

Glava 7 NUKLEARNA FISIJA

7.1. Otkriće i osnovne osobine fisije

Istorija nuklearne fisije datira unazad do 1934. godine, kada je Fermi obavljao proučavanje veštačke radioaktivnosti izazvane neutronima. Ozračivanjem urana Fermi je otkrio da je radioaktivnost formirana u ovom procesu imala nekoliko poluživota. Detaljna analiza ovog fenomena otkrila je nekoliko lanaca sukcesivnih nuklearnih transformacija radioaktivnih elemenata.

Sljedeća interpretacija opaženog fenomena činila se sasvim prirodnom: zahvat neutrona uranovom jezgrom dovodi do formiranja težeg izotopa urana koje je β^- radioaktivno pošto ima višak neutrona i transformiše se u ${}_{93}\text{R}$ emitujući elektron. Opet, 93 element može emitovati elektron i transformisaće se u ${}_{94}\text{R}$ i tako dalje.

Kako elementi ${}_{92}\text{U}$, ${}_{93}\text{R}$, ${}_{94}\text{R}$ leže u periodnom sistemi ispod W, Re, Os, (vanadijum, renijum i osmijum) nazvani su Ekarenijum, Ekaosmijum i td, gde prefiks *eka* znači ispod.

Postojanje nekoliko radioaktivnih lanaca je objašnjeno činjenicom da uran ima nekoliko izotopa, od kojih svaki služi kao polazna tačka za lanac raspada nakon ozračivanja neutronima.

Medjutim, proučavanje hemijskih osobina produkata stvorenih kao rezultat ozračivanja otkrile su da ovi elementi nisu slični transuranskim elementima u periodnom sistemu već elementima koji prethode uranu ${}_{89}\text{Ra}$ i ${}_{89}\text{Ac}$. Sledeći eksperimenti koje su sproveli Jolij Kiri i Pavle Savić, kao i Hahn i Strassmann potvrdili su da su produkti hemijski slični sa Ra i Ac, ali da to nisu ti elementi. Konačno Hahn i Strassmann (1938) su na osnovu tačne radiohemijske analize pokazali da ozračivanje urana neutronima dovodi do formiranja hemijskih elemenata ${}_{53}\text{Ba}$ iz sredine periodnog sistema, koji jeste hemijski sličan ${}_{88}\text{Ra}$.

Ovaj izvanredan rezultat su objasnili Frisch i Meitner, koji su postavili hipotezu da je jezgro urana ekscitovano nakon zahvata neutrona nestabilno, da menja oblik, i da se može podeliti u dva skoro jednaka dela (fisioni fragmenti), koji sadrže nukleone prethodnog jezgra, tj.,

$$Z_1 + Z_2 = Z_U, \quad A_1 + A_2 = A_U + 1 \cong A_U \quad 7.1.1.$$

Ovaj proces je nazvan fisija. Osnovne osobine procesa fisije se lako mogu predvideti.

Fisija teškog jezgra mora biti praćena oslobađanjem velike količine energije Q.

Ovaj zaključak je zasnovan na poredjenju masa jezgra koje doživljava fisiju M_U i masa jezgara M_1 i M_2 fisionih fragmenata.

$$Q = [M_U - (M_1 + M_2)]c^2 \quad 7.1.2.$$

Masa bilo kog jezgra je data kao

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \varepsilon A / c^2 \quad 7.1.3.$$

Menjajući ovaj izraz u 7.1.2 i uzevši u obzir 7.1.1. dobija se

$$Q = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \quad 7.1.4.$$

gde je $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) / A$ srednja vezivna energija po nukleonu fisionih fragmenata. Kako je ε za jezgra iz sredine peridonog sistema za oko 0.8 MeV više nego za uran, dobijamo da je

$$Q = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \cong 238 \times 0.8 \cong 200 \text{ MeV} \quad 7.1.5.$$

Glavni deo fisione energije se mora osloboditi u formi kinetičke energije Q_{fis} fisionih fragmenata.

Ovaj zaključak sledi iz činjenice da fragmenti formirani fisijom jezgra U moraju da odlete jedan od drugog usled Kulonovskog odbijanja između njihovih naelektrisanja. Kulonova energija dva fragmenta odvojenih na rastojanju δ je data sa

$$V_C = Z_1 Z_2 d^2 / \delta \quad 7.1.6.$$

gde su Z_1 i Z_2 naelektrisanja oba fragmenta, $\delta = R_1 + R_2$ je suma poluprečnika jezgara fragmenata koji se mogu izračunati preko formule

$$R = r_0 A^{1/3} = 1.4 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{ (u cm)} \quad 7.1.7.$$

Pretpostavljajući da je $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$, i da je $R_1 = R_2$ ($A_1 = A_2 = 238/2 = 119$) dobijamo

$$V_C \cong 220 \text{ MeV} \cong 200 \text{ MeV} \quad 7.1.8.$$

što je istog reda veličine kao i Q .

Fisioni fragmenti moraju biti β^- radioaktivni i moraju emitovati neutrone.

Ovaj rezultat je očigledan iz razmatranja količnika neutrona i protona u raznim stabilnim jezgrima u Periodnom sistemu

Jezgro	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{108}_{47}\text{Ag}$	${}^{137}_{56}\text{Ba}$	${}^{238}_{92}\text{U}$
N/Z	1.	1.3	1.45	1.6

Iz ovih podataka sledi da u trenutku formiranja, fisioni fragmenti moraju da imaju višak neutrona pošto su formirani od urana, koji ima $N/Z = 1.6$. Poznato je da takva jezgra moraju da budu β^- radioaktivna jer poseduju višak neutrona. Odavde, fisioni fragmenti mogu biti startna tačka velikog broja lanaca radioaktivnih raspada (kao što je i opaženo od strane Fermija u njegovim eksperimentima).

Tako, deo fisione energije se oslobadja u obliku beta raspada Q_β .

Pored toga, može se pretpostaviti da se izvestan višak neutrona može emitovati direktno od strane fisionih fragmenata kao fisioni neutroni, ili sekundarni neutroni, koji takodje nose deo energije Q_m .

Fisioni fragmenti moraju da imaju visoku jonizacionu moć i kratak domet.

Lako se može pokazati da u momentu stvaranja, fisioni fragmenti imaju brzinu veću nego brzina elektrona u njihovim spoljašnjim Borovim orbitama. Kao rezultat, fragmenti se “otresu” nekih od ovih elektrona i dobijaju znatno efektivno pozitivno naelektrisanje ($Z_{\text{eff}} \approx 20$). Prema 4.2.9 jonizacioni gubici su proporcionalni kvadratu naelektrisanja. Ovo je razlog visoke jonizacione moći i kratkog vremena fragmenta.

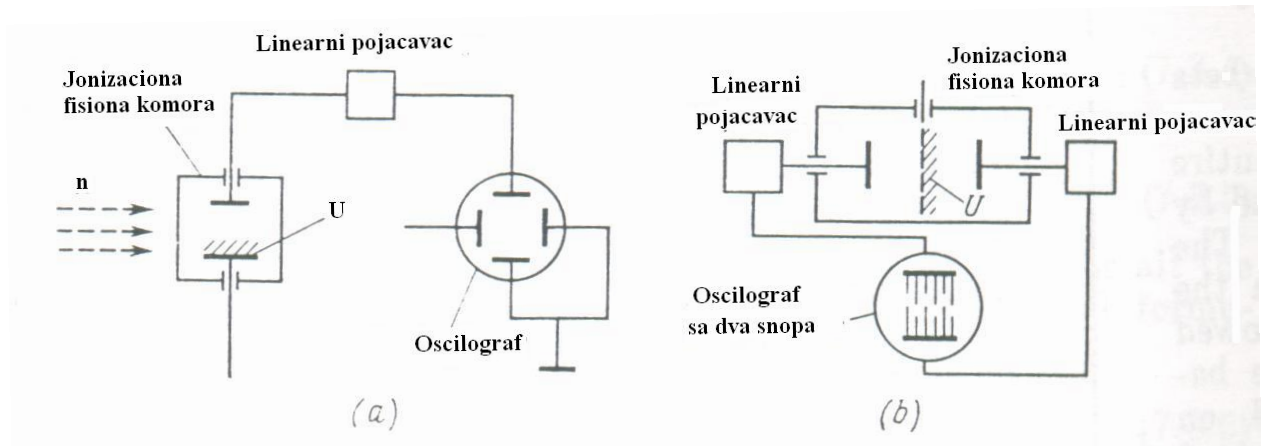
Sve ove osobine su zaista i opažene u prvim eksperimentima obavljenim u raznim laboratorijama, 1939. god. Opisaćemo neke od ovih eksperimenata.

7.2. Prvi eksperimenti o nuklearnoj fisiji

7.2.1. Merenje kinetičke energije fisionih fragmenta.

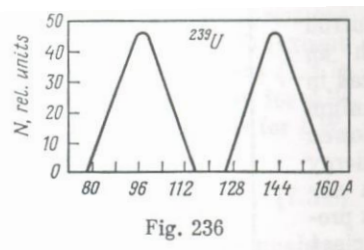
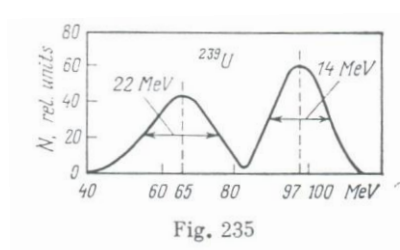
Fisija se, najprirodnije, može opaziti merenjem velike kinetičke energije fisionih produkata. U ovu svrhu, konstruisana je jonizaciona fisiona komora koja se razlikuje od obične fisione komore u tome što tanak sloj uranove soli pokriva njenu elektrodu (Slika 234a). Komora je spojena sa linearnim pojačavačem i osciloskopom.

