli neytronlarla bölünür.

${}_{92}\text{U}^{235}$ nüvəsini neytronlarla şüalandırdıqda onun iki qəlpəyə bölünməsinə baxaq:



(18.7) reaksiyasında ${}_{Z_1}\text{F}^{A_1}$ və ${}_{Z_2}\text{F}^{A_2}$ qəlpələrdir. Bir uran nüvəsi bölündükdə ikinci neytronlar adlanan neytronlar yaranır ki, onlar da digər uran nüvələri ilə rastlaşdıqda onların bölünməsinə səbəb olur. Ağır nüvələrin neytronlarla bölünməsinə yaranan ikinci neytronların sayının artması bölünmənin davam etdirilməsinə gətirib çıxardır ki, bu da zəncirvari reaksiya adlanır. Zəncirvari reaksiya ekzotermik reaksiya olub, böyük enerjinin ayrılması ilə baş verir. Qeyd edək ki, 1 kq uran-235 nüvəsinin bölünməsi zamanı ayrılan enerji: $Q \approx 2 \cdot 10^{10}$ kilokaloridir. Bu isə 1800 ton benzinin və ya 2500 ton daş kömürün yaranması zamanı ayrılan enerjiyə bərabərdir. Bölünmə zamanı ayrılan enerji nüvə və ya atom enerjisi adlanır və ondan dinj və hərbi məqsədlər üçün istifadə olunur. Dinj məqsədlərlə nüvə enerjisindən istifadə etməkdən ötrü bölünmənin baş verdiyi qurğuya nüvə reaktoru və ya nüvə qazanı deyilir.

Zəncirvari reaksiyaların əsas göstəricilərindən biri çoxalma əmsalı k -dir. Çoxalma əmsalı müəyyən bir nəsilə (aktada) yaranan neytronların sayının əvvəlki nəsilə yaranan neytronların sayına olan nisbətində deyilir. $k=1$ olduqda reaksiya sabit güjlə baş verir və onu idarə etmək mümkün olur. $k>1$ olduqda reaksiyanı idarə etmək mümkün olmur və reaksiya partlayışla nəticələnir. $k<1$ olduqda isə reaksiya sönmür. k əmsalının qiyməti reaksiyanın baş verdiyi qurğunun ölçülərindən asılıdır. Reaksiyanı baş verməsi üçün lazım olan ölçülərə kritik ölçülər deyilir. Kritik ölçüyə kritik kütlə uyğun gəlir. Başqa sözlə, zəncirvari reaksiyanın baş tutması üçün lazım olan bölünən maddənin minimum kütləsinə kritik kütlə deyilir.

k əmsalı bir neçə parametrdən asılıdır. Bu parametrləri müəyyənləşdirməkdən ötrü təbii uran izotoplarından ibarət sistemə baxaq. Belə sistemin çoxalma əmsalını

$$k = k_\infty \cdot \chi \quad (18.8)$$

kimi yazmaq olar. Bu ifadədə k_∞ sonsuz mühit üçün çoxalma əmsalı, χ -isə neytronun qurğunu tərk edib çıxma ehtimalıdır. k_∞ əmsalı dörd vuruğun hasilindən ibarətdir:

$$k_\infty = \nu \varepsilon f \quad (18.9)$$

Burada ν bir neytronun uran-235 nüvəsi tərəfindən tutulduqdan sonra yaranan neytronların orta sayıdır. İkinci neytronların əksəriyyəti sürətli (təxminən 1MeV kinetik enerjili) neytronlar olduğundan onları ləngitmək lazımdır. Əks halda onlar ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvəsi tərəfindən tutulur ki, bu da reaksiyanın sönməsinə gətirib çıxardır. Aydın ki, çoxalma əmsalı neytronların bu nüvələr tərəfindən tutula bilməməsi ehtimalı ilə mütənasibdir. Uran-238 nüvəsi ləngiməyə imkan tapmayan sürətli neytronlar tərəfindən bölünə bilər ki, bu da prosesdə sürətli neytronlarla bölünmənin çoxalma əmsalı adlanan r əmsalı ilə xarakterizə edilir. r bölünmə zamanı yaranan sürətli neytronların saylarının istilik neytronlarının (0,025 eV kinetik enerjili) sayına olan nisbətində deyilir. (2.33) ifadəsində f vuruğu ləngimiş neytronların

