

ŠIAULIŲ UNIVERSITETO
GAMTOS MOKSLŲ FAKULTETO
FIZIKOS KATEDRA

Tomas Savčukas Fizikos studijų
Programos II kurso studentas

RELIATYVISTINIŲ PATAISŲ ĮTAKA
BRANDUOLIŲ STABILUMUI
MAGISTRO DARBAS

Darbo vadovas: Prof. habil.dr. A. J. Janavičius

Šiauliai, 2010

ANOTACIJA

Žemėje kasdien bandoma atrasti vis daugiau elementų, tačiau ieškojimai labai daug kainuoja, todėl vis daugiau mokslininkų kuria modelių, kurie padėtų apskaičiuoti masyvių branduolių stabilumą.

Darbą sudaro:

- Įvadas
- Literatūros apžvelgimas
- Tyriamasis darbas
- Išvados

Atlikus darbą buvo prieta išvados, kad reliatyvistinės pataisos sudaro didelę reikšmę masyvių branduolių stabilumui.

ANOTATION

Earth's daily attempt to find more items, but the searches are very costly, so an increasing number of researchers designed models to calculate the massive nuclear stability.

The work consists of:

- Introduction
- Reviewing the literature
- Test work
- Findings

After work, it was concluded that the relativistic corrections of great importance to the stability of massive nuclei.

TURINYS

1. Įvadas	4
2. Masyvių branduolių savybės.....	5
3. Viendalelis sluoksnio modelis.....	9
4. Makroskopinis modelis	17
5. MAKROSKOPINIS - MIKROSKOPINIS MODELIS.....	19
6. Alfa dalelės skilimo konstanta λ	23
7. Reliatyvistinės pataisos.....	24
8. Branduolių alfa skilimas	25
9. Reliatyvistinių pataisų įtaka branduoliui X_{126}^{340}	29
10. Išvados	36
11. Literatūra	37

IVADAS

Sunkūs elementai egzistuojantys Žemėje yra uranas, radis. Visi sunkesni elementai yra išgaunami branduolinės reakcijos metu. Dar 1940 metais pirmas buvo išgautas neptūnis ($Z=93$). Laikui bėgant greit buvo atrasti elementai, kurių protonų skaičius yra tarp 93 ir 118, išskyrus 117.

Esminė sunkiųjų branduolių problema yra ta, kad juos sudaro didelis skaičius protonų (Z) ir neutronų (N), tik su dideliu skaičiumi protonų ir neutronų jie gali egzistuoti ir vykdyti sintezę. Ilgą laiką, kol nebuvo perprasta branduolio sluoksnio struktūra, niekas negalėjo net pagalvoti, kad egzistuoja elementai, kurių Z yra didesnis už 100. Tik ištyrus branduolio sluoksnį, buvo atverta galimybė suprasti apie jų egzistavimą. Jei branduolys turi uždara protonų ar neutronų sluoksnį, tai jie buvo pavadinti magiškaisiais branduoliais, o jei branduolys turi ir protono ir neutrono uždarus sluoksnius, tai jie yra vadinami dvigubai magiški branduoliai. Norint sukurti sunkiųjų branduolių teoriją, visų pirma reikėjo perprasti jų sluoksnių struktūrą ir tos struktūros efektus.

Pagal skaičiavimus visi branduoliai, kurių $Z > 103$, egzistuoja dėl savo sluoksnių struktūros. Be šios struktūros jie neegzistotų. Šie branduoliai buvo pavadinti sunkiaisiais branduoliais, o atitinkamai elementai sunkiaisiais elementais.

Kad visa tai būtų pasiekta mokslininkai vargo labai daug, ir tam buvo sukurta nevienas modelis, kuris padėtų rasti stabilius supersunkius branduolius. Tad darbe apžvelgsime tuos modelius ir palyginsime juos.

Darbo tikslas:

Apskaičiuoti reliatyvistinių pataisų įtaka branduolių stabilumui.

Darbo uždaviniai:

- Apžvelgti mokslinę literatūrą apie pusiau reliatyvistinį branduolio modelį ir sunkių branduolių stabilumą;
- Įvertinti reliatyvistinių efektų įtaka branduolio ryšio energijai ir stabilumui;
- Pritaikyti pusiau reliatyvistinio modelio teoriją supersunkių branduolių spektro skaičiavimams;

MASYVIŲ BRANDUOLIŲ SAVYBĖS

Esminis moderniosios branduolių mikroskopinės teorijos rezultatas yra spėjimas apie "stabilumo salą" hipotetinių supersunkiųjų elementų srityje.

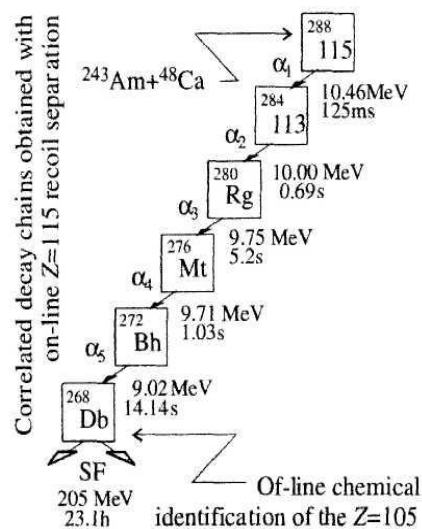
Reikšmingo sustiprinimo branduolių stabilume, nagrinėjant uždara sferinį apvalkalą, kai $Z=114$ (gali būti 120 ar 122) ir $N=184$, kuris seka dvigubai magiška ^{208}Pb branduolį, yra tikimasi iš branduolių su dideliu neutronų pertekliumi. Dėl šios priežasties, branduolių sintezei kai $Z=112-116$ ar 118 yra prenkamos reakcijos ^{238}U , $^{242,244}\text{Pu}$, ^{243}Am , $^{245,248}\text{Cm}$ ir $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$, kurios yra charakterizuojamos išgaravimo likučiais su maksimaliu neutronų skaičiumi.[2]

Branduolių formavimasis ir skilimas, kai $Z=112-116$ ar 118 buvo užregistruotas naudojant dujomis užpildytą apšaudymo separatorių, sumontuotą sunkiųjų jonų greitintuvo spindulyje.

Supersunkiųjų branduolių formavimo mechanizmas skilimo reakcijose tarp aktinidais apšaudomų branduolių ir ^{48}Ca jonų buvo tiriamas atskirai. Pagal branduolių tankį – aukščiau minėti reakcijų produktai, buvo matuojami pagal skirtingas jonų spinduliavimo energijas – iš to seka, kad jie suformuojami proceso metu, kuris apima 2-5 neutronų išspinduliavimą, priklausomai nuo jungtinio branduolio sužadavimo energijos (ar temperatūros).

Maksimali kryžminė formavimosi sritis sunkiesiems branduoliams iš esmės priklauso nuo neutronų skaičiaus jungtiniame branduolyje ir jo pozicija yra susijusi su uždaru neutronų apvalkalu $N=184$.

Naujieji nuklidai dažniausiai patiria vieną po kito einančius α -skilimus, kurie baigiasi savaiminiu skilimu (SF). Bendras skilimų laikas svyruoja nuo 0.5 ms iki ~ 1 dienos, priklausomai nuo protonų ir neutronų skaičiaus sintetinuose branduoliuose. Naudoti eksperimentiniai metodai yra demonstruojami pavyzdyje, 113 ir 115 elementų sintezės reakcijoje $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$. Trijų neutronų išgarinimas ir γ -spindulių išspinduliavimas iš jungtinių 115 elemento branduolių, sudaromas skilimo reakcijos metu, sukelia nelyginio nuklido formavimąsi nuosėdų būsenoje su 115 protonų ir 173 neutronais. Šis nuklidas yra „radioaktyvios šeimos“ tėvas, ši šeima susideda iš $Z=115(\alpha) \rightarrow 113(\alpha) \rightarrow 111(\alpha) \rightarrow 109(\alpha) \rightarrow 107(\alpha) \rightarrow 105(\text{SF})$ branduolių, susiformavusių dėl 5 iš eilės einančių α -dalelių išspinduliavimų, ir baigiasi savaiminiu Db izotopo ($Z=105$) skilimu. Ilgai gyvavusio Db izotopo savybės yra labai įdomios (c pav.).[1,2]



c pav.

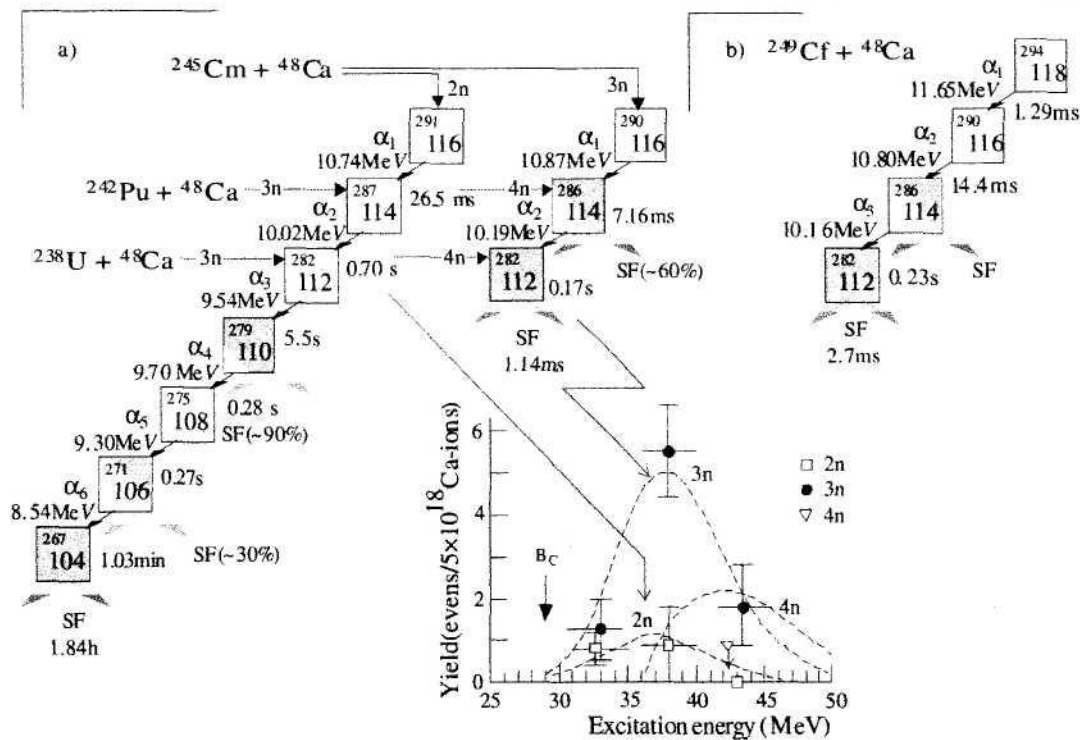
Dėl ilgo gyvavimo, 105 elemento atomai gali būti atskirti klasikiniu autonominiu radiocheminiu metodu – jonų mainų chromatografija, su po to einančiu jų skilimo matavimo, savaiminio skilimo būdu. Aštuoniais identiškais eksperimentais $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$, po cheminio atskyrimo, buvo aptikta 15 savaiminių skilimų per $T_{1/2} \sim 1$ dieną. Buvo parodyta, jog savaiminis skilimas įvykęs skylant $^{288}\text{115}$ branduoliui, kilo iš elemento, esančio cheminiu Nb ir Ta homologu, kuris yra Mendelejevo Periodinės Elementų Lentelės 5-osios grupės atstovai. Cheminis eksperimentas leidžia nepriklausomai ir vienareikšmiškai identifikuoti galutinio branduolio atominių numerį ($Z=105$) ir tuo pačiu metu identifikuoti visų nuklidų atominius numerius pilnai tarpusavyje susijusioje motininio $^{288}\text{115}$ branduolio skilimo grandinėje.