Eksperimenti su pokazali da se u odsustvu neutrona, proizvode mali jonizacioni impulsi u komori samo uranovim alfa česticama energije 4.5 MeV. Kada se jonizaciona komora ozrači izvorom neutrona, opažaju se veliki jonizacioni impulsi izazvani fisionim fragmentima



Slika 234

Kasnije, (1940) postalo je moguće istovremeno merenje jonizacionih impulsa oba fisiona fragmenta u mnogo rafiniranijem eksperimentu koji je koristio dvostruku jonizacionu komoru (Slika 234b). (Jonizacioni impulsi su prikazani na ekranu osciloskopa sa dva snopa kao parovi linija različitih dužina). Pokazano je da raspodela ima dva pika na energijama 65 MeV i 97 MeV



Poznavajući kinetičku energiju fragmenata, lako možemo da odredimo njihove mase. Ovo se vidi iz činjenice da prema zakonu održanja impulsa, impulsi fragmenata treba da su skoro jednaki po veličini i da su upravljeni u suprotnim smerovima (jer je impuls primarnog neutrona mali)

$$\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$$

dakle,

$$M_1 / M_2 \cong A_1 / A_2 = T_2 / T_1 \quad 7.2.1.$$

Koristeći ovaj izraz i poznatu sumu masa

$$M_1 + M_2 \cong M_U + m_n, \quad A_1 + A_2 = A_U + 1 \quad 7.2.2.$$

možemo dobiti grafik raspodele masa fragmenata (Slika 236). Sa ove slike se može videti da su dva pika sasvim široka (ΔA je jednako oko 20 na polovini visine). Ovo indicira da se fisija može odigrati na mnogo raznih načina.

Poredjenjem srednjih vrednosti masa i energija fisionih fragmenata, dobijamo srednju kinetičku energiju po nukleonu fisionih fragmenata:

$$\bar{T}_l / \bar{M}_l = 97 / 96 \cong 1 \text{ MeV} \quad \text{za lak fragment i}$$

$$\bar{T}_h / \bar{M}_h = 65 / 140 \cong 0.5 \text{ MeV} \quad \text{za teži fragment}$$

Pored urana, pomoću fisionih komora opažena je fisija na torijumu i protaktinijumu. Takodje je nadjeno, da ako se neutronske komore pokriju parafinom, efekat se intenzivira za uran, ali ostaje nepromenjen za torijum i protaktinijum. Ovo dovodi do zaključka da se fisija urana izaziva kako brzim, tako i sporim termalnim neutronima, dok je za torijum i protaktinijum, fisija moguća samo brzim neutronima. Kasnije, 1940. kada su mali iznosi uranovih izotopa ^{235}U i ^{238}U dobijeni pomoću masene spektroskopije, pokazano je da termalni neutroni izazivaju fisiju ^{235}U dok je prag reakcije za fisiju na jezgrima $^{238}\text{U}_{90}\text{Th}$ i ^{91}Pa , koja se nalaze u prirodi, grubo oko 1 MeV. Izotop ^{229}Th se cepa pod dejstvom termalnih neutrona, ali se ne sreće u prirodi.

7.2.2. Opažanje tragova fragmenata

U drugom eksperimentu koji je koristio tanak sloj urana u Wilsonovoj maglenoj komori opaženi su tragovi fisionih fragmenata koji lete u suprotnim pravcima od mesta stvaranja.

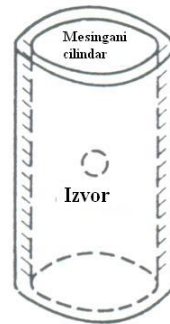
Karakteristike opaženih tragova (visoka moć jonizacije, kratak domet) su potvrdila da su oni stvoreni fisionim fragmentima visokog efektivnog naelektrisanja i velike kinetičke energije.

7.2.3. Registracija beta radioaktivnosti fragmenata

U trećem eksperimentu koji je obavio F. Joliot Curi, registrovana je beta radioaktivnost fisionih produkata. Eksperimentalni uređaj je prikazan na slici 237. Spoljašnja površina mesinganog cilindra je pokrivena fisionim materijalom (uran) dok bakelitni cilindar ima veći dijametar.

Testirao je beta radioaktivnost spoljašnjeg bakelitnog cilindra, pošto je ceo instrument ozračen neutronima. Testiranje je obavljeno pomoću beta brojača koji je pokazao beta radioaktivnost kada je bakelitni cilindar montiran. Kako se bakelit ne aktivira neutronima, rezultat eksperimenta se može objasniti samo pretpostavljajući da radioaktivni fragmenti lete sa fisijom materijala i deponuju se na unutrašnju stranu bakelitnog cilindra.

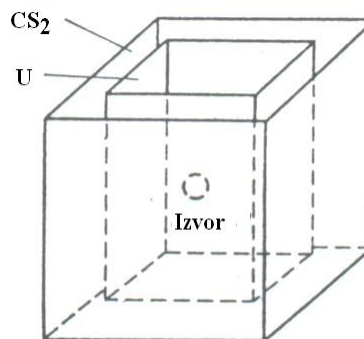
Bakelitni cilindar



Slika 237

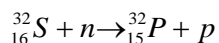
7.2.4. Detekcija fisijonih neutrona

Konačno, u četvrtom eksperimentu koji je načinio F.Joliot Curie detektovani su sekundarni neutroni formirani u toku fisije. Eksperimentalni uređaj je prikazan na slici 238. Fotoneutronske izvor (γ -Ra-Be), koji emituje monohromatske neutrone sa energijom od 0.11 MeV smešten je u vodeni rastvor uranijume soli. Neutroni se usporavaju u vodi do termalnih energija i izazivaju fisiju uranovih jezgara.



Slika 238

Ako sekundarni neutroni proizvedeni u ovom procesu imaju dovoljno energije, oni se mogu registrovati koristeći reakciju praga čiji je prag veći od 0.11 MeV. U eksperimentu je ugljenik disulfid, koji je korišćen kao detektor, stavljen u posudu koja je okružila rastvor uranove soli. Ugljenik disulfid je izabran kao detektor pošto neutroni energije $T_n > 0.95 \text{ MeV}$, mogu da izazovu reakciju



7.2.8.

koja rezultuje u stvaranju radioaktivnog fosfora. On se može hemijski izolovati i meriti na beta aktivnost pomoću beta brojača.

Merenja su pokazala da se radioaktivni fosfor zaista formira u eksperimentu i da se ovo može desiti samo kao rezultat interakcije neutrona energije $T_n > 0.95 \text{ MeV}$ sa sumporom. Kako je maksimalna energija primarnog neutronske izvora samo 0.11 MeV, opaženi efekat može biti izazvan samo fisionim neutronima urana. Ovaj zaključak je potvrđen u testovima provedenim bez urana. Tako, sekundarni (fisioni) neutroni se formiraju u toku fisije urana. Neki od ovih neutrona imaju energiju $T_n > 0.95 \text{ MeV}$.

7.3. Elementarna teorija fisije

Prva verzija teorije fisije potiče od Bora, Wheelera i Frenkela, 1939. godine, koji su koristili model tečne kapi da bi analizirali hipotezu Frischa i Meitnera o nestabilnosti teških jezgara u odnosu na promenu njihovog oblika. Opisaćemo ovaj koncept, postignuće i nedostatke ove teorije i indicirati moguće načine njene modifikacije.

7.3.1. Energija fisije

Pomenuto je ranije da se energija Q oslobođena u fisiji uglavnom realizuje u dve forme, kao kinetička energija Q_{fis} fisionih produkata i energija Q_β radioaktivnih transformacija fragmenata (vrednost Q_n je mala i neće biti uzeta u obzir):

$$Q \cong A_{fis} + Q_\beta \quad 7.3.1.$$

Vrednosti Q_{fis} i Q_β se mogu izračunati.

Da bi smo izračunali Q_{fis} pretpostavimo da se maseni broj A i atomski broj Z održavaju u fisiji

$$A_l + A_h = A + 1 \cong A, \quad Z_l + Z_h = Z \quad 7.3.2.$$

Pretpostavka je ekvivalentna ograničenju na fisioni proces u prvom koraku u kome se formiraju visoko energetski fisioni fragmenti. Uslov 7.3.2 nije zadovoljen u radioaktivnim transformacijama fisionih fragmenata (β raspad, emisija neutrona), pošto β^- raspad izaziva porast naelektrisanja, a emisija neutrona izaziva smanjenje masenog broja fragmenata,:

$$A_l + A_h < A, \quad Z_l + Z_h > Z \quad 7.3.3.$$

Ako je uslov 7.3.2. zadovoljen, vrednost reakcije Q_{fis} će biti jednaka energiji Q , koja je po definiciji jednaka razlici masa roditeljskog jezgra i jezgara potomaka (fragmenata)

$$Q_{fis} = [M_{nucl} - (M_l + M_h)]c^2 \quad 7.3.4.$$

što je ekvivalentno

$$Q_{fis} = \Delta W_l + \Delta W_h - \Delta W_{nucl} \quad 7.3.5$$

gde je ΔW ukupna vezivna energija jezgra za sve nukleone, koji ga grade. Prema semiempirijskoj formuli 2.1.10 imamo

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4} \quad 7.3.6.$$

gde su $\alpha = 15.4 \text{ MeV}$, $\beta = 17 \text{ MeV}$, $\gamma = 0.69 \text{ MeV}$, $\zeta = 96 \text{ MeV}$, $|\delta| = 34 \text{ MeV}$.