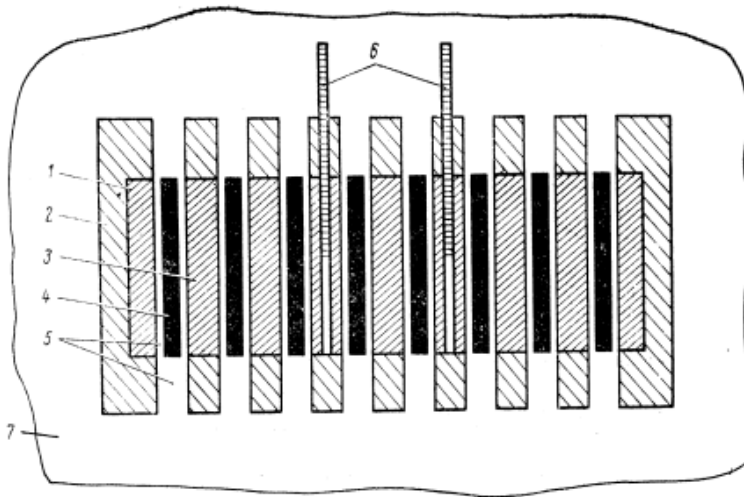
längidijinin və qurğunun materiallarının nüvələri tərəfindən deyil, uran nüvələri tərəfindən udulmasının ehtimalıdır.

5 -10 m ölçüyə malik real reaktorlar üçün yuxarıdakı əmsalların qiymətləri aşağıdakı kimidir: $\nu=1,35$; $\epsilon \approx 1,03$; $\epsilon_{pf} = 0,8$. $\chi \approx 0,93$ olduqda çoxalma əmsalı $k_{\infty}=1,08$ və $k \geq 1$.

Reaktorda bölünən nüvə maddəsinin və längidijinin yerləşdiyi hissəyə aktiv zona deyilir. Aktiv zonada ikinci neytronların əmələ gəlmə ehtimalı zonanın həjmi ilə, neytronların aktiv zonanı tərk etmə ehtimalı isə zonanın səthi ilə mütənəsbidir. Buna görə də aktiv zona kürə və ya kub şəkilində olur. Bu fiqurlar üçün səth sahəsinin həjmə olan nisbəti kiçikdir. Belə aktiv zonada yerləşən uran 235 izotopu üçün kritik kütlə 10-20kq-dır. Kütlə kritik kütlədən böyük olduqda partlayış baş verir ki, atom bombalarının iş prinsipi də buna əsaslanmışdır. Atom bombalarında nüvə yanajağının kütləsi kritik kütlədən kiçik olmaq şərti ilə bir neçə yerdə yerləşdirilir. Partlayışı yaratmaqdan ötrü kimyəvi partlayış vasitəsilə müxtəlif hissələrdə yerləşmiş kütlələr birləşdirilir və kütlə kritik kütlədən böyük olduğu üçün nüvə partlayışı baş verir.

Nüvə reaktorlarında nüvə yanajağı olaraq təbii urandan, uran-235 izotopundan (təbii urandan ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopunu ayırmaqla, buna zənginləşdirilmiş uran deyilir), ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, ${}_{90}\text{Th}^{232}$ və s nüvələrdən istifadə edilir. Aktiv zona ilə längidiji bir yerdə olarsa, belə reaktorlar homogen, ayrı-ayrı yerlərdə yerləşdirsə heterogen reaktorlar adlanır.

İstilik neytronları ilə işləyən reaktorun sxemi şəkil 13-də göstərilmişdir. Reaktorun əsas hissəsi zəncirvari reaksiyanın baş verdiyi aktiv zonadan (1) ibarətdir. Neytronların çıxıb getməsinin qarşısını almaqdan ötrü aktiv zona əksətdiriji (2) ilə əhatə olunur. Əksətdiriji içərisində istilikayıriji element (4) olan (3) längidiji blokdan ibarətdir. (5) kanalları ilə istilikayıriji ilə təmasda olan istilik ötürüjüləri axır. Zəncirvari reaksiyanın intensivliyi neytronları udan (6) oxları vasitəsilə idarə olunur.