Dauguma eksperimentų buvo paskirti lyginių-Z elementų sintezei. ^{238}U , $^{242,244}\text{Pu}$, $^{245,248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ reakcijose pirmą kartą buvo išsintetinta 16 naujų nuklidų; tai yra elementų 110, 112, 114, 116 ir 118 izotopai. Su $^{291}\text{116}$ izotopu ir jo dukteriniais branduoliais $^{287}\text{114}$ bei $^{283}\text{112}$ buvo pastebėta retų 6-4 vienas po kito einančių α -skilimų šaka: $116(\alpha) \rightarrow 114(\alpha) \rightarrow 112(\alpha) \rightarrow 110(\alpha) \rightarrow 108(\alpha) \rightarrow 106(\alpha, \text{SF}) \rightarrow 104(\text{SF})$. Jie baigėsi daug neutronų turinčio izotopo ^{267}Rf savaiminiu skilimu ($T_{1/2} \sim 1.8$ h).[8]

Pirmą kartą buvo pranešti rezultatai apie sunkiojo elemento $Z=118$ sintezę. Ji buvo parodyta dviejų sunkiųjų branduolių skilimu $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$, po trijų neutronų išspinduliavimo, yra suformuojamas lyginis izotopas $^{284}\text{118}$, patyręs α -skilimą ($E_\alpha = 11.65 \pm 0.06$ MeV), kurio pusamžis yra $T_{1/2} = 0.9^{+1.1}$ ms. Jo tolesnis skilimas vyksta maždaug per 0.2 s šitokia grandine $^{284}\text{118}(\alpha) \rightarrow ^{280}\text{116}(\alpha) \rightarrow ^{276}\text{114}(\alpha, \text{SF}) \rightarrow ^{272}\text{112}(\text{SF})$. $^{284}\text{118}$ dukterinių branduolių savybės – izotopai su $Z=116$, 114 ir 112 – buvo ištirti individualiai su ^{238}U , ^{242}Pu bei $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ reakcijomis (e pav.). Buvo sudarytas 118 elemento izotopo skilimo nuoseklus paveikslėlis.[3]

Eksperimentų serijose naudojant ^{48}Ca -spindulį, atliktose per pastaruosius 5 metus, buvo pastebėti viso 74 įvykiai, pateikiantys pavyzdžių apie 29 naujų nuklidų su $Z=104-118$ ir $N=162-177$ suformavimą ir skilimą. Palyginimas tarp gerai žinomų branduolių $Z=110-112$ pusamžio bei tų pačių elementų naujai pastebėtų, daug neutronų turinčių izotopų rodo, kad jų masės didėjimas prisijungiant 6-8 neutronus padidina branduolio stabilumą per faktorių 10^4-10^5 .

Sunkiųjų branduolių izotopų skilimo savybės dabar yra lyginamos su mikroskopinių branduolių modelių spėjimais. Šis palyginimas pateikia įrodymų, apie supersunkiųjų elementų branduolio struktūros lemiamą įtaką jų stabilumui atsižvelgiant į skirtingus radioaktyvaus skilimo būdus. Smulkesnė analizė rodo, kad eksperimentai ne vien tik atkuria teoriškai prognozuojamus skilimo scenarijus, bet netgi yra pastovūs (su $\sim 5\%$ tikslumu) skilimo energijoms visiems 23 sintetintiems α -radioaktyviems branduoliams su $Z=106-118$ (e pav.). Iš šio taško, gauti rezultatai gali būti laikomi pirmaisiais eksperimentiniais įrodymais dėl „stabilumo salos“ egzistavimo sunkiųjų elementų srityje, žymiai praplečiant materialiojo pasaulio ribas.[1,3]

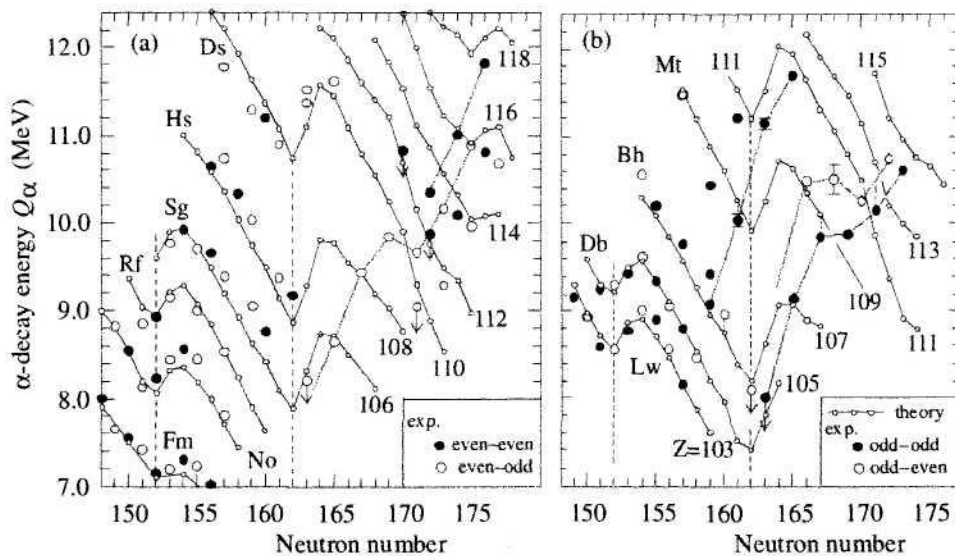


e pav.

Turint omenyje, kad naujų nuklidų kiekis sunkiųjų jonų reakcijose yra labai mažas, bet koks tolimesnis progresas šioje srityje visų pirma turi būti siejamas su eksperimento jautrumu. Jonų spindulių intensyvumo padidėjimas ir naujų, našesnių nustatymų kūrimas padarys tai, jog bus įmanoma atlikti esminius tyrimus branduolinėje fizikoje (branduolių masės ribų nustatymas), chemijoje (reliatyvistinis efektas), tuo pačiu metu paveikiant ir tarpdisciplinines sritis: branduolių

sintezės modeliai, astrofiziniai aspektai, supersunkiųjų atomų ir molekulių struktūros tyrimai, ir t.t.[7]

Vienas iš naujosios kartos nustatymų, MASHA (Supersunkiųjų Atomų Masės Analizatorius), yra pavadintas pirmuoju žingsniu siekiant šio tikslo. Šis naujas nustatymas, palyginus su jau egzistuojančiais kinematiniais separatoriais, bus kelis kartus efektyvesnis; jis turės didelę pasirinkimo ir identifikacijos galimybę atskiriamų atomų masės numeriams. Tuo pačiu metu, tai yra sudėtingas detektorius, kuris gali būti naudojamas skirtingoje cheminėje technikoje, tiriant supersunkiųjų elementų cheminę elgesį. Po 112 ir 114 elementų cheminių ir fizikinių savybių apibrėžimo ^{238}U , $^{242,244}\text{Pu}$ + ^{48}Ca reakcijose (yra suplanuota, kad tokie eksperimentai truks 1.5-2 metus), ir tolimesni tyrimai bus atliekami pasitelkiant MASHA nustatymus.



f pav.

Kita problema yra išgauti ilgiau gyvuojančius supersunkiuosius nuklidus. Kadangi dirbtinė branduolių sintezė yra ribota, yra svarstomos galimybės ieškoti stabiliausių branduolių Gamtoje su $Z=106-110$ bei $N \sim 180$ (apytikriai apskaičiavimai $T_{1/2} \sim 10^4$ iki 10^6 metų). Tarp galimų kandidatų pirmajam eksperimentui buvo pasirinktas 108 elementas (Hs). Ilgai gyvuojančio Hs izotopo paieška jo cheminiame homologe – metalinio Os (500g) pavyzdys – bus tiriamas Prancūzijos Modane laboratorijoje savaiminio branduolio skilimo registravimo būdu, ir jo bus ieškoma α - arba β -skilimo produktuose. Vieno savaiminio skilimo įvykis (matuotas kaip neutronų blykstėmis lydymo skilimo procesas) per 1 metų matavimų periodą atitiks koncentraciją sudarančią iki $5 \times 10^{-15} \text{ g g}^{-1}$ 108 elemento Os pavyzdyje, tariant, kad jo pusamžis yra lygus 10^9 metų. Ši maža vertė yra $\sim 10^{-16}$ kartus mažesnė nei urano koncentracija Žemės plutoje.

Nepaisant didelio eksperimento jautrumo, galimybės aptikti išlikusius supersunkiuosius branduolius yra maža. Vis dėlto, jokio efekto nebuvimas suteiks viršutinę ribą ilgai gyvuojančių nuklidų pusamžiui, kai $T_{1/2} \leq 5 \times 10^7$ metų.[2]

Viendalelis sluoksnio modelis

Viendaleliame sluoksniniame modelyje nagrinėjamas tarpusavyje nesąveikaujančių nukleonų judėjimas bendroje potencinėje duobėje, kurią sudarė visi branduolio nukleonai. Energetinės orbitos dalelės, judančios duobėje, grupuojasi sudarydamos sluoksnius, atskirtus žymiais energetiniais intervalais. Toks modelis buvo pavadintas sluoksniniu modeliu. Žemiau pateikiami argumentai, palaikantys prielaidą apie beveik nepriklausomą nukleonų judėjimą branduolyje, kuri pasiteisina stebinančiu tikslumu. Sluoksninis modelis – pagrindas aprašant skirtingų tipų liekamųjų sąveikų sukeltoms koreliacijoms tarp nukleonų.

Pateiksime apibendrintus fizikinius paaiškinimus, kodėl taikytinas nepriklausomų dalelių modelis, aprašant branduolių savybes. Kaip žinoma, branduolinių jėgų poveikio spindulys mažas, jos labai intensyvios ir, didžiąja dalimi, yra traukos jėgos. Branduolinį nukleonų sąveikos potencialą galima išskirti į dvi dalis: stipri trumpai veikianti stūma (kieta šerdis, spindulys $0,4 \cdot 10^{-13}$ cm) ir žymiai silpnesnė trauka, kurios veikimo spindulys didelis. Atsižvelgiant į branduolinės medžiagos tankį, apimtis, kurią užima stumianti šerdis, sudaro mažiau nei 1/100 branduolio apimties dalies. Stumianti šerdis atlieka svarbų vaidmenį branduolinių jėgų išotiniame – ji apsaugo nuo branduolio susitraukimo. Branduolinių jėgų traukos dalis daugiausiai susijusi su viduriniu branduolio lauku. Santykis tarp trumpai veikiančių stūmos jėgų ir traukos jėgų, t. y. stūmos spindulys ir traukos potencialo forma, o taip pat Paulio principas branduolyje atsakingi už tai, kad nepriklausomų dalelių modelį galima naudoti kaip pagrindą kuriant branduolio teoriją.[4,6]

Paulio principo vaidmuo branduolyje susitelkia į esminį nukleonų potencialo toliveikos dalies išjungimą. Dviejų nukleonų susidūrimo metu apsikeitimo dideliais impulsais tikimybė maža.