S obzrom na eksperimentalno ustanovljenu asimetriju fisionih produkata, pretpostavimo dalje da je $\bar{A}_h / \bar{A}_l = \bar{Z}_h / \bar{Z}_l = 3/2$, tj.,

$$\begin{aligned} \bar{A}_h &= 3A/5, & \bar{A}_l &= 2A/5 \\ \bar{Z}_h &= 3Z/5, & \bar{Z}_l &= 2Z/5 \end{aligned} \quad 7.3.7.$$

U ovom slučaju lako se može videti da zamena izraza za ΔW , ΔW_l i ΔW_h koristeći formule 7.3.6 (osim zadnjeg člana koji je zanemarljivo mali), i uslova 7.3.7. u 7.3.5, prva četiri člana u izrazu za ΔW se potiru sa odgovarajućim izrazima za ΔW_l i ΔW_h . Tako, izraz za Q_{fis} dobija formu

$$Q_{\text{fis}} = W_s + W_C - W_{s,\text{fr}} - W_{C,\text{fr}} \quad 7.3.8.$$

gde je $W_s = \beta A^{2/3}$ energija površinskog napona jezgra, i $W_C = \gamma Z^2 / A^{1/3}$ je Kulonova energija jezgra, dok su $W_{s,\text{fr}}$ i $W_{C,\text{fr}}$ odgovarajuće veličine za fragmente. Zapaziti da je

$$W_{s,\text{fr}} = \beta(3A/5)^{2/3} + \beta(2A/5)^{2/3} = 1.25W_s \quad 7.3.9.$$

(površinska energija raste usled fisije); i

$$W_{C,\text{fr}} = \gamma \frac{(3Z/5)^2}{(3A/5)^{1/3}} + \gamma \frac{(2Z/5)^2}{(2A/5)^{1/3}} = 0.64W_C \quad 7.3.10.$$

(Kulonova energija opada usled fisije). Konačno dobijamo

$$Q_{\text{fis}} = 0.36W_C - 0.25W_s. \quad 7.3.11.$$

Promena u površinskom i Kulonovom članu za energiju jezgra služi kao mera energije oslobodjene u obliku kinetičke energije fisionih fragmenata u toku fisije.

Na primer, ako razmatramo fisiju jezgra ^{238}U računanje W_s i W_C uzimajući u obzir 7.3.6. daje

$$W_s = 650 \text{ MeV}$$

$$W_{s,\text{fr}} = 1.25W_s = 813 \text{ MeV}$$

$$\Delta W_s = -163 \text{ MeV}$$

$$W_C = 950 \text{ MeV},$$

$$W_{C,\text{fr}} = 0.64W_C = 607 \text{ MeV},$$

$$W_{C,\text{fr}} = 343 \text{ MeV},$$

$$\Delta W = W_s + W_C - W_{s.fr} - W_{C.fr} = \Delta W_C + \Delta W_s,$$

$$Q_{fis} = \Delta W = 343 - 163 = 180 \text{ MeV}.$$

7.3.12.

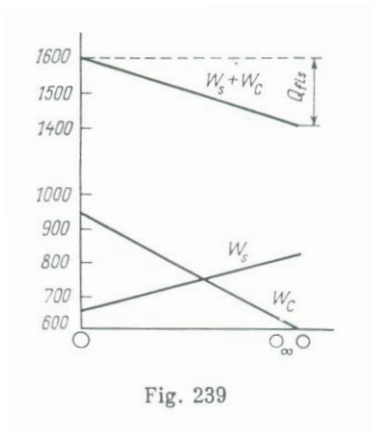


Fig. 239

Tako, energija oslobodjena u fisiji se objašnjava činjenicom da opadanja W_C za 180 MeV prevazilazi porast W_s .

Energija Q_β beta raspada, oslobodjenih za vreme radioaktivne transformacije fragmenata, se takodje može izračunati pomoću poluempirijske formule, ako nametnemo uslov 7.3.3. na promenu A i Z . Takvo računanje dovodi do vrednosti od $Q_\beta \approx 20$ MeV. Od ovoga, 5 MeV odnose elektroni i γ kvanti, dok 10 MeV odnose antineutrini.

$$Q_\beta = E_e + E_\gamma + E_{\bar{\nu}} = 5 + 5 + 10 = 20 \text{ MeV}$$

Ukupna energija oslobodjena u fisiji je tako

$$Q = Q_{fis} + Q_\beta = 180 + 20 = 200 \text{ MeV}.$$

Rezultat je u dobroj saglasnosti sa rezultatima merenja.

7.3.2. Mehanizam fisije

Sledi iz 7.3.11 da $Q_{fis} > 0$ ako je

$$\frac{W_C}{W_s} = \frac{\gamma Z^2 / A^{1/3}}{\beta A^{2/3}} = \frac{\gamma Z^2}{\beta A} > \frac{0.25}{0.36} = 0.7 \quad 7.3.13.$$

ili

$$\frac{Z^2}{A} > 17 \quad 7.3.14.$$

Štaviše, Q raste sa porastom Z^2/A (ovo se naziva parametar fisije). Ovaj uslov je zadovoljen za sva dovoljno teška jezgra, počev od srebra

$$\frac{Z^2}{A}({}_{47}^{108}\text{Ag}) = \frac{47^2}{108} = 20 > 17$$

7.3.15.

Tako, fisija je moguća sa energetskog stanovišta za sva jezgra u drugom delu periodnog sistema elemenata. Međutim, eksperimentalno je fisija otkriven samo za tri najteža elementa periodnog sistema ${}_{90}\text{Th}$, ${}_{91}\text{Pa}$ i ${}_{92}\text{U}$. Za druga jezgra, proces fisije pod eksperimentalnim uslovima opisanim u sekciji 7.2 nije moguć, bez obzira na energetski uslov.

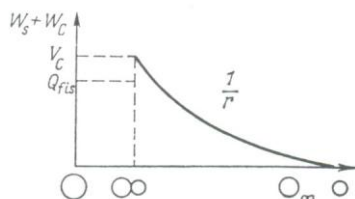


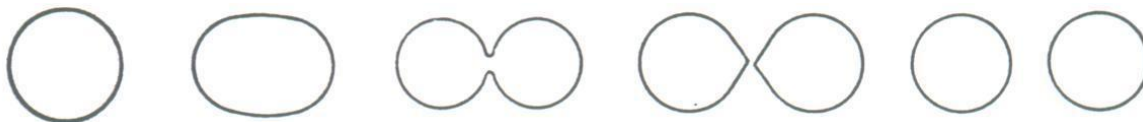
Fig. 240

Da bi smo pojasnili situaciju, razmotrimo proces inverzan fisiji. Pretpostavićemo da je energija fragmenata formiranih u fisiji jednaka nuli, tj., $W_s + W_c = 0$. Kako fragmenti prilaze jedan drugom, i dodju u kontakt, njihova energija će biti $V_c \cong 220 \text{ MeV}$ prema 7.1.8, dok je prema 7.1.5 energija Q_{fis} nukleona pre fisije $\cong 190 \text{ MeV}$ (Slika 240). Može se pretpostaviti da ova barijera na granici jezgara onemogućava fisiju sa $Z < 90$.

Naravno, s obzirom na grubu prirodu ovih argumenata, ne možemo im dati neku preveliku važnost. Međutim, dobijeni eksperimentalni rezultati pokazuju da se porast nuklearne energije u početnom stadijumu fisije ne može odbaciti, što naznačuje da problem zahteva sveobuhvatniju analizu.

Pretpostavimo da kao rezultat zahvata neutrona, pobudjeno jezgro počinje da osciluje. Zavisno od energije ekscitacije, moguće su dve situacije u ovom slučaju. Pri niskim energijama ekscitacije, jezgro će obaviti oscilacije u kojima će menjati oblik od sfernog do elipsoidnog i natrag. Ulogu elastičnih sila koje vraćaju elipsoid u originalni sferni oblik, igra sila površinskog napona jezgra (Seksija. 2.1).

Ako je pak, ekscitaciona energija velika, oscilujuće jezgro može proći kroz kritičnu tačku koja odgovara granici elastične deformacije, posle koje se originalni oblik ne može povratiti. Usled jakog dejstva Kulonove odbojne sile između polova istegnutog jezgra, ono postaje sve više izduženo, prolazeći kroz niz sledećih stanja deformacije: sfera, elipsoid, dvostruko zvono, dva kruškasta fragmenta, dve sfere (Slika 241).



Slika 241

Dejstvo Kulonove sile je toliko jako da se ne može savladati silama površinskog napona. U drugom stanju procesa (dvostruko zvono), površinske sile čak potpomažu cepanje, pomažući i jednoj i drugoj polovini da dobiju sferni oblik. Pretpostavljajući da su elipsoidi formirani u prvom stepenu deformacije rotacioni elipsoidi, možemo lako izračunati promenu Kulonove i površinske energije jezgra.