Şəkil 13. Nüvə reaktorunun sxemi

Hər bir reaktor güclü radiasiya mənbəi (yaranan neytron və γ şüalanmanın hesabına) olduğu üçün onu 7 radiasiya qoruyucusu ilə əhatə edirlər.

Ləngidiji kimi ağır su, qrafit və berilium götürülür. Bu materiallardan əksetdiriji kimi də istifadə edilir.

Reaktorun ümumi tutumu 550 kq zənginləşdirilmiş urandır. Belə tutum elektrostansiyanın kəsilməz olaraq 100 gün işləməsinə imkan verir. Nüvə yanajağı kimi uran izotopunun gündəlik sərfi 30 q-dır.

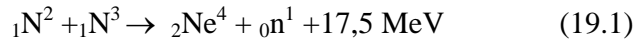
Reaktorlardan müxtəlif məqsədlər üçün: elektrik enerjisinin alınması; süni radioaktiv elementlərin alınması; elmi-tədqiqat işləri üçün; nəqliyyat məqsədilə gəmi və təyyarələrdə istifadə edilir.

Nüvə enerjisi bir sıra üstünlüklərə malikdir. Tükənməkdə olan kimyəvi yanajaqlara nəzərən təbiətdə uran, torium, plutoniumun ehtiyatları çoxdur. Kimyəvi yanajaqlar yandıqda ətraf mühitə ziyan verdiyi halda nüvə yanajağı təmizdir. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, bölünmə zamanı həyat üçün təhlükəli olan radioaktiv məhsullar yaranır. Ətraf mühitə zərər verə bilməmələri üçün onların uzun müddətli yerləşdirilməsi əsas və çətin problemlərdən biridir.

Mövzu № 14. Termonüvə reaksiyaları. Termonüvə reaksiyalarının idarəedilmə problemləri, hidrogen bombası. Təbiətdə termonüvə reaksiyaları.

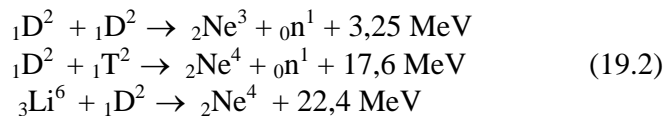
Yuxarıda qeyd edildiyi kimi böyük enerji yalnız ağır nüvələrin bölünməsi zamanı deyil, yüngül nüvələrin sintezi (birləşməsi) zamanı da ayrılır. Həqiqətən, bir nuklona düşən rabitə enerjisi kütlə ədədi artdıqca artır və özünün ən böyük qiymətini dəmir nüvəsinin yaxınlığında alır. Bu baxımdan yüngül nüvələrin sintezi nuklonları arasında daha güclü rabitə olan nüvələrin yaranmasına səbəb olur.

1kq hidrogenin ağır izotoplarının sintezi zamanı helium nüvəsi yaranır:



və $17,5 \text{ MeV} = 8 \cdot 10^{10} \text{ kkal}$ enerji ayrılır ki, bu da 1kq uranın bölünməsi zamanı ayrılan enerjiden 4 dəfə çoxdur.

(19.1) reaksiyasından başqa bir çox nüvə sintez reaksiyaları mə'lumdur, məsələn:



və s.

Sintez nüvə reaksiyaları adi şəraitdə baş vermir. Nüvə müsbət yüklü sistem olduğundan onun ətrafında Kulon çəpəri mövjudur ki, bu da nüvələrin birləşməsinə mane olur.

Nüvələri qızdırmaqla onların nisbi hərəkətlərinin enerjisini Kulon çəpərinin enerjisinin qiymətinə qədər yüksəltmək olar. Elə buna görə də sintez reaksiyaları termonüvə reaksiyaları adlanır.