Tam, kad paaiškintume šią aplinkybę, išnagrinėkime paprastą pavyzdį. Tarkim branduolyje du nukleonai su Gauso potencialu, kurių impulsai p_1 ir p_2 sąveikauja vienas su kitu.

$$V(r_1 - r_2) = -V_0 \exp[-|r_1 - r_2|^2 / \mu^2]$$

Tikimybė, kad baigiamojoje būklėje dalelių impulsai bus p_1' ir p_2' nusakoma matricos elemento kvadratu.

$$\int \exp[-i(p_1' r_1 + p_2' r_2)] V(r_1 - r_2) \exp(p_1 r_1 + p_2 r_2) (dr_1)(dr_2)$$

Įvedame $r = r_1 - r_2$, perduotą impulsą $p = p_1 - p_2'$ ir gausime, kad matricos elementas proporcingas

$$-V_0 \int (dr) \exp(ipr) \exp(-r^2 / \mu^2) = -V_0 \int_{-\infty}^{\infty} (dr) \exp[-(r + ip\mu^2 / 2)^2 / \mu^2] \exp(-p^2 \mu^2 / 4) = -\pi^{3/2} \mu^3 V_0 \exp(-p^2 \mu^2 / 4)$$

Iš šios išraiškos matyti, kad sąveikaujant dviems nukleonams apsikeitimo dideliais impulsais tikimybė maža. Šis rezultatas teisingas ir kalbant apie kitų rūšių trumpai veikiančius potencialus.

Tokiu būdu, branduolyje dviejų nukleonų su dideliu perduotu impulsu sąveikos tikimybė visai maža. Tuo pat metu, visiems nukleonams, išskyrus tuos, kurie yra aukščiausiuose užpildytuose energetiniuose lygiuose, sąveikos su mažu impulso perdavimu neįmanomos dėl to, kad gretimais lygius užima kiti nukleonai ir į juos, dėl Paulio principo veikimo, negali pereiti nagrinėjami nukleonai.[4]

Branduolinės medžiagos tyrimai parodė, kad dalelių poros banginė funkcija branduolinėje medžiagoje nelabai skiriasi nuo laisvų dalelių poros banginės funkcijos. Skirtumas atsiranda tik tada, kai atstumas tarp dalelių tampa mažesnis nei vidutinis atstumas ($d \approx 1,7 \cdot 10^{-13}$ cm) tarp dalelių branduolyje. Esant dideliems atstumams branduolinės sąveikos banginė funkcija mažai skiriasi nuo laisvųjų dalelių banginės funkcijos. Tai galima paaiškinti taip: kai viena iš poros dalelių priartėja iki susilietimo su trečiąja dalele, atstumas tarp pradinės dalelių poros d . Esant šiam atstumui sąlyginio dviejų dalelių judėjimo banginė funkcija praktiškai įgauna laisvų dalelių banginės funkcijos pavidalą. Tokiu būdu, dauguma susidūrimų su trečiąja dalele vyksta sąlygomis, lyg pradinė pora išvis nesąveikavo su kitomis dalelėmis. Tai susiję su tuo, kad banginės funkcijos formos pokytį, veikiant sąveikos jėgoms apsunkina tai, kad visi gretimi Furjė komponentai priklauso kitoms dalelėms ir dėl to nepasiekiami nagrinėjamai dalelei.

Ankstesniuose darbuose branduolinis potencialas buvo vaizduojamas kaip sferiškai simetriška stačiakampė duobė arba harmoninis osciliatorius. Nukleonų išsklaidymo branduoliuose eksperimentai nurodo tai, kad harmoninio osciliatoriaus potencialas labiau tinka lengvų branduolių aprašymui, o stačiakampės duobės potencialas geriau aprašo sunkius branduolius. Realus branduolio potencialas turi būti baigtinis, neapibrėžta riba (taip pat kaip branduolinės medžiagos

tankis), priklausomybė nuo spindulio turi būti tarpinė tarp stačiakampės duobės ir harmoninio osciliatoriaus potencialų. Vidutinis branduolinis potencialas turi priklausyti nuo greičio. Paprastai potencialo priklausomybė nuo greičio įeina į kinetinę energiją nukleono masei pasikeičiant į efektyvią masę. Tokiu atveju vidutinis branduolinis potencialas išlieka statiškas.[4,5]

Išnagrinėkime lygių eiliškumą begalinėje sferinėje simetrinėje harmoninio osciliatoriaus duobėje. Potencialą užrašysime taip:

$$V(r) = m\omega_0^2 r^2 / 2 - V_0$$

kur m – nukleono masė; ω – klasikinio osciliatoriaus svyravimų dažnis. Šredingerio lygtis

$$(-\Delta / 2m + V(r) - E)\varphi = 0$$

sferiniam simetriniam potencialui $V(r)$ turi šį sprendimą:

$$\varphi_{n/m} = \frac{u_{nl}(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

Sferinė funkcija $Y_{lm}(\theta, \varphi)$, kuri lygi m yra savoji orbitalinio momento l^2 ir ašies z projekcijos l kvadrato operatoriaus funkcija. Radialinė bangos funkcijos $u_{nl}(r)$ dalis tenkina lygtį

$$\left\{ -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{1}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right\} u_{nl} = 0$$

Savosios šios lygties reikšmės atrodo šitaip

$$E_n = (N + 3/2)\omega_0 - V_0$$

kur $N = 0, 1, 2, \dots$ be to $N = 2n + 1 - 2$; n – radialinės banginės funkcijos $u_{nl}(r)$ mazgų skaičius. Kiekviena sava E_N reikšmė yra išsigimusi, ją atitinka kelios savosios funkcijos su skirtingomis l reikšmėmis. Jeigu N – lyginis skaičius, tai l įgyja reikšmes $0, 2, 4, \dots, N$; jeigu N – nelyginis skaičius tai $l = 1, 3, \dots, N$. Išsigimusioje būsenoje, esant duotajam N , maksimalus dalelių skaičius lygus

$$n_N = \sum_l 2(2l + 1) = (N + 1)(N + 2)$$

Visas dalelių skaičius, užpildęs sluoksnius nuo $N = 0$ iki $N = N_0$, lygus:

$$\sum_N n_N = (N_0 + 1)(N_0 + 2)(N_0 + 3) / 3$$

Priimta harmoninio osciliatoriaus lygius numeruoti naudojant skaičių poras (n, l) , kur n reiškia, kad duotoji l reikšmė lygių sekoje atsiranda n kartą, pavyzdžiui: 1s; 1p; 2s; 1d; 2p, 1f ir t. t. l reikšmei naudojami šie žymėjimai [12]:

$l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10,$

$s, p, d, f, g, h, i, k, l, m, n.$

Viendalelių būsenų energija begalinėje harmoninio osciliatoriaus duobėje, maksimalus dalelių n_N skaičius kiekvienoje išsigimusioje būsenoje ir visas dalelių $\sum n_N$ skaičius. Sluoksniai

užpildyti kai neutronų (protonų) skaičiai lygūs 2, 8, 20, 40, 70, 112, 168 ir t. t. Šie skaičiai (išskyrus pirmus tris) skiriasi nuo taip vadinamų stebuklingų skaičių, rastų eksperimentiniuose duomenyse. Stebuklingi skaičiai šie: 2, 8, 20, 28, 50, 82 ir 126, be to skaičius 126 priklauso tik neutronų sistemai. Šie skaičiai turi atitikti užpildytus sluoksnius. Pastebėsime, kad dalelių skaičiai, kuriems esant užpildyti stačiakampės duobės sluoksniai, taip pat skiriasi nuo stebuklingų. Todėl būtina atlikti vidurinio lauko potencialo modifikaciją.[4]

Ryškus banginės funkcijos radialinės dalies $u_{n1}(r)$ vaizdas priklauso nuo vidurinio lauko $V(r)$ potencialo radialinės priklausomybės. Funkcija $u_{n1}(r)$ tenkina šias ribines sąlygas:

$u_{n1}(r=0) = 0; u_{n1}(r \rightarrow \infty) \rightarrow 0$ Sferiškai simetriško harmoninio osciliatoriaus radialinė funkcija atrodo taip

$$u_{n1}(r) = N_{n1} \exp(-m\omega_0 r^2 / 2) (r\sqrt{m\omega_0})^l \alpha_{n-1}^{l+1/2}(m\omega_0 r^2)$$

kur N_{n1} – normuojamasis daugiklis; α_{n-1} – laipsnio Lagero polinomi pagal kintamąjį $m\omega_0 r^2$. Todėl

$$u_{n1}(r) \approx \exp(-m\omega_0 r^2 / 2) \Phi(r)$$

kur Φ – laipsnio polinomas $2(n-1) + l$ pagal kintamąjį r . $u_{n1}(r)$ funkciją taip pat galima užrašyti per išsigimusią hipergeometrinę funkciją. Jei vidurinio lauko potencialu imame stačiakampę duobę, tai $u_{n1}(r)$ išreiškiama per sferines Beselio funkcijas.

Įvertinsim dydį ω_0 , kuris atitinka teisingą branduolio spindulio reikšmę. Pažymėsime, kad osciliatorinio potencialo atveju bet kuriai būsenai vidutinė kinetinė energija lygi vidutinei potencialiai energijai. Jei praleistume $-V_0$, seka, kad visų nukleonų energijų suma esant $N - Z$ lygi

$$\sum_{i=1}^Z E_i + \sum_{i=1}^N E_i = m\omega_0^2 A \langle r^2 \rangle$$

kur $\langle r^2 \rangle \approx (3/5)R^2$ – vidutinis kvadratinis spindulys, be to $R = r_0 A^{1/3}$. Įvertinsim sumą pagrindinės branduolio būsenos, kurio visas būsenas iki Fermi paviršiaus energijos užima neutronai ir protonai, o kitos laisvos. Naudodamiesi $E_n = (N + 3/2)\omega_0 - V_0$ apskaičiuosime:

$$2 \sum_{i=1}^{A/2} E_i = \sum_{N=0}^{N_0} 2(N+1)(N+2)(N + \frac{2}{3})\omega_0 \approx \frac{1}{2}(N_0 + 2)^4 \omega_0$$

ir

$$A = 2 \sum_{N=0}^{N_0} (N+1)(N+2) \approx \frac{2}{3}(N_0 + 2)^3$$

Naudodami paskutinę formulę pakeisime N_0 į A , įterpsime į $\sum_{i=1}^Z E_i + \sum_{i=1}^N E_i = m\omega_0^2 A \langle r^2 \rangle$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{3}{2}\right)^{4/3} A^{4/3} \omega_0 = m \omega_0^2 A \frac{3}{5} R^2$$

ir gausime

$$\omega_0 = 41 A^{-1/3} \text{MeV}$$

Tokiu būdu rastas energetinis atstumas tarp harmoninio oscilatoriaus ekvidistancinių lygių.[4,6]

Jeigu realesnės radialinės priklausomybės išrinkimas vidutinio lauko potencialui neprivedė iki teisingų sluoksnių užpildymo skaičių, tuomet reikia įvesti tokią papildomą sąveiką, kuri skaido išsigimusias harmoninio oscilatoriaus būsenas. Sudarant sluoksnių branduolio modelį buvo padaryta prielaida apie pakankamai stiprios sukinio ir orbitos sąveikos egzistavimą. Sukinio ir orbitos sąveikos potencialą galima užrašyti taip

$$V_{ls} = -V_{ls}(r) \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$$

kur $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$; \mathbf{s} – nukleono sukinys; $V_{ls}(r) \sim (l/r) dV(r)/dr$.