Pretpostavimo da je rotacioni elipsoid okarakterisan glavnom (velikom) osom $a = R(1 + \varepsilon)$, i malom osom $b = R/\sqrt{1 + \varepsilon}$, gde je ε mali parametar. Takav izbor osa zadovoljava uslove nestišljivosti nuklearnog fluida pošto se zapremina jezgra ne menja u toku elipsoidne deformacije:

$$V_{ell} = \frac{4}{3}\pi ab^2 = \frac{4}{3}\pi R^3 \quad 7.3.16$$

Površina rotacionog elipsoida sa osama a i b je

$$S_{ell} = 2\pi ab \left(\sqrt{1 - \gamma^2} + \frac{\text{Arcsin } \gamma}{\gamma} \right) \quad 7.3.17.$$

gde je $\gamma = \sqrt{a^2 - b^2} / a$. Zamenjujući u gornji izraz vrednosti za a i b , i razvijanjem u red po ε dobija se

$$S_{ell} = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right) \quad 7.3.18.$$

Kako je površinska energija W'_s jezgra proporcionalna njegovoj površini, može se pisati

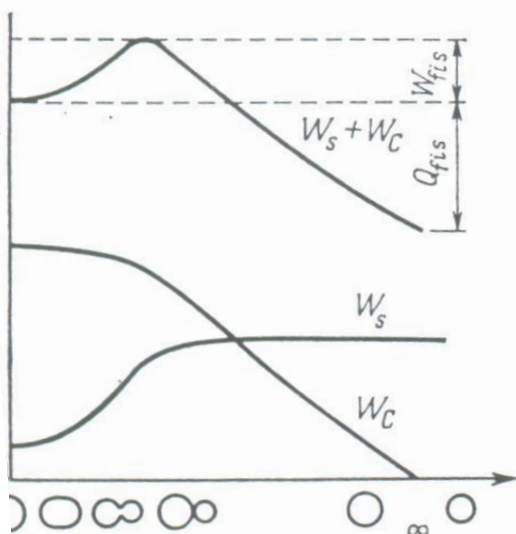
$$W'_s = W_s \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right) \quad 7.3.19$$

gde je W_s površinska energija sfere. Površinska energija raste sa ε .

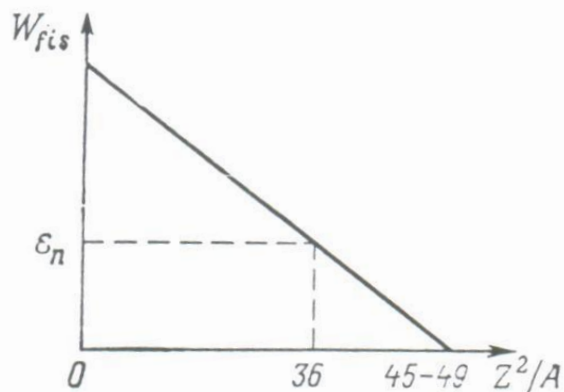
Kulonova energija jezgra elipsoidnog oblika se može odrediti rešvanjem Poasonove jednačine za rotacione elipsoide sa uniformnom raspodelom naelektrisanja u zapremini. Ovo daje

$$W'_C = W_C \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{5} \right) \quad 7.3.20.$$

gde je W_C Kulonova energija sfere. Kulonova energija opada sa porastom ε .



Slika 242



Slika 243

Poredjenje jednačina 7.3.19 i 7.3.20 pokazuje da je za male ε porast W_s' brži (sa koeficijentom $2/5$ nego opadanje W_c' (koeficijentat $1/5$). Suma površinske i Kulonove energije $W_c' + W_s'$ koja je mera energije fisionog jezgra, menja se kao

$$W_c' + W_s' = W_s + W_c + \frac{\varepsilon^2}{5} (2W_s - W_c) \quad 7.3.21.$$

Priroda promene $W_c' + W_s'$ zavisi od znaka veličine $2W_s - W_c$. Prema 7.3.12 ova veličina je pozitivna za uranovo jezgro, pri čemu $W_c' + W_s'$ raste za malo ε i kriva kojapokazuje promenu enerije jezgra u toku fisije ima oblik predstavljen na slici 242.

Pri maloj elipsoidnoj deformaciji energija jezgra prvo raste, što dovodi do stvaranja energetske barijere W_{fis} slične onoj koja je razmatrana u Sekciji 3.2 pri opisu alfa raspada. Sa energetske tačke gledišta, ova barijera čini fisioni proces nemogućim (u klasičnoj fizici) ili tačnije neverovatnim (u kvantnoj mehanici) .

Visina barijere, W_{fis} je manja za manje $2W_s - W_c$ tj., za manji količnik

$$\frac{2W_s}{W_c} = \frac{2\beta A^{2/3}}{\gamma Z^2 / A^{1/3}} = 2 \frac{\beta}{\gamma} \frac{A}{Z^2} \quad 7.3.22,$$

ili veći parametar fisije Z^2/A . Za $Z^2/A=49$, veličina $2W_s - W_c$ postaje jednaka nuli i $W_{fis}=0$. Fisija takvog jezgra, gde je Z veće ili jednako 125 se dešava spontano i trenutno. Drugim rečima, Mendeljejev periodni sistem se mora završiti sa $Z=125$.

Za $Z^2/A < 49$, gde je $W_{fis} \neq 0$ spontana fisija je moguća samo preko kvantno mehaničkog efekta, tunel efekta kroz potencijalnu barijeru, na sličan način kako je opisano u Sekciji 7.5.

Verovatnća spontane fisije se određuje količnikom Z^2/A . Što je ovaj količnik manji, manja je verovatnoća spontane fisije. Spontana fisija urana $Z^2/A=36$ ima vrlo malu verovatnoću i događa se vrlo retko.

Jezgro sa fisionim parametrom $Z^2/A < 49$ može da doživi fisiju ako energija ekscitacije W prevaziđe barijeru fisije

$$W > W_{fis} \quad 7.3.23.$$

Ova energija se može obezbediti ozračivanjem gama kvantima. Fisija postaje moguća ako je

$$E_\gamma > W_{fis} \quad 7.3.24.$$

Ovo obezbedjuje eksperimentalni metod određivanja W_{fis} . Ako se fisija izaziva neutronima, uslov 7.3.23. se može zapisati u obliku

$$W = \varepsilon_n + T_n' > W_{fis} \quad 7.3.25.$$

gde je ε_n energija veze neutrona u jezgru i T_n' je relativna kinetička energija neutrona i jezgra. Postoje dva moguća slučaja ovde

- (1) $\varepsilon_n > W_{fis}$ fisija se može izazvati temalnim neutronima
- (2) $\varepsilon_n < W_{fis}$ fisija je moguća samo ako neutron ima kinetičku energiju T_n koja zadovoljava uslov

$$AT_n/(A+1) = T_n' > W_{fis} - \varepsilon_n \quad 7.3.26.$$

Eksperimentalno je poznato da ^{238}U i prirodni izotopi ^{91}Pa i ^{90}Th doživljavaju fisiju sa neutronima energija $T_n \cong 1 \text{ MeV}$, dok se izotop urana ^{235}U može pocepiti dejstvom sporih neutrona. Ovde je fisiona barijera za ^{238}U , ^{91}Pa i ^{90}Th

$$W_{fis} = \varepsilon_n + T_{thres} \cong (\varepsilon_n + 1) \text{ MeV} \quad 7.3.27.$$

dok je za ^{235}U

$$W_{fis} < \varepsilon_n \quad 7.3.28.$$

Razni mehanizmi dva izotopa istog elementa (^{235}U i ^{238}U) potiču iz dva razloga. Prvo, prema teoriji fisije razmatranoj gore, ^{235}U ima nižu barijeru, W_{fis} jer je njegov parametar fisije veći nego za jezgro ^{238}U . Drugo, vezivna energija neutrona u jezgru ^{235}U je veća nego u jezgru ^{238}U . Ovo potiče usled toga što dodavanje neutrona jezgru ^{235}U dovodi do formiranja parno parnog jezgra ^{236}U , dok u slučaju ^{238}U dodavanjem neutrona formira se parno neparno jezgro ^{239}U .

Pokazano je eksperimentalno i teorijski da su fisione barijere za jezgra ^{236}U i ^{239}U jednake 6 MeV i 7 MeV respektivno. Vezivne energije neutrona za jezgro ^{235}U je 6.5 što prevazilazi fisionu barijeru, dok je za jezgro ^{238}U energija veze 5 MeV što je manje od visine potencijalne barijere.

Da bi procenili fisionu barijeru za uran, možemo nacrtati W_{fis} kao funkciju Z^2/A i označiti tačke $W_{\text{fis}} \cong \varepsilon_n$ za $Z^2/A=36$ pored tačke $W_{\text{fis}}=0$ za $Z^2/A=49$ (Slika 243).

Za lakša jezgra $Z^2/A < 36$ vrednost W_{fis} se može proceniti preko formule

$$W_{\text{fis}} \propto \left[1 - \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{cr}} \right]^3 \quad 7.3.29.$$

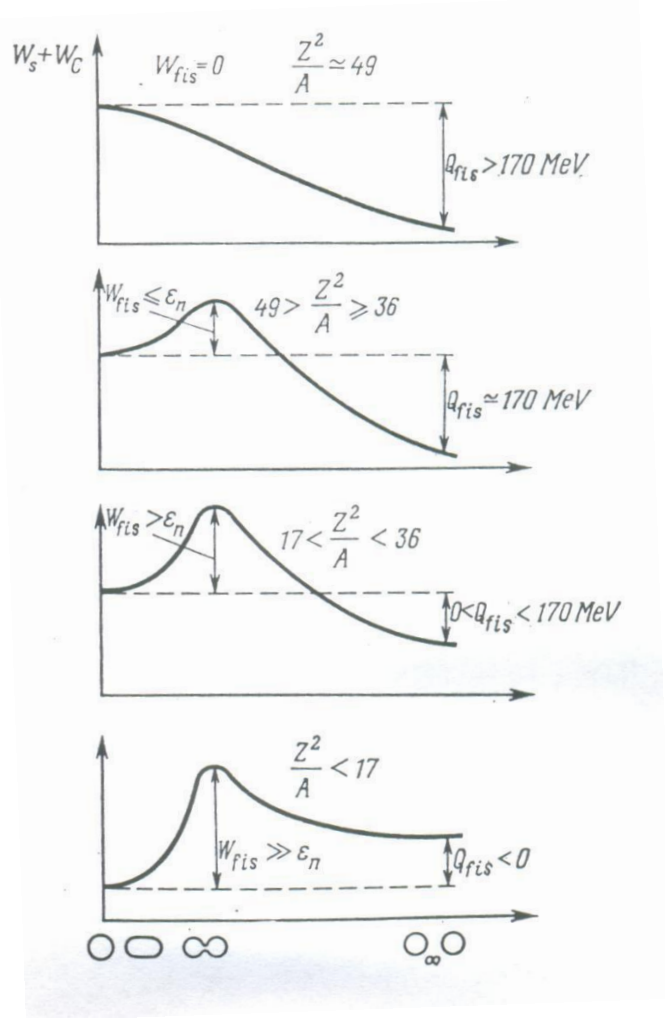
Fisiona barijera W_{fis} za ova jezgra je mnogo viša nego vezivna energija neutrona. Odavde, fisija jezgra sa $Z^2/A < 36$ se može izazvati samo vrlo brzim česticama (dok se spontana fisija odigrava sa veoma velikim vremenom poluraspada).