Yüngül nüvələrin sintezi üçün onların hansı dərəcəyə qədər qızdırılmasını təxminən hesablamadan ötrü sadəcə iki protonun birləşməsi üçün lazım olan temperaturu hesablayaq. İki protonun birləşməsi zamanı yaranan Kulon potensial çəpərinin hündürlüyü $Z^2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_0 \cong 1,03 \text{ MeV}$ olduğundan onların nisbi hərəkətlərinin kinetik enerjisi $E \cong 10^6 \text{ eV}$ olmalıdır. Bu, temperatur üçün aşağıdakı qiyməti verir:

$$T_{\text{dərəcə}} = 1,16 \cdot 10^4 \cdot 10^6 \text{ eV} = 1,16 \cdot 10^{10} \text{ eV} \quad (19.3)$$

Bu olduqca böyük temperaturdur.

Termonüvə reaksiyalarını idarə etmək hələlik mümkün olmadığından onlardan partlayış (hidrogen bombası) məqsədilə istifadə edilir. Yüksək temperaturlarda maddə bir-birindən asılı olmayan ion və elektronlardan ibarət olan plazma halında olur. Dinj məqsədlər üçün termonüvə reaksiyalarından istifadə etməkdən ötrü yüksək temperaturlu plazmanı alıb, onu uzun müddət reaktorun içərisində saxlamaq lazımdır.

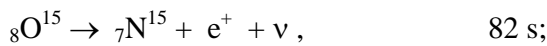
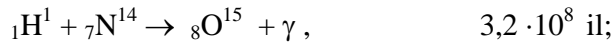
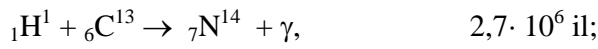
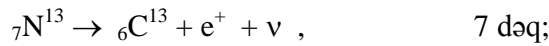
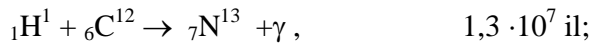
Termonüvə reaksiyalarının bir üstün jəhəti də ondan ibarətdir ki, nüvələrin sintezi zamanı radioaktiv məhsullar alınmır və ətraf mühitə ziyan toxunmur.

Termonüvə reaksiyalarının öyrənilməsi Günəş və ulduzlardan ayrılan enerjinin mahiyyəti haqqında fikir söyləməyə imkan verir. Günəşin səthində temperatur təxminən 6000^0 K –dir. Onun 1 s –də şüalandırdığı enerji və ya işıqlığı $L = 3,86 \cdot 10^{33} \text{ Erq/s}$ –dir. Bu enerjinin Yerə yalnız $4,3 \cdot 10^{-10}$ hissəsi gəlib çatır. Elə ulduzlar da vardır ki, onlar Günəşdən minlərlə çox enerji şüalandırır.

Spektral analiz Günəş və ulduzların 80 % hidrogen, 19 % helium və qalan 1 % digər elementlərdən ibarət olmasını göstərir. Günəş və ulduzlarda enerji termonüvə reaksiyalarının hesabına baş verir. Onlarda enerji mənbəi ${}_1\text{N}^1$ nüvələrinin daha ağır, məsələn ${}_2\text{Ne}^4$ nüvəsinə sintezi hesabınadır. Dörd ${}_1\text{N}^1$ hidrogen nüvəsi birləşərkən ${}_2\text{Ne}^4$ nüvəsi, iki proton yaranır və 26,7 MeV enerji ayrılır. Bu ayrılan enerjinin hesabına Günəş və ulduzlarda öz-özünü idarə edən termonüvə reaksiyaları baş verir. Hidrogen nüvələrinin helium nüvəsinə sintezi iki yolla: karbon-azot və proton-proton dövrü ilə gedir.

Sintez reaksiyalarının getmə intensivliyi temperaturdan asılıdır. Aşağı temperaturlarda proton-proton, yüksək temperaturlarda isə karbon-azot dövrləri üstünlük təşkil edir.

Aşağıda 6 reaksiyadan ibarət olan karbon-azot dövrü və reaksiyaların baş vermə müddəti də göstərilmişdir:



Günəş və ulduzlarda plazma cazibə qüvvələri vasitəsilə saxlanır və bu da öz-özünü idarə edən termonüvə reaksiyalarının təbii olaraq baş verməsini təmin edir.