Sukinio ir orbitos jėgos panaikina viendalelių sluoksnių išsigimimus pagal pilną dalelės j momentą. Naudodami santyki $j^2 = (l + s)^2 = l^2 + s^2 + 2(l \cdot s)$, gauname

$$ls = \frac{1}{2} \{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)\}$$

Kadangi sukinio ir orbitos jėgos nelemia didelio radialinių banginių funkcijų pokyčio, jų poveikis pasireiškia taip: lygis su $j = l + 1/2$ sumažėja dydžiu $(1/2) l \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl}$, lygis su $j = l - 1/2$ padidėja dydžiu $(1/2) (l+1) \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl}$. Skaidymo dydis lygus

$(1/2) (2l+1) \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl}$, t. y. skaidymasis didėja didėjant l , todėl kad $\langle V_{ls}(r) \rangle_{nl}$ – vidutinė $V_{ls}(r)$ reikšmė pagal (nl) būseną – mažai priklauso nuo l . Stebimi būsenų skaidymai su duomenimis l ir $j = l - 1/2$, $j = l + 1/2$ rodo, kad skaidymosi energija pagal dydį lygi

$$\Delta \varphi_{ls} \approx -20ls A^{-2/3} \text{MeV}$$

Atsižvelgiant į sukinio ir orbitos sąveiką banginę funkciją galima pateikti taip

$$\varphi_{nljm}(r, \theta, \varphi) = \frac{u_{nlj}(r)}{r} y_{ljm}(\theta, \varphi)$$

kur

$$y_{ljm} = \sum \langle l m_l (1/2) m_s / j m \rangle Y_{lm_l}(\theta, \varphi) \chi_{1/2}(m_s)$$

Prielaida apie palyginti didelės sukinio ir orbitos dalies egzistavimą vidutinio lauko potenciale patvirtinta daugeliu eksperimentinių faktų. Jiems priskiriamas lygių $j = l \pm 1/2$ skilimas, tai ypatingai aiškiai pasireiškia branduoliuose, kurie arba turi vieną nukleoną virš uždaro sluoksnio arba jiems trūksta vieno nukleono. Kitos nuorodos į sukinio ir orbitos sąveikos vaidmens svarbą –

tai poliarizaciniai reiškiniai nukleonams sąveikaujant su branduoliais. Stebimi poliarizaciniai efektai išsklaidant nukleonus ant branduolių patvirtina priimtą sukinio ir orbitos sąveikos dydį ir jo ženklą.

Pažiūrėsime, kaip pasikeis energetinis spektras po sukinio ir orbitos sąveikos įvedimo. Sukinio ir orbitos skilimo vaidmuo pavaizduotas pav. 2.2. Iš paveikslėlio matyti, kad po vidutinio lauko sukinio ir orbitos potencialo dalies įvedimo sluoksnių užpildymo skaičiai sutampa su stebuklingais skaičiais 2, 8, 20, 28, 50, 82 ir 126.[4,5]

Naudosime terminą *sluoksnis* būsenų išsidėsčiusių tarp stebuklingų skaičių visumai, ir *posluoksnis* – išsigimusioms būsenoms žymėti, kurios apibūdinamos skaičiais *nlj*. Pavyzdžiui, ketvirtas sluoksnis, kuris yra tarp neutronų (protonų) skaičių nuo 50 iki 82, susideda iš šių posluoksnių: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$. Dera pažymėti, kad harmoniniame potenciale su sukinio ir orbitos dalimi dažnai sluoksniai nusakomi vienareikšmiškai. Tačiau posluoksnių išsidėstymo sluoksnio viduje tvarka nevienareikšmiška, ji priklauso nuo sukinio ir orbitos sąveikos konstantos.

Kaip žinoma, vidutinį branduolio lauką gerai apibūdina baigtinis potencialas su neapibrėžta riba, kuris atkuria branduolinės medžiagos tankio priklausomybę nuo spindulio. Pagrindiniai vidutinio branduolinio potencialo parametrai pakankamai gerai nustatomi iš realios optinio potencialo dalies, optinio potencialo parametrai – iš didelės eksperimentinių nukleonų išsklaidymo ant branduolių duomenų visumos. Paprastai vidutiniu branduolio potencialu neapibrėžta riba imamas Saksono ir Vudso potencialas. Tai sferiškai simetriškos baigtinio gylio duobės potencialas, kurio paviršius $r = R_0$ atitinka dydį, lygų pusei reikšmės potencialo branduolio centre.

Saksono ir Vudso potencialą sudaro du nariai:

centrinis

$$V(r) = -V_0^{N,Z} / [1 + \exp\{\alpha(r - R_0)\}]$$

ir orbitinio sukinio

$$V_{ls}(r) = -\chi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (ls)$$

kur χ – neutronų ir protonų potencialių duobių gylis; α – difuzijos parametras; V_0 – sukinio ir orbitos sąveikos konstanta; $R_0 = r_0 A^{1/3}$

Apskaičiuojant protonų sistemos lygius vidutinio lauko potencialas ir V_c turi būti papildytas kulono sąveikos nariu, kuris esant vienaarūšei įkrautai sferai atrodo taip

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r}$$

Iliustruosime radialinę Saksono ir Vudso potencialo priklausomybę. Centrinė Saksono ir Vudso potencialo dalis neutronų sistemai ir osciliatorinis potencialas pateikti brėžinyje. Saksono ir Vudso potencialas lėčiau tolsta nuo branduolio centro palyginus su osciliatoriniu, jis yra tarpinis tarp stačiakampės duobės ir osciliatorinio potencialų. Branduolio ribos neapibrėžtumas ypatingai

svarbus tyrinėjant branduolines reakcijas. Centrinė Saksono ir Vudso potencialo dalis protonų sistemai pavaizduota pav. Dėl kulono stūmos vidutinis protonų potencialas gilesnis palyginus su neutronų ir turi kulono barjerą branduolio išorėje. Šis barjeras susidaro dėl kulono stūmos jėgų slopinimo branduolio viduje, kurį sukelia stipresnis branduolinis traukos potencialas. Sukinio ir orbitos sąveikos absoliučios reikšmės maksimumas yra branduolio paviršiuje. Saksono ir Vudso potencialo viendalelių lygių elgesio priklausomybės nuo branduolio spindulio tyrimas parodė, kad didėjant branduolio spinduliui lygiai su dideliu l leidžiasi greičiau, nei lygiai su mažu l .

Perėjimo nuo harmoninio osciliatoriaus potencialo su sukinio orbitos sąveika prie Saksono ir Vudso potencialo metu sluoksniai nesikeičia. Abiejų potencialų sluoksnių padėtis priklauso nuo panaudotų parametrų.[4,6]

Sprendžiant Šredingerio lygtį su Saksono ir Vudso potencialu banginė funkcija užrašoma taip, kad atskiriama kampinė priklausomybė. Atliekamas skaitinis uždavinio sprendimas su diskretiniu spektru – susijusios būsenos ir su nepertraukiamu spektru – didžiąja dalimi tik kvazisusijusios būsenos. Banginės funkcijos radialinės dalies lygtis sprendžiama su ribine sąlyga $u_q(r) = 0$ kai $r = 0$

Susijusioms būsenoms sprendimai egzistuoja tik tam tikroms energijos $E(q) < 0$ reikšmėms ir turi eksponentinę mažėjančią asimptotiką kai $r \rightarrow \infty$

$$u_q(r) \approx \exp\{-\sqrt{-E(q)}r\}$$

Čia q – charakterizuojančių būseną kvantinių skaičių visuma. Nesusijusioms būsenoms įvedamos kompleksinės energijos $E(q) - (i/2)\Gamma_q$, be to lygio Γ_q plotis lemia kvazistacionarinės būsenos gyvavimo trukmę. Tokios būsenos banginės funkcijos $|u_q|^2$ modulio kvadratas branduolio viduje laikui bėgant mažėja kaip $\exp\{-\Gamma_q t\}$. Kai $E(q) > 0$ sprendimai egzistuoja, griežtai kalbant, esant bet kokiai energijai, o banginės funkcijos asimptotika kai $r \rightarrow \infty$ yra osciliuojanti

$$u_q(r) \approx \sin\{\sqrt{E_q}r + \delta(q) - l\pi/2\}$$

kur $\delta(q)$ – išsklaidymo fazė

Būsenos $2p_{1/2}$ ir $1d_{5/2}$, yra gilios susijusios būsenos, o būsenos $3s_{1/2}$ ir $1h_{11/2}$ – kvazisusijusios, kurių viendalelės energijos atitinkamai lygios 1,4 ir 2,5 MeV. Iš paveikslėlio matyti, kad būsenų $1d_{5/2}$ ir $1h_{11/2}$ banginės funkcijos neturi mazgų, banginė funkcija $2p_{1/2}$ turi vieną mazgą, banginė funkcija $3s_{1/2}$ turi du mazgus branduolio viduje. Branduolio išorėje visų šių funkcijų elgesys nusakomas priklausomybe.[4,6]

Viendalelių energijų ir Saksono ir Vudso potencialo banginių funkcijų skaičiavimai atlikti daugelyje darbų, pavyzdžiui [118 – 124]. Daugelyje darbų į Saksono ir Vudso potencialo centrinę

$V(r)$ ir sukinių ir orbitos $V_{lr}(r)$ dalis įtraukiami patikslinimai ir papildymai. Taip [123] išrinkti skirtingais parametrai α ir r_0 centrinėje ir sukinių ir orbitos dalyse, konstantos V_0^{NZ} pakeistos

$$V_0 = V_0 - 4V_1(tT)/A + \gamma A + 0.4Z/A^{1/3}$$

Izosukinio narys $4V_1(tT)/A$ priveda iki priklausomybės $(N - Z)/A$. [126] tamprus protonų išsklaidymo, kurių energija 30-60 MeV analizės pagrindu padaryta išvada, kad potencialo izosukinio dalies spindulys kiek mažesnis už pagrindinės dalies spindulį.

Saksono ir Vudso potencialo viendalelės būsenos nagrinėjamos vieno nukleono perdavimo reakcijose. Manydami, kad izosukinys griežtai išsisaugo branduolinėse reakcijose, gauname, kad vykstant protoniniam stripingui branduolys pereina į būseną $T_z = T - 1/2$ ir $\mathbf{T} + \mathbf{1}/2$ kai $T_> = T + 1/2$ ir $T_< = T - 1/2$. Vykstant neutronų stripingui branduolys pereina į būseną $T_z = T + 1/2$ $T \geq T_z$. Atvirkštinė situacija nutinka vykstant pagavimo reakcijai. Todėl stripingo reakcijose potencialo gylis, kai sužadindamos dalinės būsenos, yra tokios

$$V^N = V_0 - (N - Z)V_1/A + \gamma A;$$

$$V^N = V_0 + (N - Z + 2)V_1/A + \gamma A + 0.4Z/A^{1/3};$$

$$V^N = V_0 - (N - Z)V_1/A + \gamma A + 0.4Z/A^{1/3}.$$

Paprastai taip vaizduojamas tik centrinės dalies potencialas.