Slika 244 šematski pokazuje promenu fisione barijere i fisione energije sa promenom fisionog parametra. Ideje iznete ovde o fisiji jezgara sa $Z < 90$ će eksperimentalno biti potvrđene u sekciji 7.5.5.

Možemo da vidimo da čak i uprošćena verzija teorije fisije korektno opisuje opštu sliku fisije najtežih jezgara ($_{92}\text{U}$, $_{91}\text{Pa}$, $_{90}\text{Th}$) i da je u mogućnosti da objasni puno od opaženih regularnosti, kao i da predvidi nove fenomene, kao što je spontana fisija, osobine fisije srednje teških jezgara brzim česticama.

Medjutim, postoji jedan ozbiljan nedostatak ove teorije. Ona ne može da objasni jednu od glavnih osobina fisije, tj., asimetriju masa fisionih fragmenata. Prema teoriji opisanoj prethodno, raspad u dva jednaka dela moralo bi da se odigrava sa većom verovatnoćom nego raspad u dva nejednaka dela.

Model fisije tečne kapi je modifikovan 1966. od strane Strutinskog, koji je predložio uvođenje shell korekcije u energetske vrednosti dobijenim iz modela tečne kapi. Nova teorija daje zadovoljavajuće objašnjenje mnogih pravilnosti i osobina poznatih elemenata, uključujući promene poluživota, asimetriju fisije, izomeriju (Seksija 7.5.5) i dr. Primena ove teorije na neispitana jezgra je omogućila predviđanje novih magičnih brojeva ($Z=114$ i $N=84$), tj., ostrvo stabilnih jezgara u kome je broj protona i neutrona blizak ovim vrednostima.



Slika 244

7.4. Korišćenje energije fisije

Eksperimentalna verifikacija osnovnih osobina reakcije fisije, naročito oslobadjanje velike količine energije i emisija nekoliko sekundarnih neutrona, je značajna, ne samo sa naučne tačke gledišta, već ima izuzetan praktičan značaj.

Može se očekivati da neutroni formirani u aktu fisije mogu da se iskoriste za fisiju susednih jezgara, uz oslobadjanje dodatne energije i stvaranje novih neutrona, koji bi dalje nastavili fisiju novih uranovih jezgara i td.

Ako se više od jednog neutrona može dobiti u jednom aktu fisije, onda je moguće ostvariti kaskadnu lančanu reakciju nuklearne fisije. Tako, ako akt fisije daje dva neutrona, oni mogu da u idelanom slučaju podele dva jezgra, što bi izazvalo stvaranje četiri nova neutrona, koji dalje izazivaju stvaranje osam neutrona i tako dalje; ovo se naziva multiplikacija neutrona.

Da bi se odredila mogućnost dobijanja lančane nuklearne reakcije, vrlo je važno znati broj ν sekundarnih neutrona stvorenih u jednom aktu fisije.

Za praktičnu realizaciju lančane reakcije, nije dovoljno znati samo veličinu ν , pošto sudbina fisionih neutrona ne mora biti uvek ista usled više tipova raznih interakcija neutrona sa

materijom. Čak i ako se nuklearni reaktor sastoji samo od fisionog materijala, ili goriva (što nije moguće u stvarnoj praksi, interakcija između sekundarnih neutrona i sa jezgama goriva, ne mora uvek da izazove fisiju: neutroni mogu da dožive neelastično rasejanje, radijacioni zahvat, ili mogu jednostavno da napuste reaktor. Ovi efekti mogu ozbiljno da naruše multiplikaciju neutrona i čak da učine lančanu reakciju nemogućom.

Teorija lančane reakcije je razvijena od strane Zeldovicha i Kharitona, koji su pokazali da je samoodržavajuća lančana reakcija moguća samo ako je faktor umnožavanja neutrona k veći ili jednak jedinici, tj.,

$$k \geq 1 \quad 7.4.1.$$

(k je količnik neutrona koji izazivaju fisiju u datoj i prethodnoj generaciji). Ako je $k=1$ lančana reakcija je sa konstantom snagom, dok za $k > 1$ snaga reakcije raste.

Faktor multiplikacije je određen veličinom v , verovatnoćama raznih tipova interakcije (koji ne dovode do fisije), neutrona sa uranom i nečistoćama, i takodje, dizajnom i veličinom postrojenja.

Zbog toga je, potrebno i vrlo važno znati efikasne preseke fisionih procesa, neelastičnog rasejanja i zahvata neutrona na uranu na energijama na kojima su svoreni. Drugim rečima, potrebno je znati energetske spektre sekundarnih neutrona.

Uloga veličine reaktora je očigledna. Broj neutrona koji napuštaju reaktor je proporcionalan površini S reaktora, dok je broj formiranih neutrona proporcionalan njegovoj zapremini V . Opadanjem veličine reaktora, količnik S/V raste, kao i procenat neutrona koji izlaze kroz površinu reaktora, tako da lančana nuklearna reakcija postaje nemoguća u reaktorima male veličine, čak i pri vrlo povoljnom odnosu između apsorpcije i kreiranja neutrona. Najmanja veličina nuklearnog reaktora za koju je lančana reakcija još uvek moguća se naziva kritična veličina. Slično, najmanja masa fisionog materijala u kome se odigrava lančana reakcija se naziva kritična masa. Kritična veličina se može smanjiti okruživanjem instalacije reflektorom u obliku sloja nefisionog materijala sa niskim efikasnim presekom zahvata i visokim presekom rasejanja. Reflektor vrati znatan deo neutrona odbeglih sa površine reaktora. Pod istim ostalim uslovima sferni reaktori imaju najmanju kritičnu veličinu. Uloga dizajna i raspored raznih materijala u reaktoru će biti diskutovana u sekciji 7.4.3.

Jedna od najvažnijih karakteristika lančane reakcije, brzina rasta, određena je faktorom multiplikacije neutrona k , i vremenom između dva uzastopna akta fisije, ili srednjim vremenom života τ jedne generacije neutrona. Porast broja neutrona u toku jedne generacije je dat sa

$$dn = n(k - 1) \quad 7.4.2.$$

Porast po jedinici vremena će biti

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k - 1)}{\tau} \quad 7.4.3.$$

Srednji život jedne generacije ili srednji vremenski interval između dva uzastopna akta fisije je zbir vremena fisije, kašnjenja izlaska neutrona od fisionog jezgra u odnosu na trenutak fisije, i vremena koje je potrebno neutronu da dospe do sledećeg fisionog jezgra.

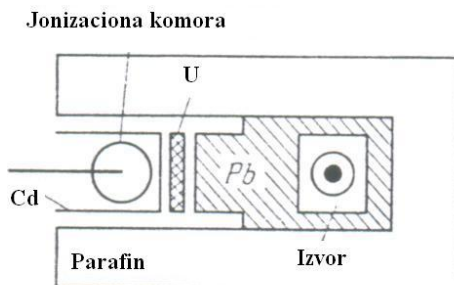
Smanjivanjem τ u cilju dobijanja eksplozivne lančane reakcije, multiplikacija neutrona se mora realizovati sa trenutno stvorenim i brzim neutronima. Za kontrolu lančane reakcije, sa druge strane, kašnjenje i vreme leta neutrona treba da je što je moguće veće. Prva veličina je određena mehanizmom formiranja sekundarnih neutrona, a druga zavisi od prirode interakcije sekundarnih neutrona sa okolnim jezgrima posle napuštanja fisionog jezgra, tj., od procesa usporavanja, difuzije i zahvata.

Zbog svega ovoga, krajnje je važno znati mehanizam formiranja sekundarnih neutrona i njihove efikasne preseke interakcije sa raznim materijalima korišćenim u nuklearnim reaktorima (nuklearno gorivo, moderator, reflektor i konstrukcioni materijali). Podaci o efikasnim presecima su potrebni u širokom opsegu energija, počev od energije sa kojima se sekundarni neutroni oslobadaju u trenutku fisije, pa sve do termalnih energija.

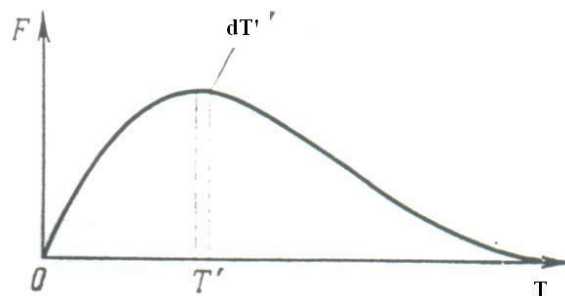
Problem postizanja lančane nuklearne reakcije je vrlo komplikovan. Detaljan opis ovog problema je izvan obima ove knjige, niti je potrebno uključiti sve detalje u opšti kurs nuklearne fizike. Ovde ćemo se ograničiti na najvažnije eksperimente sa tačke gledišta nuklearne fizike koji omogućavaju iskorišćavanje nuklearne energije.