Mövzu № 15 Fundamental qarşılıqlı təsirlər. Onların intensivlikləri, təsir radiusları. Elementar zərrəciklərin təsnifatı və xarakteristikaları. Kvark anlayışı. Böyük birləşmə nəzəriyyəsi.

Fundamental qarşılıqlı təsirlər. Onların intensivlikləri, təsir radiusları.

Elementar zərrəciklər arasındakı bütün qarşılıqlı təsirlər dörd fundamental qarşılıqlı təsirin müxtəlif təzahürləridir. Bu dörd qarşılıqlı təsir aşağıdakılardır:

Qravitasiya qarşılıqlı təsir universal qarşılıqlı təsirdir. Bu təsirdə bütün zərrəciklər iştirak edir.

Elektromaqnit qarşılıqlı təsir anjaq elektrik yükünə malik zərrəciklər arasında baş verir. Bu qarşılıqlı təsire elastiklik, molekulyar, kimyəvi və s. qüvvələr aiddir.

Güclü qarşılıqlı təsir adron adlanan zərrəciklər arasında olur. Adronlara misal olaraq protonu, neytronu, mezonları göstərmək olar. Nüvə qüvvələri güclü qarşılıqlı təsire aiddir.

Zəif qarşılıqlı təsir bütün zərrəciklər məruz qalır. Bütün zərrəciklərin çevrilməsi bu təsir altında baş verir. Zəif qarşılıqlı təsir nəticəsində məsələn, β -çevrilmə baş verir.

Elementar zərrəciklərin təsnifatı və xarakteristikaları. Kvark anlayışı. Böyük birləşmə nəzəriyyəsi.

Elementar zərrəciklərin təsnifatı bir neçə xüsusiyyətə görə verilir. Bu təsnifat yarıfenomenoloji xarakter daşıyır. Burada fundamental qarşılıqlı təsirlərin mexanizmləri və zərrəciklərin strukturları nəzərə alınmır.

Güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak edən zərrəciklərə adronlar, iştirak etməyənlərə isə leptonlar deyilir.

Yaşama müddətinə görə zərrəciklər stabil ($\tau \gg 10^{-23}$ s) və rezonanslara ($\tau \sim 10^{-23}$ s) ayrılır. Stabil, daha doğrusu metastabil zərrəciklər zəif və ya elektromaqnit qarşılıqlı təsir altında parçalanır.

Statistikaya görə zərrəciklər tam spinə malik olan bozonlara və yarımtam spinə malik olan fermionlara bölünür. Adronlar mezonlara (bozonlara) və barionlara (fermionlara) ayrılır.

Hər bir zərrəcik individuallığını bildirən kvant ədədləri yığımı ilə xarakterizə olunur.

Hər bir zərrəciyə qarşı onun antizərrəciyi qoyulur. Zərrəcik ilə onun antizərrəciyi üst-üstə düşərsə belə zərrəciklər həqiqi neytral zərrəciklər adlanırlar.

Sıfır kütləsinə malik olan və güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak etməyən bozonlar klassik sahələrin kvantları adlanırlar.

Zərrəcikləri xarakterizə edən kəmiyyətləri iki qrupa ayırmaq olar. Birinci qrupa fəza-zaman simmetriyasından yaranan kəmiyyətlər, ikinci qrupa isə fundamental təsirlərin simmetriyası ilə əlaqədar daxili kvant ədədləri adlanan kəmiyyətlər aiddir.

Elementar zərrəciyin kütləsi m Eynşteynin $E=mc^2$ düsturuna əsasən meqaelektronvoltlarla ölçülür. Kütlə dinamik təbiətə malik olduğundan prinsipjə nəzəri olaraq da hesablanı bilər. Buna görə də ona əsas təsnifat əlaməti kimi baxmaq olmaz.