Sluoksniniai efektai gan tiksliai atsiskleidžia eksperimentiniuose faktuose. Branduoliams, kurių reikšmės Z arba N lygios stebuklingiems skaičiams, būdingos anomalios savybės, susijusios su sluoksnių užpildymu. Branduolius, kurių užpildytas vienas sluoksnis, vadinsime stebuklingais. Jei užpildyti abu sluoksniai – dvigubai stebuklingais, kaip pavyzdžiui Pb_{82}^{208}

Sluoksnių egzistavimas lemia branduolių ryšių energijų elgesio trūkius. Pridėjus vieną nukleoną prie stebuklingo branduolio nukleono ryšio energija krenta maždaug 2 MeV. Ypatingai stipriai panašus efektas pasireiškia pridėjus nukleoną prie ^{208}Pb . Šis pokytis taip pat aiškiai matomas α ir β skilimų energijose. Kai kuriais atvejais nedidelės anomalijos pastebimos ryšių energijos dydžiuose kai vyksta posluoksnių užpildymas.

Sluoksniai taip pat pasireiškia anomaliai kai elementai visiškai išplinta priklausomai nuo masės skaičiaus A ir sąlyginiame šio elemento skirtingų izotopų paplitime. Atskirų izotopų ir izotopų santykinio paplitimo anomalijų priežastis – žymus branduolių su N ir Z , viršijančių stebuklingus skaičius, ryšio energijos sumažėjimas. Šios anomalijos pasireiškia tuo, kad skaičius stabilų ir ilgai gyvuojančių izotopų su $N = 20, 28, 50, 82$ ir 126 didesnis nei gretimų reikšmių N . N turi daugiau nei vieną stabilų nelyginį izotopą, kurie lygūs $20, 50$ ir 80 tuo metu kai kitoms N reikšmėms tenka tik vienas izotopas.

Užpildyti sluoksniai pasireiškia tuo, kad stebuklingi ir gretimi jiems branduoliai turi anomaliai mažus lygių tankius, įskaitant ir nukleono ryšio energiją. Tai lemia gan mažus šiluminių neutronų ir neutronų, kurių energija iki 1 MeV pagavimo pjūvius.

Dėl didelio likutinių sąveikų vaidmens nėra prasmės atlikti detalaus viendalelio sluoksnio modelio išvadų palyginimo su pagrindinių ir sužadintų branduolio būsenų savybėmis. Todėl galima tik aptarti, kaip tiksliai šis modelis nusako nelyginių, greta stebuklingų esančių branduolių pagrindinių būsenų sukinius ir lyginumus.

Pagrindinėse branduolių būsenose lyginiai neutronų ir protonų kiekiai koreliuoti poromis ir sudaro pilną sukinių, lygų nuliui, ir teigiamą lyginumą. Todėl pagrindinės būsenos nelyginio A branduolio sukiny ir lyginumas apibrėžiami sukiniu ir lyginumu to vidutinio lauko lygio, kuriame yra nelyginis nukleonas.[4]

Nelyginių branduolių pagrindinių būsenų sukinių eksperimentinių duomenų palyginimas su viendalelio modelio išvadomis rodo, kad viendalelis sluoksninis modelis pateikia teisingas nelyginių branduolių pagrindinių būsenų sukinių reikšmes, išskyrus tuos atvejus, kai po posluoksnių su mažu l užpildymo pradeda pildytis posluoksnis su dideliu l . Paskutiniu atveju dėl likutinių sąveikų nelyginis nukleonas pasilieka lygyje su mažu l . daugeliu nelyginių sferinių branduolių pagrindinių ir kai kurių izomerinių būsenų sukinių paprastas paaiškinimas rodo tai, kad harmoninis oscilatoriaus potencialas su sukinių ir orbitos sąveika ir Saksono ir Vudso potencialas pakankamai gerai aprašo vidutinį branduolio lauką.[4,5]

Makroskopinis modelis

Apie nukleonų tarpusavio ryšio stiprumą galima spręsti iš vadinamosios branduolio ryšio energijos. Branduolio ryšio energija E_r - tai darbas, kurį reikia atlikti norint suskaldyti į atskirus nukleonus. Iš energijos tvermės dėsnio išplaukia, kad, susidarant iš atskirų nukleonų branduoliui, turi išsiskirti toks pat energijos kiekis, kokį reikia išėkvoti tam, kad jis būtų suskaldytas į nukleonus.

Tikslei išmatavus branduolių mases, nustatyta, kad, branduolio masė M visada už jį sudarančių nukleonų masių sumą.

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

Čia m_p - protono masė, m_n - neutrono masė, o Δm - branduolio masės defektas. Šį branduolio masės sumažėjimą galima paaiškinti ryšio energijos išsiskyrimu susidarant branduoliui. Pagal energijos ir masės sąryšį $E = mc^2$, jeigu, susidarant branduoliui, išsiskyrė ryšio energija E_r , tada branduolio masė sumažėja dydžiu

$$\Delta m = E_r / c^2$$

tad energijos formulę galime perrašyti taip:

$$E_r = [Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2$$

Branduolio ryšio energija matuojama megaelektonvoltais (MeV):

$$1MeV = 10^6 eV = 10^6 * 1,6022 * 10^{-19} J$$

O elementariųjų dalelių masė išreiškiama atominiais masės vienetais (a. m. v)

$$1a.m.v. = 1,66057 * 10^{-27} kg$$

Tikslios protono, neutrono ir elektrono masės atominiais masės vienetais yra:

$$m_p = 1,007285a.m.v. \quad m_n = 1,008665a.m.v. \quad m_e = 5,48578 * 10^{-4} a.m.v.$$

Savitoji ryšio energija δE_r - ryšio energija, atitinkanti vieną nukleoną:

$$\delta E_r = \frac{E_r}{A}$$

Atsižvelgus į visus veiksnius, nuo kurių priklauso branduolio ryšio energija, gaunama pusempirinė branduolio ryšio energijos formulė, kurią suformulavo vokiečių fizikas Karlas Von Veiczekeris:

$$E_r = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z(Z - 1)A^{-1/3} - \eta(N - Z)^2 A^{-1} + C$$

Koeficientų reikšmės šioje formulėje buvo nustatytos empiriškai:

$$\alpha = 15,5MeV, \quad \beta = 16,8MeV, \quad \gamma = 0,72MeV, \quad \eta = 23MeV$$

$$C = +\Delta, \text{ jeigu } Z \text{ ir } N \text{ lyginiai}$$

$$C = 0, \text{ jeigu } A \text{ nelyginis}$$

$$C = -\Delta, \text{ jeigu } Z \text{ ir } N \text{ nelyginiai, beje } \Delta \approx \frac{34}{A^{3/4}} MeV$$

MAKROSKOPINIS - MIKROSKOPINIS MODELIS

Pastaruoju metu buvo stebima alfa skilimų grandinė, atitinkanti $^{293}118$ formavimąsi ir tolimesnį skilimą į $^{289}116$, $^{285}114$, $^{281}112$, $^{277}110$, ^{273}Hs bei ^{269}Sg . Alfa skilimo energija grandinėje varijuoja gan sklandžiai. Jei viršuje minėtieji paskyrimai yra patvirtinami ir skylantys branduoliai susiformuoja šalia savo pagrindinių būsenų (g.s.) arba jose, tuomet sklandus variavimas užkerta kelią tradiciniam makroskopiniam- mikroskopiniam $Z=114$ kaip magiškajam protonų skaičiui šiuose branduoliuose. [7]

Paskutiniai fenomenologiniai BE sistematikos bei Vignerio termo išsilaikymo sunkiųjų branduolių masėse tyrimai $Z=126$ nurodo kaip kitą sferinį magiškąjį skaičių, einantį po švino, ir tai sutampa su argumentais, kurie remiasi branduoline difuzija. Neseni nuoseklūs ir reliatyvūs apskaičiavimai protono magiškumą $Z=114$, 120, 124 ir 126 numato įvairiai.

Ši nauja raida prieštarauja prielaidai, padarytai pusempyrinio sluoksninio modelio masės lygtyje (SSME), teigiančiai, kad $Z=114$ yra protono magiškasis skaičius, einantis po švino. Lygtis baigiasi ties $Z=114$, tad ekstrapoliacija po Hs ($Z=108$) nėra naudinga. Tai rodo didėjantys duomenų nuokrypiai. Vadinasi, reikia rasti tinkamą lygties, esančios $Z=114$ kaimynystėje ir toliau, pakaitalą.

Ankstyvaisiais SSME etapais, kuomet ji buvo atskirai pritaikoma individualiose sluoksnio srityse (zonose) $N-Z$ plokštumoje, tiek $Z=114$, tiek $Z=126$, kurie tuo pat metu buvo laikomi galimais protono magiškaisiais skaičiais, buvo laikomi sluoksninės srities riba kiekvienoje iš dviejų sunkiausių sričių su $Z \geq 82$, ir atitinkamomis elektroninėmis sandūromis $82 \leq N \leq 126$ (čia vadinama sritimi A) bei $126 \leq N \leq 184$ (vadinama sritimi B). Duomenų atitikimas buvo pastebimas abiejų pasirinkimų atveju, o remiantis vyraujančiu požiūriu antrojo dešimtmečio viduryje, $Z=114$ buvo pasirinktas SSME masės lentelei. [7,9]

Bendra branduolinė energija E yra užrašyta kaip poravimo, deformacijos ir kuloninės energijos suma.

$$E(N, Z) = E_{\text{pair}}(N, Z) + E_{\text{def}}(N, Z) + E_{\text{Coul}}(N, Z).$$

1 lygtis

$$E_{\text{Coul}}(N, Z) = \left(\frac{2Z_0}{A} \right)^{1/3} [\alpha^C + \beta^C(Z - Z_0) + \gamma^C(Z - Z_0)^2],$$

E_{Coul} forma yra tokia pati visose sluoksninėse srityse,

o E_{pair} forma yra tokia pati visose įstrižose sluoksninėse srityse, kur pagrindiniai valentingumo sluoksniai yra tokie patys neutronų ir protonų atžvilgiu, ir neįstrižose srityse, kur neutronų ir protonų valentingumo sluoksniai skiriasi.

$$E_{\text{pair}}(N, Z) = \left(\frac{A_0}{A} \right) \left[\alpha + \beta_1(N - N_0) + \beta_2(Z - Z_0) + \gamma_1(N - N_0)^2 + \gamma_2(Z - Z_0)^2 + \gamma_3(N - N_0) \times (Z - Z_0) + \frac{1 - (-1)^N}{2} \Theta_1 + \frac{1 - (-1)^Z}{2} \Theta_2 + \frac{1 - (-1)^{NZ}}{2} \mu \right]. \quad (6)$$

Dalis E_{def} sričiai B su $Z=126$ yra virš protono ribos.

$$E_{\text{def}}(N, Z) = \left(\frac{A_0}{A} \right) [\varphi_{21} \Phi_{21}(N, Z) + \varphi_{31} \Phi_{31}(N, Z) + \chi_{12} X_{12}(N, Z)],$$

Su

$$\Phi_{21}(N, Z) = (N - 126)^2 (184 - N)^2 (Z - 82) (126 - Z),$$

$$\Phi_{31}(N, Z) = (N - 126)^3 (184 - N)^3 (Z - 82) (126 - Z),$$

$$X_{12}(N, Z) = (N - 126)(184 - N)(N - 155)(Z - 82)^2 \times (126 - Z)^2 (Z - 104).$$

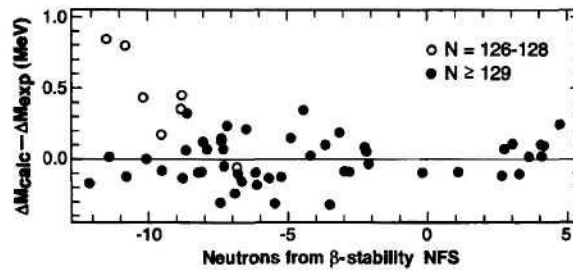
Atitinkamos N_0 , Z_0 ir A_0 vertės yra 126, 82 ir 208. Koeficientai, didinantys N ir Z funkcijas, sutampa su duomenimis. Jų skaitinės reikšmės yra pateiktos I lentelėje. Masės perteklius $\Delta M(N, Z)$ prie lygties (1) pridėjus branduolinės masės perteklių sumą $N\Delta M_n + Z\Delta M_H$.