7.4.1. Srednji broj v sekundarnih neutrona emitovanih u jednom aktu fisije

Veličina ν su merili Flyorov, Zinn i Szilard, i dr. Opisacemo eksperiment Zinna i Szilarda u kome je energetski spektar fisionih neutrona urana opažen po prvi put (1939.) i gde je vrednost ν bila sasvim blizu modernim procenama ove veličine



Slika 245



Slika 246

Glavni deo uređenja (Slika 245) je sferna jonizaciona komora ispunjena smešom argona (na pritisku od 8 atm) i vodonika (pritiskak 10 atm), koja može da registruje uzmaknute protone sa energijom $T_p > 0.6 MeV$. Uzmaknuti protoni se proizvode kao rezultat elastičnog rasejanja fisionih neutrona na jezgrima vodonika.

Fisioni neutroni se emituju na uranovoj plači smeštenoj blizu jonizacione komore. Fisija uranovih jezgara je izazvana neutronima iz (γ - Ra+Be) izvora pripremljenog od 1 g radijuma. Da bi se komora zaštitila od gama zračenja, postavljen je olovni ekran. Instrument je umetnut u parafin da bi se komora zaštitila od neutrona, dok je kadmijumski oklop štiti od termalnih neutrona.

Lako se može pokazati da se takva aparatura može koristiti za određivanje energetskog spektra sekundarnih neutrona merenjem energetskog spektra uzmaknutih protona (u svim mogućim pravcima) registrovanih pomoći jonizacione komore.

Neka je $F(T)$ željeni spektar neutrona. Izabraćemo neutrone sa energijom $T' \pm dT'$ koji po broju odgovaraju $F(T')dT'$ (Slika 246). Posle sudara sa protonima, ovi neutroni će imati energiju između 0 i T' sa istom verovatnoćom $F(T')dT'$. Broj uzmaknutih protona sa energijom $T \pm dT$ je

$$dN_p(T) = F(T')\sigma(T')dT'dT/T' \quad 7.4.4.$$

gde je $\sigma(T')$ efikasni presek rasejanja ($n-p$) i $T \leq T'$ [$dN_p(T) = 0$ za $T > T'$]. Broj uzmaknutih protona sa energijom $T \pm dT$ se dobija integraljenjem izraza

$$\frac{dN_p(T)}{dt} = \frac{F(T')\sigma(T')dT'}{T'} \quad 7.4.5.$$

preko energije T' preko celog neutronskeg spektra $F(T')$ za $T' \geq T$:

$$N(T)dT = \int_T^{\infty} \frac{F(T')}{T'}\sigma(T')dT' \quad 7.4.6.$$

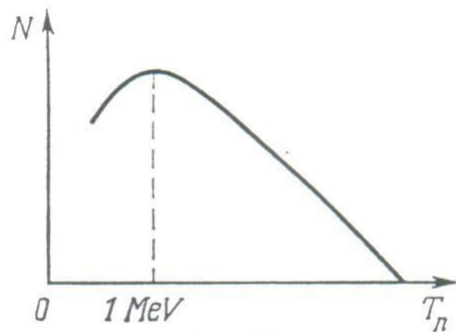
Može se videti iz ovog izraza da je spektar uzmaknutih protona u svim mogućim pravcima predstavljen monotono opadajućom funkcijom energije po T . Diferencirajući ovaj izraz dobija se

$$\frac{dN}{dT} = -\frac{F(T)\sigma(T)}{T}$$

$$\text{i } F(T) = \left(-\frac{T}{\sigma(T)} dN(T) \right) dT \quad 7.4.7.$$

Slika 247 pokazuje spektar sekundarnih neutrona dobijen na ovaj način. Jasno je sa slike da spektar ima pik oko 1 MeV i opada ka krajevima pika.

Naravno, metod opisan ovde daje samo grubi oblik spektra fisionih neutrona, pošto je zasnovan na diferencijaciji eksperimentalne krive, što dovodi do značajne greške. Međutim, čak i u ovom obliku, rezultat je sasvim značajan pošto daje ideju o broju v elektrona emitovanih u jendom aktu fisije.



Slika 247

Da bi se odredio ν u dva nezavisna merenja, broj N_n neutrona emitovih uranijumskom pločom, potrebno je odrediti broj N_{fis} akata fisije na toj ploči u toku vremena. Očito je da je

$$\nu = N_n / N_{fis} \quad 7.4.8.$$

Broj neutrona se broji preko broja registrovanih protona uzimajući u obzir efikasni presek ($n-p$) reakcije za fisioni spektar neutrona, kao i geometriju eksperimenta.

Broj N_{fis} akata fisije se određuje pomoću male dodatne jonizacione komore koja je instalisana umesto uranove ploče. Kako je fisioni amterijal u obliku tankog filma (debljine manje od srednje dužine puta fisionih fragmenata), fisiona komora meri sve akte fisije koja se u njoj dogodi. Vrednost N_{fis} se može izračunati poredjenjem mase urana u fisionoj komori i ploče. Kao rezultat merenja Zinna i Szilarda, dobijena je sledeća vrednost za ν

$$\nu = N_n / N_{fis} = 2.3 \pm 0.3 \quad 7.4.9.$$

čime je po prvi put otvorena mogućnost lančane nuklearne reakcije. Tačnija merenja spektra sekundarnih neutrona i vrednosti ν su dobijena kasnijim eksperimentima koji će biti opisani u 7.5.3 i 7.5.8.

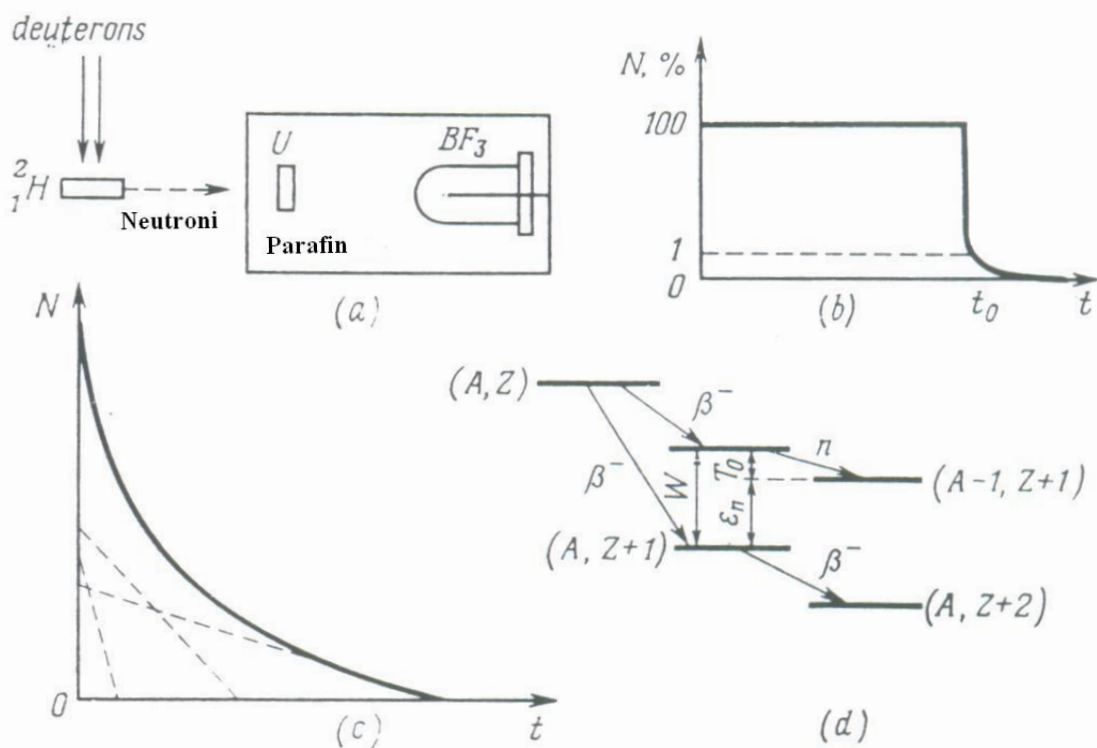
7.4.2. Zakasneli neutroni

U jednom od eksperimenata registracije sekundarnih neutrona formiranih u fisiju urana neutronima, iz reakcije ($d+d$) nadjena je emisija sekundarnih neutrona neko vreme posle t_0 kada je ugašen akcelerator koji proizvodi deuterone. Analiza ovog fenomena je pokazala da se oko 1 % sekundarnih neutrona emituje ne u trenutku fisije, već neko vreme posle prekida fisije i nakon zaustavljanja fisionih fragmenata. Ovi neutroni su nazvani zakasneli neutroni (Slika 248a i b). Merenja promene broja zakasnelih neutrona sa vremenom su pokazala da je njihovo opadanje opisano krivom koja se može dekomponovati u nekoliko eksponencijalnih kriva sa raznim vremenima poluraspada (ove krive su prikazane isprekidanim linijama na slici 248c).

Tabela 27 daje vrednosti ovih poluvremena i frakcije zakasnelih neutron koji im odgovaraju. Radiohemijaska analiza fisionih produkata je otkrila da sva vremena poluraspada pomenuta u Tabeli 27 odgovaraju poluživotima karakterističnih β^- raspada fisionih fragmenata

Tabela 27

Poluzivot (s)	Prinos %	Kineticka energija zakasnelih neutrona
55.7	0.021	0.25
22.7	0.140	0.56
6.2	0.125	0.43
2.3	0.253	0.62
0.6	0.074	0.42
0.2	0.027	—
	0.640	



Slika 248

Za najduža vremena poluraspada u Tabeli 27 (55 s i 22.7 s) odgovarajući fisioni produkti $^{87}_{35}\text{Br}$ i ^{137}I su izolovani i proučene su njihove osobine. Nadjeno je da izolovani produkti emituju zakasnele neutrone sa poluživotima koji koincidiraju sa poluživotima beta raspada datog produkta. Štaviše, nadjeno je da zakasneli neutroni imaju definisanu kinetičku energiju (Tabela 27).