Spin J zərrəciyin məxsusi impuls momentini xarakterizə edir və \hbar vahidlər sistemində ölçülür. Spin zərrəciyi xarakterizə edən əsas kəmiyyətlərdən biridir. Sükunətdə olan zərrəcik üçün üstün istiqamət olaraq spinin istiqaməti göstərilir. Bütün qarşılıqlı təsirlərdə spin momentinin saxlanılma qanunu ödənilir. Başqa sözlə, prosesdən əvvəl sistemin tam spin momentini prosesdən sonra sistemin tam spininə bərabər olmalıdır.

İzospin T nuklonun müjərrəd izospin fəzasında təyin edilən momentidir. İzospinin üstün istiqamət üzrə proyeksiyası izomultiplət ailəyə daxil olan zərrəciklərin sayı ilə $N=2T_z + 1$ kimi əlaqədardır. İzospin elektromaqnit qarşılıqlı təsir altında gedən proseslərdə saxlanmır.

Fəza jütlüyü η zərrəciyin dalğa funksiyasının fəza inversiyası zamanı işarəsinin dəyişib dəyişməməsini göstərir. Qravitondan başqa bütün stabil bozonların fəza jütlükləri mənfidir. Mezon rezonansları arasında

jütlükləri müsbət və mənfi olan zərrəciklər də vardır. Bütün barionların jütlükləri müsbət, antibarionların jütlükləri isə mənfidir. Barion rezonansları arasında müxtəlif jütlüklərə malik zərrəciklər də vardır.

Zəif qarşılıqlı təsir altında gedən proseslərdə, həmçinin β - çevrilmələrdə jütlük saxlanmır. Gütlüyün saxlanma qanununa görə β - parçalanmada θ və $\pi - \theta$ bujaqları altınada səpilən sayları eyni olmalıdır. Təjrübə isə bunu vermir. Jütlüyün saxlanılmaması fəzanın fəza koordinatlarına nəzərən assimetriyasına gətirib çıxardır. Bunu aradan qaldırmaqdan ötrü Landau zəif qarşılıqlı təsirdə kombinə edilmiş inversiyaya baxılmasını təklif etmişdir. Kombinə edilmiş inversiyada fəza inversiyası ilə yanaşı zərrəcikləri antizərrəciklərə çevirən əməliyyatı aparmaq lazımdır. Zəif qarşılıqlı təsirin kombinə edilmiş inversiyaya görə invariantlığı fəzanı tamamilə simmetrik, zərrəcikləri isə asimmetrik edir. Ona görə θ bujağı altında səpilən zərrəcikləri $\pi - \theta$ bujağı altında səpilən antizərrəciklərlə müqayisə etmək olmaz.

Jütlüyün pozulmasının izahı neytrionun nəzəriyyəsinə verilir. Bu nəzəriyyəyə görə neytrino və antineytrino bir-birindən dairəvi polyarizasiyalarına görə fərqlənir. Təjrübə faktları izah etməkdən ötrü neytrino sol, antineytrino isə sağ dairəvi polyarizasiyaya malik olmalıdır. Sol polyarizasiyaya malik olan zərrəciklərin spinləri ilə impulsları əks istiqamətdə, sağ polyarizasiyaya malik olan zərrəciklərin spinləri ilə impulsları eyni istiqamətdə olur. Neytrion və antineytrionun polyarizasiyası spirallıq adlanan yeni bir kvant ədədi ilə xarakterizə edilir.

Zərrəciklərin elektrik yükləri q elementar yük vahidlərində ölçülür. Əksər zərrəciklərin elektrik yükləri mütləq qiymətə 0 və ya 1 -dir. Bəzi rezonansların elektrik yükləri $+2$ -dir. Bütün qarşılıqlı təsirlərdə yükün saxlanma qanunu ödənilir.

Zərrəciklərin maqnit momentləri μ sükunətdə olan zərrəciyin xarici maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edir. Maqnit momenti dinamik xassəyə malik olduğundan əsas təsnifat göstərijisi kimi qəbul edilə bilinmir.

Lepton yükü L leptonlar üçün $+1$, antileptonlar üçün -1 , digər zərrəciklər üçün 0 -dir. Hal – hazırda üç jür lepton yükü vardır: elektron, müyon və taon. Bütün qarşılıqlı təsirlərdə lepton yükünün saxlanma qanunu ödənilir.