Eksperimentiniai duomenys, naudojami pritaikymuose, apėmė 211 masių. Šiuo metu žinoma 267 eksperimentinių masių B srityje. Į jas įeina 56 naujos masės, kurios nebuvo naudojamos suderinimuose. [8,9]

Kitaip nei SSME atveju, kuomet nuokrypiai su apibrėžtimis, yra pažymėti grafike kaip Z funkcija, jie nedidėja, kai Z didėja link 114. Kita vertus, egzistuoja pastebimai $^{218,219}\text{U}$ bei $^{217,219}\text{Pa}$ nuokrypiai, turintys atitinkamus neutronų skaičius 126, 127, 126 ir 128.

1 pav. vaizduoja nuokrypį kaip atstumo nuo beta stabilumo funkciją, pažymėtą „neutronai ir stabilumo“ (NFS) ir apibrėžtą $NFS = N - Z - 0.4A^2/(A + 200)$. Tušti apskritimai reiškia $N=126 - 128$ branduolių ^{216}Ac , ^{218}Pa , ^{216}Th , ^{217}Pa , ^{219}Pa , ^{219}U ir ^{218}U nuokrypius, kurie didėja tokia tvarka. Šie nuokrypiai rodo vis didėjančią ekstrapoliuoto $N \approx 126$ branduolio skilimą (underbinding), didėjant Z . Jie yra susiję su didėjančiu ekstrapoliuotos masės paviršiaus netolydumu ties bendra A ir B sričių riba $N=126$, kuomet dvi sritys yra derinamos atskirai. .

Likusių 49 branduolių su ≥ 129 nuokrypiai, kurie nesilaiko $N=126$ ribos, tačiau



1 pav

plečiasi vidų, yra pažymėti pilnais apskritimais. Jie yra apytiksliai vienodai teigiami ar neigiami, turi panašias reikšmes ir neatrodo, kad būtų koreliuoti su NFS.

Senų duomenų atveju δ_{av} reikšmės yra vienas keVs (kiloelektronvoltai), o δ_{rms} atveju jos svyruoja 110-170 keV. Naujesnių duomenų atveju reikšmės yra didesnės, kadangi turi atitinkamas 53 ir 236 keV vertės ΔM atžvilgiu bei mažesnes vertes S_n , S_p , Q_{β^-} ir Q_{α} atžvilgiu.

Masės nuokrypiai, pavaizduoti 1 lentelėje, sudaro pusę atitinkamų kelių pastarųjų masės modelių nuokrypių. Pagrindinė šių mažesnių nuokrypių priežastis gali būti particlehole-symmetric formos sąveikos laikotarpio E_{def} įtraukimas Eq.

1 lentelė

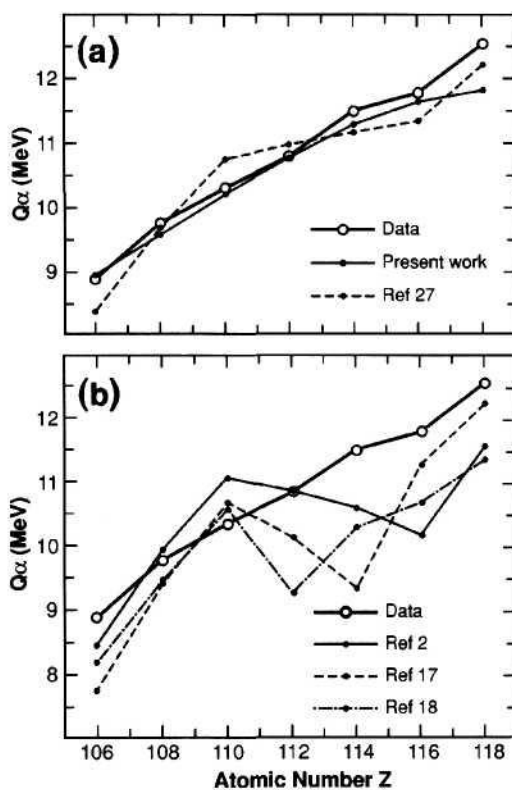
Data	Original nuclei (1973)			New nuclei (1973–1999)			Error ratio
	N	δ_{av} (keV)	δ_{rms} (keV)	N	δ_{av} (keV)	δ_{rms} (keV)	
ΔM	211	2	126	56 (49)	53 (-1)	236 (155)	1.87 (1.23)
S_n	169	1	117	45 (38)	12 (-2)	171 (145)	1.46 (1.24)
S_p	162	-4	121	52 (44)	-17 (15)	184 (148)	1.52 (1.22)
Q_{β^-}	146	-7	158	51 (44)	-19 (14)	209 (169)	1.32 (1.07)
Q_{α}	174	-6	162	57 (55)	-3 (-8)	220 (220)	1.36 (1.36)

Tol, kol nesiimama naujo SSME derinimo prie duomenų abeiose A ir B srityse, siūlome vietoj SSME naudoti lygtį (1) su I lentelės koeficientais kaip tinkamą prognozuojančią priemonę SHE B srities tyrime. Svarbu akcentuoti, kad viršuje minėtieji dviprasmiški rezultatai nėra aukščiausios $Z=126$ magiško įrodymas, kadangi nėra atlikta jokių tokio tipo lyginamųjų turimų.[8,9]

Spėjimų (1) lygties verčių variavimas grandinėje yra sklandesnis nei duomenų. Kilpų ties $Z=112$ ir 116 nėra. Tokios kilpos paprastai yra laikomos pomagiškaisiais skaičiaus poveikiais, o SSME jas naikina konfigūracinė sąsaja tarp posluoksnių, apibūdintų E_{def} , Eq. SSME netinkamumas netikėtų vietos pokyčių, susijusių su posluoksnių struktūra.

Kita vertus mikroskopinė energija, apskaičiuota Ref., iš esmės yra nukleono energijų suma, turinti magiškojo ir pomagiškojo tarpo efektą. Atitinkama linija 1 grafike turi kilpų ties $Z=110$ ir 116 , atitinkančių numatytus pomagiškuosius skaičius $Z=108$ bei 116 , kuriuos rodo didėjantys vertikalūs atstumai tarp izotopinių Q_α linijų 4 grafike.

Konfigūracinės sąsajos sklandumo poveikio pasigendama makroskopiniuose-mikroskopiniuose Strutinsky tipo bei nuosekliuose apskaičiavimuose. Įterptų $T = 1, J = 0$ poravimo koreliacijų nepakanka. Tai gali pasireikšti apskaičiuotuose pomagiškuosiuose tarpuose ir susijusiose kilpose, kurios yra pernelyg didelės, lyginant su duomenimis. 2 grafiko (b) plokštuma vaizduoja dideles kilpas ties atitinkamais protonų skaičiais $Z = 112, 114$ bei 116 , kuriuos numato Refs. Kilpos ties $Z = 114$ bei 116 buvo pastebėtos anksčiau. [12]



1 grafikas

Galiausiai reikia paminėti alfa skilimo grandinę, kuri yra puikus kandidatas, prasidedantis nuo $^{289}114$ ir skylantis iki $^{285}112$ bei $^{281}110$. Atitinkamas (1) lygtyje apskaičiuotų energijų nuokrypio vidurkis ir vidutinė kvadratinė vertė yra 847 bei 905 keV. Tai ženkliai viršija tuos nuokrypius, kurių buvo tikėtasi, remiantis 1 pav. duomenimis, skirtais pagrindinės būsenos

šuo liams. Jei aukščiau minėtieji paskyrimai pasitvirtina, dideli nuokrypiai gali rodyti, kad skilimo grandinė nesidriekia per pagrindinės būsenos kaimyninius lygius[7,9].

Alfa dalelės skilimo konstanta λ

Išmatuotas natūralus alfa spinduolio pusamžis svyruoja nuo 0.3 μ s iki maždaug 10^{17} . Yra manoma, kad egzistuoja alfa spinduolis su daug ilgesniu pusamžiu, tačiau tada aktyvumas toks silpnas, kad sunku aptikti.

Ilgiausia gyvavimo trukmė buvo išmatuota sumuojant visus skilimus per sekundę, naudojant bandinį, kurio branduolio skaičius buvo žinomas. Beard ir Wiedenbeg atliko skaičiavimus su Sm^{147} pusamžiu. Jie naudojo sluoksnį samariumo chlorido apie 100 μ gm/ cm^2 storio, užlašinto ant plonos zapono lako plėvelės. Bandinys buvo įmontuotas į dujų skaitiklį, taip kad alfa dalelės galėtų emituoti į visas puses ir būtų užregistruotas skaitiklyje. Tyrimai parodė, kad veiklumas buvo 719 ± 3.6 skaičiavimai per sekundę, grame Sm^{147} . Iš tų duomenų buvo paskaičiuota alfa skilimo konstanta λ .

$$\lambda = \frac{-dN/dt}{N} = \frac{719 \times 147}{6.025 \times 10^{23}} = 1.75 \times 10^{-19} s^{-1}$$

Tai atlikta su pusamžiu tarp $(1.25 \pm 0.06) \times 10^{11}$. Kai pusamžis yra mažesnis už keletą metų, buvo pastebėta, kad lėtėja skaičiavimų greitis. Jai branduolys priklauso radioaktyviai grandinei, tai skaičiavimo eksperimentas turi būti atliekamas chemiškai atskiriant motininį ir dukterinį produktą. Kai atskyrimas yra nebūtinai tai sunku panaudoti šį metodą, norint atlikti skaičiavimus kai pusamžis yra mažesnis nei viena minutė. Branduolius su mažesniu pusamžiu kartais galima atskirti mechaniškai nuo motininio produkto.[5,6]