Ovi rezultati su pomogli objašnjenju prirode zakasnele emisije neutrona. Pomenuto je u Sekciji 3.3 da β^- radioaktivna jezgra mogu da dožive beta transformaciju do osnovnog stanja ali i do ekscitovano stanje novonastalog jezgra, odakle se jezgro deekscitira emisijom gama zračenja ili internom konverzijom elektrona.

Obično je energija ekscitacije jezgara potomka mala (oko 1 MeV), i mogući su samo gorepomenuti procesi. Međutim, visoko ekscitovani fragmenti ili fragmenti sa velikim viškom neutrona mogu da prikažu i drugačije efekte, tj., emisiju neutrona iz jezgra potomka. Ovaj proces se dogaja ako je energija ekscitacije jezgra potomka veća od energije odvajanja (veze) neutrona:

$$W > \varepsilon_n \quad 7.4.10.$$

Kako se neutron emituje skoro trenutno, ako je ovaj uslov zadovoljen, vreme emisije je određeno vremenom formiranja ekscitovanog stanja, tj., poluživotom odgovarajućeg beta prelaza. Slika 248d, pokazuje formiranje zakasnelih neutrona u dva identična slučaja (^{87}Br i ^{137}I).

Uslovi pod kojim je relacija 7.4.10. zadovoljena i koji omogućava emisiju zakasnelih neutrona se lako može naći. Ovo uključuje zabranu beta prelaza u osnovno stanje i nisku vrednost energije odvajanja neutrona. Oba ova uslova su zadovoljena u primerima razmatranim gore.

Za ^{87}Br kao i za ^{137}I beta prelaz u osnovno stanje je zabranjen. Energija odvajanja neutrona je mala pošto su oba potomka tipa N_M+1 , gde je N_M magični broj neutrona.

Zakasneli neutroni se emituju ne samo od fisionih fragmenta urana, veći od fragmenata drugih fisionih jezgara. Procentni prinosi zakasnelih neutrona različitih vremena poluživota se menjaju, pri čemu vremena poluživota praktični ostaju ista. Zakasneli neutroni imaju važnu ulogu u kontrolisanoj lančanoj nuklearnoj reakciji.

Trenutno je identifikovano više od 70 emitera zakasnelih neutrona i proučeno sa $T_{1/2}$ između 0.009 do 78 s. Spektar neutrona ima finu strukturu.

7.4.3. Efikasni presek fisije i praktična realizacija lančane nuklearne reakcije

Pomenuto je ranije da se fisija na jezgru ^{238}U i prirodnim izotopima ^{91}Pa i ^{90}Th može izazvati samo brzim neutronima ($T \propto 1\text{MeV}$). Slika 249 prikazuje zavisnost efikasnog preseka za fisiju ^{238}U od energije. Može se videti da je u intervalu od 2 do 6 MeV, presek za fisiju $0.5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ što je vrlo mali deo najvećeg mogućeg preseka ove reakcije u ovom regionu (πR^2):

$$\pi R^2 = \pi \left(1.4 \times 10^{-12} \cdot \sqrt[3]{238} \right)^2 = 2.4 \times 10^{-24}$$

$$\frac{\sigma_{fis}}{\pi R^2} = \frac{\Gamma_{fis}}{\Gamma} = 0.2$$

7.4.11.

Relativna verovatnoća drugih procesa je jednaka $(\Gamma - \Gamma_{\text{fis}})/\Gamma = 0.8$ što je četiri puta veće od $\Gamma_{\text{fis}}/\Gamma$. Ovi procesi uključuju neelastična rasejanja (i na niskim energijama radijacioni zahvat). U neelastičnom rasejanju neutron brzo gubi (ponekad i u jednom sudaru) tako velike iznose energije, da je preostala energija ispod praga fisije na jezgru ^{238}U , i lančana reakcija se ne može održati dalje ovim neutronom.

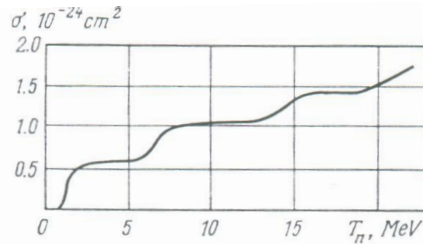


Fig. 249

Čak i ova gruba procena pokazuje da 80 % fisionih neutrona ne učestvuju dalje u ovom procesu, i lančana reakcija na jezgru ^{238}U je moguća ako se najmanje pet sekundarnih neutrona stvori u jednom aktu fisije (sa dovoljnom energijom $(T_n \geq 1 \text{ MeV})$). Situacija je ista, ako ne i gora, za ostale fisione elemente ^{91}Pa i ^{90}Th . Vrednost $\Gamma_{\text{fis}}/\Gamma$ za ^{90}Th je manja nego za ^{238}U , dok je ^{91}Pa znatno redji u prirodi nego uran.

Mogućnost korišćenja urana za dobijanje energije se pojavila nakon otkrića da ^{235}U doživljava fisiju termalnim neutronima. Odsustvo praga za fisiju na ^{235}U otvara mogućnost da proces neelastičnog rasejanja neutrona omogući fisiju na čistom ^{235}U . Štaviše, nadjeno je da je lančana reakcija na čistom ^{235}U moguća i sa brzim neutronima, kao i sa sporim (zbog toga što je uloga ostalih remetećih faktora, kao rezonantni zahvat, relativno mala). Tako, dovoljna količina čistog ^{235}U može pomoći da se oba problema reše, tj., realizacija eksplozivne lančane reakcije i stvaranje atomske bombe, kao i samoodrživa lančana reakcija, koja se može koristiti u miroljubive svrhe kao izvor energije.

U početnom radu na ovim problemima pokazalo se da je ovakvo rešenje nemoguće jer je krajnje teško dobiti izotop ^{235}U u čistom obliku. Atomska bomba je napravljena 1945. godine posle prevazilaženja teškoća u vezi sa separacijom teških elemenata sa bliskim masama i dobijanja dovoljne količine drugog nuklearnog goriva ^{239}Pu . Kontrolisana lančana reakcija je ostvarena nešto ranije, 1942. godine korišćenjem prirodne smeše uranovih izotopa.

Poznato je da izotopa ^{235}U ima 1/140 u prirodnoj smeši urana. Prva merenja efikasnog preseka fisije na prirodnom uranu sa termalnim neutronima su dala sledeći red veličine

$$\sigma_{kT}(^{92}\text{U}^{\text{nat}}) = (2 - 4) \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad 7.4.12.$$

Proračun za izotop ^{235}U daje ohrabrujuć rezultat

$$\sigma_{kT}(^{235}_{92}\text{U}) = 140 \sigma_{kT}(^{92}\text{U}^{nat}) = (280 - 560) \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad 7.4.13.$$

Ovaj rezultat je kasnije potvrđen merenjem fisionog efikasnog preseka u funkciji energije neutrona za izotop ^{235}U (Slika 250). Vrednost efikasnog preseka fisije na ^{235}U termalnim neutronima je određena oko $580 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Ovako veliki presek fisije čini verovatnoću fisije na ^{235}U uporedivom sa presekom rezonantnog zahvata (tj., sa radijacionim zahvatom neutrona na uranovim jezgrima u toku usporavanja), uprkos činjenici da sva jezgra urana učestvuju u rezonantnom zahvatu dok se fisija događa samo na 1/140 delu jezgra.

Ovo je rodilo ideju dobijanja kontrolisane lančane reakcije na jezgrima ^{235}U bez njihovog potpunog izolovanja iz smeše prirodnih izotopa.

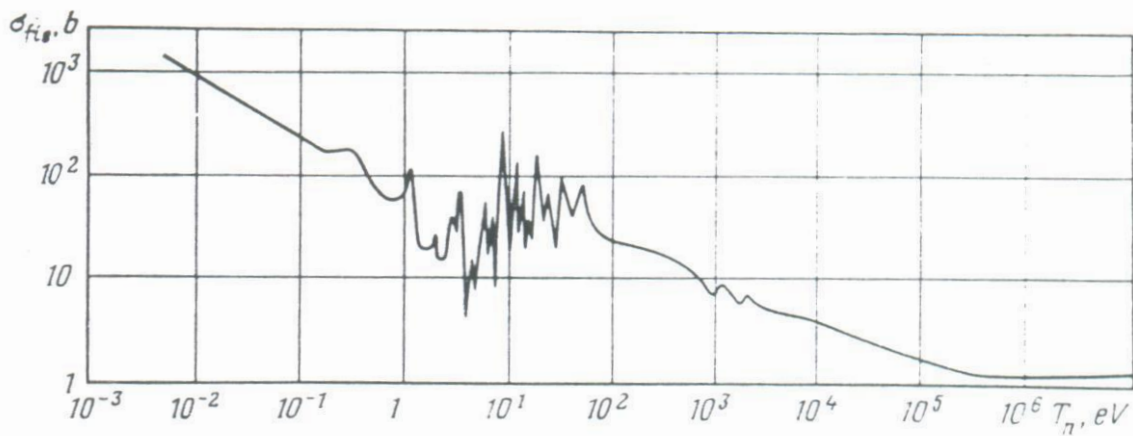


Fig. 250

Šema dobijanja lančane nuklearne reakcije je krajnje prosta. Sekundarni neutroni stvoreni u fisiji uranovog jezgra (spontane ili izazvane kosmičkim zračenjem), se usporavaju do termalnih energija i bivaju zahvaćeni na jezgrima ^{235}U izazivajući njegovu fisiju i stvaranje novih sekundarnih neutrona koji se opet usporavaju, i td.