Barion yükü B barionlar üçün $+1$, antibarionlar üçün -1 , digər zərrəciklər üçün isə 0 -dir. Barion yükü lepton yükü kimi additiv kəmiyyətdir və bütün qarşılıqlı təsirlərdə saxlanılır. Nüvənini barion yükü A kütlə ədədinə bərabərdir.

Bəzi zərrəciklərin müəyyən proseslərdə özlərini qəribə aparmaqlarını izah etməkdən ötrü, onlara qarşı qəribəlik adlanan kvant ədədi $-S$ qoyub, onları qəribə zərrəciklər adlandırmışlar. Adi zərrəciklər üçün $S=0$, qəribə zərrəciklər məsələn, K - kaon üçün $S=+1$, Σ , Λ qiperonlar üçün $S=-1$, kaskad qiperon Ξ üçün $S=-2$, Ω qiperon üçün isə $S=-3$ -dür. Zəif qarşılıqlı təsir altında gedən proseslərdə qəribəliyin saxlanma qanunu ödənilir.

Məftunluq kvant ədədi J qəribəlik kvant ədədinə analoci olaraq daxil edilir və bu kvant ədədi sıfırdan fərqli olan zərrəciklər məftunediji zərrəciklər adlanır.

Əksər zərrəciklər antizərrəciyə malikdir. Adətən onlar başlarında tilda olan eyni simvolla işarə edilir. Elektronun e^- antizərrəciyi pozitron $e^+ = \tilde{e}^-$ ilə, μ^- müyonun antizərrəciyi müsbət müyon μ^+ , protonun antizərrəciyi antiproton \tilde{p} ilə işarə edilir. Həqiqi neytral zərrəciklərin antizərrəcikləri onlarla üst-üstə düşür. Bunlara γ - foton, π^0 - mezon, η^0 - mezon, J/ψ -mezon, Υ -ipsilon aiddir. Zərrəcik və antizərrəciklərin kütlələri, spinləri və yaşama müddətləri eynidir. Zərrəciklə antizərrəciklərin barion, lepton yükləri, maqnit momenti, qəribəlik və məftunluq kvant ədədləri mütləq qiymətə bərabər olub, işarə əksdir. Qeyd etmək lazımdır ki, zərrəcik və antizərrəcik anlayışları nisbidir. Elektronu zərrəcik, pozitronu antizərrəcik adlandırmaqda səbəb kainatda elektrona pozitrona görə daha çox təsadüf edilməsindədir. Pozitrona zərrəcik kimi baxılısaydı elektron antizərrəcik olardı.

Hal-hazırda “əsl” elementar zərrəcik leptonlar və onların antizərrəcikləri və fundamental qarşılıqlı təsirlərin kvantları – ötürüjüləri hesab olunur. Adronlara gəldikdə isə, birinjisi, onların sayı həddən artıq çoxdur. İkinjisi, adronlara aid olan rezonanslar qeyri-stabildir. Nəhayət, təjrübədə adronların elektromaqnit quruluşu müəyyən olmuşdur. Bütün bunlar adronların “əsl” elementar zərrəcik olmaması fikrinə gətirir.

1964–jü ildə Gell-Mann və Sveyq bir-birlərindən asılı olmayaraq adronların fundamental zərrəciklərdən - kvarklardan ibarət olma hipotezini irəli sürmüşlər. Bu fikir sonralar təjrübələrdə təsdiq olunmuşdur.

İndiyə qədər rayihə adlanan 5 kvark məlumdur: u, d, s, c və b. Onların kütlələri: $m_u \approx 5\text{MeB}$, $m_d \approx 7\text{MeB}$, $m_s \approx 150\text{ MeB}$, $m_c \approx 1,3\text{ QeB}$, $m_b \approx 4,7\text{ QeB}$ -dir. Altıncı kvark hesab edilən t kvarkın varlığı haqqında jüzi mə'lumatlar vardır ($m_t \geq 22\text{QeB}$) Bütün kvarkların spinləri $1/2$ olub barion yükləri $1/3$ – dir. Kvarkların xarakteristikaları: momentləri J, barion yükləri B, jütlükləri η_p , izospinləri T və onların üstün istiqamət üzrə proyeksiyaları T_3 , yükləri q, qəribəlik S, məftunluq C, gözəllik b və həqiqi t kvant ədədləri 2 jədvəlinə verilmişdir.