Daug anksčiau alfa skilimo teorija išplėtojo Geigeris ir Nutalas, jie pastebėjo priklausomybę alfa dalelės energijos nuo pusamžio. Šis empirinis sąryšis yra išreikštas formule:

$$\log_{10} \lambda = C - D/\sqrt{E_{\alpha}},$$

kur E_{α} yra skaičiuojama MeV (mega elektronvoltais), C ir D yra protonų lėtai varijuojančios funkcijos, bet nepriklauso nuo neutronų skaičiaus N. Kai $Z \approx 90$, tai šie parametrai yra maždaug lygus $C \approx 52$ ir $D \approx 140$. Alfa skilimo teorija nurodo skilimo konstantos formulę. Šis apytikslis skaičius yra pakankamai tikslus, kad formulė būtų teisinga.[6]

Reliatyvistinės pataisos

Klasikinės dinamikos dėsniai nenaudoja tiesiogiai sistemų, kuriose dalelės juda šalia viena kitos ar juda atskaitos sistemoje kur jų greitis priartėja šviesos greičiui. Modernioji fizika demonstruoja kad dalelės masė išauga padidėjus jos greičiui ir ši priklausomybė išreiškiama formule

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \text{ kur } m_0 - \text{ramybės masė, } \beta = \frac{v}{c}, \text{ reliatyvus dalelės greitis yra dalinamas iš šviesos}$$

greičio. Pagrindiniai mechanikos formulės ir dėsniai teigia:

- 1) Tiesinis judesio kiekis išlaikomas sistemoje kurioje neveikia išorinės jėgos. Tiesinis jėgos momentas dalelei apibrėžiamas formule $p = mv$, kur masė m yra pateikiama iš E_q .
- 2) Kampinis momentas veikia sistemoje su atramos tašku, kurioje neveikia išorės sąsūkos momentai. Dalelės kampinis momentas apibrėžiamas formule $L = r \times p$, kur r dalelės atramos taško radiuso vektorius.
- 3) Uždaros sistemos pilnutinė energija yra pastovi. Laisvosios dalelės pilnutinė energija yra
- 4) apskaičiuojama $E = mc^2$. Kinetinė energija $T = mc^2 - m_0c^2$. Kai greitis yra mažas

$$\text{kinetinės energijos formule galime užrašyti } T \approx \frac{1}{2}mv^2$$

5) Jėga yra apibrėžiama $F = \frac{dp}{dt}$

6) Darbas yra apibrėžiamas, kaip energijos didėjimas ir familiariu darbo dėsniu $\Delta W = \int F \cdot ds$

Tai lygtis $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ gali būti perrašyta į:

$$(mc^2)^2 = (m_0c^2)^2 + (pc)^2$$

Ši lygtis duoda ryšį tarp pilnutinės energijos, ramybės energijos ir judesio kiekio. Pakeitus pilnutinę energiją į ramybės energijos ir kinetinės energijos sumą ($mc^2 = m_0c^2 + T$), gaunamas ryšys tarp kinetinės energijos ir judesio kiekio, kuris išreiškiamas:

$$p = \sqrt{2m_0T + \frac{T^2}{c^2}}$$

Išskyrus šios išraiškos po šaknį, judesio kiekio formulė yra tokia pat kaip ir klasikinė judesio kiekio formulė. Dėl to ši išraiška yra pavadinta reliatyvistinės pataisos išraiška.[5,6]

Branduolių alfa skilimas

Alfa dalelių kinetinių energijų EK skaičiavimas

EP – porinių sąveikų energija

EC – kuloninių sąveikų energija

E1, E2 – branduolio ryšio energija

1) ${}_{114}^{298}X$

EP = -3404.977 MeV

EC = 1572.13 MeV

E1 = -1832,84 MeV

Po α skilimo

${}_{112}^{294}X$

ED = -0.78641 MeV

EP = -3344,52 MeV

EC = -1518.01 MeV

E2 = -1827.29 MeV

EK = E1 - E2 - E α

EK = -1832 - (-1827) - (-28.3) = 23.3 MeV

Įvertiname, ΔEK su reliatyvistinėmis pataisomis

$$\Delta EK = EK + E_m^p + E_m^n$$

$\Delta EK = 23.3 \text{ MeV} + 2 \cdot (-0.3259) + 2 \cdot (-0.4829) = 21.7 \text{ MeV}$, kaip matome EK sumažėjo.

Įvertiname α skilimo konstantos pasikeitimą įvertinus reliatyvistines pataisas. Naudojame Geiger ir Nuttal formulę:

$$\log_{10} \lambda = C - \frac{D}{\sqrt{E_\alpha}}$$

Visų pirma apskaičiuojame α skilimo konstantą neįvertinus reliatyvistinių pataisų ir gauname, kad

$$\log_{10} \lambda = 23.01$$

$$\lambda = 1.02 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$$

Apskaičiuojame skilimo pusperiodį:

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}$$

$$T_{1/2} = 0.679 \times 10^{-23} s$$

Apskaičiuojame α skilimo konstantą įvertinus reliatyvistines pataisas ir gauname, kad

$$\log_{10} \lambda = 21.89$$

$$\lambda = 7.76 \times 10^{21} s^{-1}$$

Apskaičiuojame skilimo pusperiodį:

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}$$

$$T_{1/2} = 0.09 \times 10^{-21} s$$

$$2) {}_{126}^{340}X$$

$$EP = -3856.90 \text{ MeV}$$

$$EC = 1915.21 \text{ MeV}$$

$$E1 = -1941.70 \text{ MeV}$$

Po α skilimo

$${}_{124}^{336}X$$

$$ED = -50.8590 \text{ MeV}$$

$$EP = -3793.67 \text{ MeV}$$

$$EC = 1855.84 \text{ MeV}$$

$$E2 = -1988.68 \text{ MeV}$$

$$E = E1 - E2 - E\alpha$$

$$E = -1941.70 - (-1988.68) - (-28.3) = 75.28 \text{ MeV}$$

Įvertiname, ΔEK su reliatyvistinėmis pataisomis

$$\Delta EK = EK + E_m^p + E_m^n$$

$$\Delta EK = 75.28 \text{ MeV} + 2 * (-0.3837) + 2 * (-0.5149) = 73.48 \text{ MeV} , \text{ kaip matome EK sumažėjo.}$$

Įvertiname α konstantos pasikeitimą įvertinus reliatyvistines pataisas. Naudojame Geiger ir Nuttall formulę:

$$\log_{10} \lambda = C - \frac{D}{\sqrt{E_\alpha}}$$

Visų pirma apskaičiuojame α skilimo konstantą neįvertinus reliatyvistinių pataisų ir gauname, kad

$$\log_{10} \lambda = 35.87$$

$$\lambda = 7.41 \times 10^{35} \text{ s}^{-1}$$

Apskaičiuojame skilimo pusperiodį:

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}$$

$$T_{1/2} = 0.093 \times 10^{-35} \text{ s}$$

Apskaičiuojame α skilimo konstantą įvertinus reliatyvistines pataisas ir gauname, kad

$$\log_{10} \lambda = 35.66$$

$$\lambda = 4.57 \times 10^{35} \text{ s}^{-1}$$

Apskaičiuojame skilimo pusperiodį:

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}$$

$$T_{1/2} = 0.152 \times 10^{-35} \text{ s}$$

3) ${}_{120}^{334}\text{X}$

$$ED = -168.222 \text{ MeV}$$

$$EP = -3689.36 \text{ MeV}$$

$$EC = 1739.73 \text{ MeV}$$

$$E1 = -2117.85 \text{ MeV}$$

Po α skilimo

${}_{118}^{330}\text{X}$

$$ED = -169.1727 \text{ MeV}$$

$$EP = -3625.26 \text{ MeV}$$

$$EC = 1682.99 \text{ MeV}$$

$$E2 = -2111.44 \text{ MeV}$$

$$EK = E1 - E2 - E\alpha$$

$$EK = -2117.85 - (-2111.44) - (-28.3) = 21.89 \text{ MeV}$$

Įvertiname, ΔEK su reliatyvistinėmis pataisomis

$$\Delta EK = EK + E_m^p + E_m^n$$

$$\Delta EK = 21.89 \text{ MeV} + 2 * (-0.3430) + 2 * (-0.5149) = 20.08 \text{ MeV} , \text{ kaip matome EK sumažėjo.}$$

Įvertiname α konstantos pasikeitimą įvertinus reliatyvistines pataisas. Naudojame Geiger ir Nuttal formulę:

$$\log_{10} \lambda = C - \frac{D}{\sqrt{E_{\alpha}}}$$

Visų pirma apskaičiuojame α skilimo konstantą neįvertinus reliatyvistinių pataisų ir gauname, kad

$$\log_{10} \lambda = 22.02$$

$$\lambda = 1.047 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$$

Apskaičiuojame skilimo pusperiodį:

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}$$

$$T_{1/2} = 0.66 \times 10^{-22} \text{ s}$$

Apskaičiuojame α skilimo konstantą įvertinus reliatyvistines pataisas ir gauname, kad

$$\log_{10} \lambda = 20.75$$

$$\lambda = 5.623 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$$

Apskaičiuojame skilimo pusperiodį:

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}$$

$$T_{1/2} = 0.123 \times 10^{-20} \text{ s}$$

$$4)) \text{}_{114}^{288}\text{X}$$

$$\text{ED} = -6.7372 \text{ MeV}$$

$$\text{EP} = -3354.688 \text{ MeV}$$

$$\text{EC} = 1572.129 \text{ MeV}$$

$$\text{E1} = -1789.296 \text{ MeV}$$

Po α skilimo

$$\text{}_{112}^{284}\text{X}$$

$$\text{ED} = -7.021055 \text{ MeV}$$

$$\text{EP} = -3295.812 \text{ MeV}$$

$$\text{EC} = 1518.010 \text{ MeV}$$

$$\text{E2} = -1786.824 \text{ MeV}$$

$$\text{EK} = \text{E1} - \text{E2} - \text{E}\alpha$$

$$\text{EK} = 15.96 \text{ MeV}$$

Atlikus eksperimentą pusiau reliatyvistiniu modeliu $E_K=8.384\text{MeV}$ (eksperimento duomenys paimti iš A.J.Janavičius, shell stability of heaviest atomic nuclei in the semi-relativistik model, Journal of physics (2000)).

5) ${}_{114}^{285}X$

ED= -9.15282 MeV

EP= -3337.46 MeV

EC= 1572.12MeV

E1= -1774.484 MeV

Po α skilimo

${}_{112}^{281}X$

ED= -11.50642 MeV

EP= -3279.048 MeV

EC= MeV

E2= -1772.545 MeV

$E_K=E_1-E_2-E_\alpha$

$E_K= 26.36 \text{ MeV}$

Atlikus eksperimentą pusiau reliatyvistiniu modeliu $E_K=8.384\text{MeV}$ (eksperimento duomenys paimti iš A.J.Janavičius, shell stability of heaviest atomic nuclei in the semi-relativistik model, Journal of physics (2000))

Reliatyvistinių pataisų įtaka branduoliui X_{126}^{340}

Visų lentelių duomenys gauti iš A.J.Janavičius, shell stability of heaviest atomic nuclei in the semi-relativistik model, Journal of physics (2000)

Lentelė 1 Protonų viendalelės energijos E_{nl}^p ir suminės energijos E_s^p kvantinėms būsenoms nlj

nlj	Z	E_{nlj}^p , MeV	E_s^p , MeV
$2g_{9/2}$	148	-1.103	-11.03
$1i_{11/2}$	138	-1.859	-22.308
$3p_{1/2}$	126	-3.227	-6.454
$3p_{3/2}$	124	-4.414	-17.656
$2f_{5/2}$	120	-4.716	-28.296
$1i_{13/2}$	114	-7.507	-105.09
$2f_{7/2}$	100	-7.553	-60.424
$1h_{9/2}$	92	-8.828	-88.28
$3s_{1/2}$	82	-10.31	-20.62
$2d_{3/2}$	80	-11.17	-44.68
$1h_{11/2}$	76	-12.17	-146.04
$2d_{5/2}$	64	-12.71	-76.26
$1g_{7/2}$	58	-13.81	-110.48
$1g_{9/2}$	50	-15.40	-154
$2p_{1/2}$	40	-17.36	-34.72
$2p_{3/2}$	38	-17.79	-71.16
$1f_{5/2}$	34	-19.45	-116.7
$1f_{7/2}$	28	-21.15	-169.2
$2s_{1/2}$	20	-22.33	-44.66
$1d_{3/2}$	18	-23.95	-95.8
$1d_{5/2}$	14	-24.67	-148.02
$1p_{1/2}$	8	-27.23	-54.46
$1p_{3/2}$	6	-27.97	-111.88
$1s_{1/2}$	2	-29.83	-59.66

Lentelē 2 Reliatyvisticinēs pataisos protonams E_m^p ir sumiņēs vērtēs E_s^p kvantinēms būsenoms nlj.

nlj	Z	E_m^p , MeV	E_s^p , MeV
$2g_{9/2}$	148	-0.3975	-3.975
$1i_{11/2}$	138	-0.3351	-4.0212
$3p_{1/2}$	126	-0.3837	-0.7674
$3p_{3/2}$	124	-0.3837	-1.5348
$2f_{5/2}$	120	-0.3430	-2.058
$1i_{13/2}$	114	-0.3259	-4.5626
$2f_{7/2}$	100	-0.3381	-2.7048
$1h_{9/2}$	92	-0.2687	-2.687
$3s_{1/2}$	82	-0.2345	-0.469
$2d_{3/2}$	80	-0.2045	-0.818
$1h_{11/2}$	76	-0.3114	-3.7368
$2d_{5/2}$	64	-0.1925	-1.155
$1g_{7/2}$	58	-0.2057	-1.6456
$1g_{9/2}$	50	-0.2093	-2.093
$2p_{1/2}$	40	-0.8244	-1.6488
$2p_{3/2}$	38	-0.1213	-0.4852
$1f_{5/2}$	34	-0.4987	-2.9922
$1f_{7/2}$	28	-0.0857	-0.6856
$2s_{1/2}$	20	-0.2261	-0.4522
$1d_{3/2}$	18	-0.0530	-0.212
$1d_{5/2}$	14	-0.0975	-0.585
$1p_{1/2}$	8	-0.0308	-0.0616
$1p_{3/2}$	6	-0.0472	-0.1888

$1s_{1/2}$	2	-0.0094	-0.0188
------------	---	---------	---------

1 ir 2 lentelėse pateikta protonų suminės energijos $E_s^p = 1797,878$ MeV, ir reliatyvistinių pataisų suminės vertės $E_s^p = 39,5584$ MeV. Iš šių duomenų darome išvadą, kad reliatyvistinės pataisos sudaro net 2%.

Lentelė 3 Neutronų viendalelės energijos E_{nlj}^n ir suminės energijos E_s^n kvantinėms būsenoms nlj .

nlj	N	E_{nlj}^n , MeV	E_s^n , MeV
$1l_{19/2}$	234	-0.5879	-11.758
$1k_{17/2}$	214	-6.623	-119.214
$2h_{11/2}$	196	-7.661	-91.932
$4s_{1/2}$	184	-9.581	-19.162
$3d_{3/2}$	182	-9.664	-38.656
$3d_{5/2}$	178	-10.75	-64.5
$2g_{7/2}$	172	-10.90	-87.2
$1j_{15/2}$	164	-12.20	-195.2
$2g_{9/2}$	148	-13.40	-134
$1i_{11/2}$	138	-13.85	-166.2
$3p_{1/2}$	126	-15.95	-31.9
$3p_{3/2}$	124	-16.57	-66.28
$2f_{5/2}$	120	-17.07	-102.42
$1i_{13/2}$	114	-17.49	-244.86
$2f_{7/2}$	100	-18.93	-151.44
$1h_{9/2}$	92	-19.81	-198.1
$3s_{1/2}$	82	-22.46	-44.92
$1h_{11/2}$	80	-22.47	-296.64

$2d_{3/2}$	68	-23.20	-92.8
$2d_{5/2}$	64	-24.06	-144.36
$1g_{7/2}$	58	-24.35	-194.8
$1g_{9/2}$	50	-25.28	-252.8
$2p_{1/2}$	40	-28.73	-57.46
$2p_{3/2}$	38	-29.43	-117.72
$1f_{5/2}$	34	-29.74	-178.44
$1f_{7/2}$	28	-31.18	-249.44
$2s_{1/2}$	20	-33.94	-67.88
$1d_{3/2}$	18	-34.61	-138.44
$1d_{5/2}$	14	-34.99	-209.94
$1p_{1/2}$	8	-38.21	-76.42
$1p_{3/2}$	6	-38.31	-153.24
$1s_{1/2}$	2	-41.35	87.7

Lentelē 4 Reliatyvīstīnēs pataisos neutronams E_m^n ir sumīnēs vērtēs E_s^n kvantīnēms būsenoms nlj

nlj	N	E_m^n , MeV	E_s^n , MeV
$1l_{19/2}$	234	-0.6352	-12.704
$1k_{17/2}$	214	-0.5149	-9.2682
$2h_{11/2}$	196	-0.5746	-6.8952
$4s_{1/2}$	184	-0.4829	-0.9658
$3d_{3/2}$	182	-0.4963	-1.9852
$3d_{5/2}$	178	-0.4513	-2.7078
$2g_{7/2}$	172	-0.4978	-3.9824
$1j_{15/2}$	164	-0.4497	-7.1952
$2g_{9/2}$	148	-0.4034	-4.034

$1i_{11/2}$	138	-0.3254	-3.9048
$3p_{1/2}$	126	-0.3562	-0.7124
$3p_{3/2}$	124	-0.3156	-1.2624
$2f_{5/2}$	120	-0.3156	-1.899
$1i_{13/2}$	114	-0.3193	-4.4702
$2f_{7/2}$	100	-0.2938	-2.3504
$1h_{9/2}$	92	-0.2623	-2.623
$3s_{1/2}$	82	-0.2039	-0.4078
$1h_{11/2}$	80	-0.1969	-2.3628
$2d_{3/2}$	68	-0.1998	-0.7992
$2d_{5/2}$	64	-0.1715	-1.029
$1g_{7/2}$	58	-0.2043	-1.6344
$1g_{9/2}$	50	-0.1985	-1.985
$2p_{1/2}$	40	-0.1732	-6.3464
$2p_{3/2}$	38	-0.1053	-0.4212
$1f_{5/2}$	34	-0.1078	-0.6468
$1f_{7/2}$	28	-0.0157	-0.1256
$2s_{1/2}$	20	-0.0517	-0.1034
$1d_{3/2}$	18	-0.0473	-0.1892
$1d_{5/2}$	14	-0.0453	-0.2718
$1p_{1/2}$	8	-0.0217	-0.0434
$1p_{3/2}$	6	-0.0198	-0.0792
$1s_{1/2}$	2	-0.0108	0.0216

3 ir 4 lentelėse pateikta neutronų suminės energijos $E_s^n = 4085,822$ MeV, ir reliatyvistinių pataisų suminės vertės $E_s^n = 83,47$ MeV. Iš šių duomenų darome išvadą, kad reliatyvistinės pataisos sudaro net 2%.

IŠVADOS

Darbo tikslas buvo apskaičiuoti reliatyvistinių pataisų įtaką branduolių stabilumui. Paskaičiavus branduolio X_{126}^{340} sumines protonų ir neutronų energijas bei sumines energijas su reliatyvistinėmis pataisomis, buvo gauta, kad reliatyvistinės pataisos sudaro apie 2%. Darbe taipogi makroskopiniu – mikroskopiniu modeliu paskaičiuotos branduolių stabilumas ir buvo gauta, kad branduolio ${}_{114}^{285}X$ $E_K = 26.36 \text{ MeV}$, atlikti eksperimentai pusiau reliatyvistiniu modeliu duoda, kad $E_K = 8.384 \text{ MeV}$. Taip pat buvo paskaičiuoti tam tikrų branduolių stabilumas:

Branduoly s	EK, Me V	EK, Mev (su reliatyvistinėmi s pataisomis)	Alfa skilimo konstanta λ , s^{-1}	Alfa skilimo konstanta λ , s^{-1} (su reliatyvistinė mis pataisomis)	Skilimo pusperiodi s T, s	Skilimo pusperiodis T, s (su reliatyvistinėmi s pataisomis)
${}_{114}^{298}X$	23.3	21.7	$\lambda = 1.02 \times 10^{23} s^{-1}$	$\lambda = 7.76 \times 10^{21} s^{-1}$	$T_{1/2} = 0.679 \times 10^{-23} s$	$T_{1/2} = 0.09 \times 10^{-21} s$
${}_{126}^{340}X$	75.2	73.48	$\lambda = 7.41 \times 10^{35} s^{-1}$	$\lambda = 4.57 \times 10^{35} s^{-1}$	$T_{1/2} = 0.093 \times 10^{-35} s$	$T_{1/2} = 0.152 \times 10^{-35} s$
${}_{120}^{334}X$	21.8	20.08	$\lambda = 1.047 \times 10^{22} s^{-1}$	$\lambda = 5.623 \times 10^{20} s^{-1}$	$T_{1/2} = 0.66 \times 10^{-22} s$	$T_{1/2} = 0.123 \times 10^{-20} s$

Iš atliktų skaičiavimų darome išvadą, kad reliatyvistinės pataisos turi didelę įtaką branduolių stabilumui.

LITERATŪRA

- 1.P. Moller and J.R.Nix, J.Physic.G 20,1681 (1994) [1]
- 2.Yuri Oganessian, Synthesis and decay properties of the heaviest nuclei, (2006) [2]
- 3.N. Zeldes, Phys. Lett. B 429, 20 (1998) [3]
- 4.В.Г. Соловьев, Теория атомного ядра Ядерные модели, Москва (1985) [4]
- 5.Adam Sobiczewski, Heavy and superheavy atomic nuclei published : The old and new concepts of Physics 621-644 (2008) [5]
- 6.Harald A.Enge, Introduction to nuclear physics, 46-88,226-240, 582 (1966) [6]
- 7.S.Liran, A.Marinov, N.Zeldes, Semiempirical shell model masses with magic number $Z=126$ for superheavy elements, (2000) [7]
- 8.V.M.Strutinsky, Sov.J.Nucl.Phys,449 (1966) [8]
- 9.S.Cwiok, W.Nazarewicz, P.H.Heenen Phys.Rev.Lett, 1108 (1999) [9]
- 10.A.J.Janavičius, shell stability of heaviest atomic nuclei in the semi-relativistik model,Journal of physics (2000) [10]
- 11.L.Valentina, subatomic physics: Nuclei and particles (1982) [11]
- 12.S.Hofmann and G.Munzenberg, The discovery of the heaviest elements (2000) [12]