Kvark	İşa-rəsi	J	B	q	S	C	b	T
Yuxarı (up)	u	1/2	+1/3	+2/3	0	0	0	0
Aşağı (down)	d	1/2	+1/3	-1/3	0	0	0	0
Qəribə (strange)	s	1/2	+1/3	-1/3	+1	0	0	0
Məftun- luq (charm)	c	1/2	+1/3	+2/3	0	+1	0	0
Gözəl (beauty)	d	1/2	+1/3	-1/3	0	0	+1	0
Həqiqi (truth)	t	1/2	+1/3	+2/3	0	0	0	+1

Kvark modelinə görə proton iki u və bir d kvarkından ($p \rightarrow uud$), neytron bir u və iki d kvarkından ($n \rightarrow udd$) ibarətdir. Onların antizərrəjlikləri antikvarklardan ibarətdir. Mezonlar kvark və antikvarkdan ibarətdir. Məsələn: $\pi^+ \rightarrow u\bar{d}$, $\pi^- \rightarrow d\bar{u}$. Kvarkların spinləri yarımtam olduğundan onlar Fermi-Dirak statistikasına aid olub Pauli prinsipinə tabe olmalıdır. Onda protonun və ya neytronun quruluşuna iki eyni kvarkın daxil olması Pauli prinsipinin pozulmasına gətirir. Problemi aradan qaldırmaqdan ötrü hər bir kvarkın üç rəngdə olması fərz edilir: qırmızı R (red), yaşıl G (green) və mavi B (blue). Bu rənglərin qarışığı ağ rəngi verir. Antikvarkların rəngi isə “antirəng” olur. Rəng kvant ədədlərini nəzərə almaqla əlavə iki qayda daxil edilir:

- a) barionlar rəngləri ilə fərqlənən üç kvarkdan ibarətdir;
- v) mezonlar hər biri üç rəngə malik olan bir kvark və bir antikvarkdan ibarətdir.

Müasir təsəvvürlərə görə kvarklar arasında güclü qarşılıqlı təsir vahid spinə malik və sükunət kütləsi sıfır olan zərrəciklər - qluonların mübadiləsi ilə baş verir. Fərz edilir ki, qluonların sayı 8 olub, hər biri rəngə və antirəngə malikdir.

Beləliklə, kvark modelinə və ya kvant xromodinamikasına görə adronları əmələ gətirən kvarkların sayı $6 \times 3 \times 2 = 36$ – dır. Burada 6 - rəyihənin, 3 rəngin sayını, 2 isə hər bir kvarka qarşı antikvark qoyulduğunu göstərir. Onda “əsl” elementar zərrəciklərin sayı 60 olar. Bura 36 kvark, 12 lepton (antileptonlarla birlikdə) və 12 fundamental qarşılıqlı təsirlərin ötürüjüləri daxildir.

Qeyd edək ki, elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsiri vahid elektrozəif qarşılıqlı təsir daxilində birləşmə nəzəriyyəsi vardır. Bu nəzəriyyəyə görə 10^{-19} m-dən kiçik məsafələrdə zəif qarşılıqlı təsir ilə elektromaqnit qarşılıqlı təsir arasındakı fərq itir. Hal-hazırda zəif, elektromaqnit və güclü qarşılıqlı təsirləri vahid bir nəzəriyyə daxilində birləşdirilməsi üzərində elmi işlər aparılır. Nəzərə almaq lazımdır ki, vahid birləşmə nəzəriyyəsi heç də mövjud qarşılıqlı təsirlərin üzərindən xətt çəkmir. Əksinə, onlar vahid nəzəriyyənin strukturunu təşkil edib, vahid bir mexanizmin konkret təzahür formalarıdır.