Najjednostavniji način postizanja lančane reakcije je koristiti sam uran za usporavanje sekundarnih neutrona u neelastičnim i elastičnim sudarima. U praksi, međutim ovo ne funkcioniše pošto sa smanjenjem energije neutrona raste uloga radijacionog zahvata i njihova verovatnoća postaje znatno veća nego verovatnoća fisije na svim energijama, osim termalnim.

Da bi se eliminisao štetan uticaj rezonantnih zahvata, usporavanje se može obaviti pomoću drugih materijala čija jezgra imaju manju masu, manji efikasni presek za radijacioni zahvat i veliki presek za rasejanje. Rastvaranje urana sa takvim moderatorom mora da oslabi efekat rezonantnog zahvata (jer u sudarima sa lakim jezgrima neutroni gube veće porcije energije nego u sudarima sa teškim uranovim jezgrima). Tako, znatno veći deo neutrona se uspešno uspori do termalnih energija. Međutim, uloga rezonantnog zahvata ostaje vrlo značajna ako su uran i moderator u homogenoj smeši. U ovom slučaju, neutron srednje energije (uključujući i

rezonantne) može na svom putu da sretne jezgro ^{238}U i da se apsorbuje na njemu bez izazivanja fisije.

Ova teškoća se prevazilazi zamenom homogene smeše urana i moderatora, rešetkom u kojoj su blokovi urana i moderator periodično smešteni. Ako je rastojanje između blokova dovoljno veliko, sekundarni neutroni iz jednog bloka mogu da dospeju u drugi blok posle prolaska dugog puta na kome se uspore moderatorom, a kao rezultat, njihova energija opadne ispod nivoa rezonanci. Pored toga, uredjenje blokova urana dovodi do vrlo važnog efekta nazvanog screening (zaklanjanje) po kome se rezonantni neutroni apsorbuju u vrlo tankom sloju površine bloka. Tako, sistem (heterogeni) blok je ekvivalentan po efektu rezonantne apsorpcije, homogenom sistemu za znatno nižim procentom urana.

Kombinacija svih ovih faktora dovodi do opadanja verovatnoće radijacionog (rezonantnog) zahvata neutrona na uranu, što čini lančanu reakciju mogućom u prirodnom uranu. Teorija rezonantne apsorpcije u heterogenim sistemima je razvijena 1943. godine od strane Gurevica i Pomeranchuka.

Sistem koji se sastoji od prirodnog urana i moderatora se može kvantitativno okarakterisati faktorom multiplikacije

$$k = k_{\infty} \aleph \quad 7.4.14.$$

gde je k_{∞} faktor umnožavanja beskonačne sredine, tj., za beskonačno veliki reaktor, a \aleph je verovatnoća da neutron ne napusti reaktorsku aktivnu zonu konačno velikog reaktora. Faktor k_{∞} je proizvod četiri faktora u formuli koja se naziva „formula četiri faktora“,

$$k_{\infty} = \eta \epsilon p f \quad 7.4.15.$$

gde je $\eta = \nu \sigma_{fis} / \Sigma$ je broj brzih neutrona stvorenih nakon zahvata jednog termalnog neutrona na jezgru urana; σ_{fis} i Σ su fisioni efikasni presek i suma fisionog i preseka radijacionog zahvata na ^{235}U i ^{238}U prema procentualnoj kompoziciji prirodnog urana, tj., $\Sigma = \sigma_{fis} + \sigma(n, \gamma)_{235} + 140 \sigma(n, \gamma)_{238}$,

ϵ je faktor multiplikacije brzih neutrona, tj., porast broja neutrona usled fisije izazvane brzim neutronima, p je verovatnoća izbegavanja rezonantnog zahvata u toku usporavanja, $f = \sigma_U N_U / (\sigma_U N_U + \sigma_m N_m)$ je faktor termalnog iskorišćenja tj., verovatnoća da usporeni neutroni budu apsorbovani na jezgru urana, a ne na moderatoru (σ_U i σ_m su efikasni preseki apsorpcije termalnih neutrona na uranu i moderatoru, i N_U i N_m je brojna gustina uranovih i moderatovih jezgara resp.). Tipične vrednosti ovih koeficijenata za realni sistem izgradjen od prirodnog urana i grafita su $\eta=1.35$, $\epsilon=1.03$, $\epsilon p f=0.8$, (za optimalnu rešetku). Iz ovih vrednosti sledi da je $k_{\infty}=1.08$, odakle sledi da za $k \geq 1$, mora biti $\aleph \geq 0.93$. Ovo odgovara veličini reaktora 5 do 10 m. Ovo je bila veličina prvog nuklearnog reaktora koji je sagradio Fermi, u Čikagu u decembru 1942.

Prvi nuklearni reaktor izgradjen u SSSRu pod rukovodstvom Kurchatova 1946. godine je bio iste veličine. U oba ova reaktora, kao moderator korišćen je grafit u visoko pročišćenom obliku (bez primesa kadmijuma i bora koji jako apsorbuju termalne neutrone). Primenjena je posebna geometrija uranovih blokova da bi se smanjilo curenje neutrona iz reaktora, tj., da bi se smanjila njegova kritična masa.

Fermijev reaktor je sadržao 4 t urana i 450 tona grafita. Nije imao ventilacije niti zaštite, i inicijalno je imao snagu od 200 W. Ovaj reaktor je kasnije razmontiran i ponovo montiran u Aragonne Laboratory u Čikagu i imao je snagu 100 kW.

Kurchatov reaktor je imao 50 tona urana i 500 tona grafita, sa snagom od 10 kW koja je maksimalno mogla ići do 4 MW.

Prvi reaktori su kontrolisani pomoću posebnih šipki načinjenih od materijala koji jako apsorbuju termalne neutrone (Cd, B). Kada se šipka umetne u reaktorsku rešetku (aktivna zona), lančana reakcija se prekida usled jake apsorpcije termalnih neutrona.

Treba zapaziti da je kontrola nuklearnih reaktora koji rade sa termalnim neutronima relativno jednostavna zbog činjenice da se neki neutroni emituju kao zakasneli neutroni. Pretpostavimo da faktor umnožavanja ne prevazilazi 1.0064. Na primer, neka je $k=1.005$.

Uzevši u obzir ra je 0.64 % neutrona emitovano kao zakasneli neutroni, lako se može videti da se multiplikacija neutrona ne može odigrati preko trenutnih sekundarnih neutrona (za koje je $k < 1$), i da zakasneli neutroni moraju imati učešća u procesu.

Odredjivanje srednjeg života $\bar{\tau}$ jedne generacije neutrona, zahteva da se u obzir uzmu i zakasneli neutroni. Računanje $\bar{\tau}$ uzimajući u obzir i frakciju zakasnelih neutrona, daje vrednost

$$\bar{\tau} \cong 0.1s$$

umesto vrednosti $\bar{\tau} \cong 0.001s$ dobijenog bez uračunavanja zakasnelih neutrona. Rešavanjem jednačine 7.4.3 sa $\tau=0.1$ s dobijamo

$$n = n_0 e^{0.05t} \tag{7.4.16}$$

koja znači da broj neutrona poraste za jednu sekundu za 1.05 (za $\tau=10^{-3}s$, faktor porasta neutrona za 1 s je 150). Ovaj spor porast intenziteta lančane reakcije omogućuje njenu laku kontrolu. Efekat zakasnelih neutrona se takodje manifestuje u tome da se lančana reakcija ne može prekinuti trenutno, već se ona sporo zaustavlja nakon spuštanja kadmijumskog apsorbera.

Ubrzo nakon prvih nuklearnih reaktora, sagradjen je snažan reaktor za dobijanje transuransog elementa plutonijuma, čiji jedan izotop $^{239}_{94}\text{Pu}$ ima osobine slične ^{235}U i koji se takodje može koristiti kao nuklearno gorivo (i u nuklearnim eksplozijama).

Plutonijum se stvara u reaktorima kao rezultat radijacionog zahvata neutrona na jezgru ^{238}U nakon čega slede dva β^- raspada po šemi



Proizvodnja ^{239}Pu i separacija iz ^{235}U iz prirodnog urana omogućila je realizaciju eksplozivne nuklearne reakcije, tj., stvaranje atomske bombe.

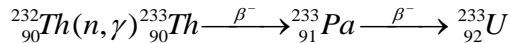
Trenutno, veliki broj nuklearnih reaktora različitog dizajna radi sa termalnim intermedijalnim i brzim neutronima.

U termalnim reaktorima, fisija je uglavnom izazvana termalnim neutronima, intermedijalni reaktori rade sa neutronima srednjih energija 1-1000 eV, dok brzi reaktori koriste neutrone iz fisije $T_n \geq 10^4$ eV.

Aktivna zona termalnih i intermedijalnih reaktora se sastoji od goriva i moderatora. Pored grafita, teška voda ili obična voda, berilijum i berilijumski oksid, kao i neke organske materije se mogu koristiti kao moderatori (ako se kao gorivo koristi prirodni uran, obična voda je nepogodna kao moderator).

Nuklearni reaktori koji rade sa brzim neutronima, nemaju nikakav moderator.

Kao gorivo, nuklearni reaktori koriste ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu , prirodni uran koji sadrži 99.3 % ^{238}U i 0.7 % ^{235}U , kao i prirodni uran sa obogaćenim ^{235}U (povećan sadržaj ovog izotopa). Ranije je pomenuto da se ^{239}Pu formira u nuklearnim reaktorima; ^{235}U i obogaćeni ^{235}U se dobijaju izotopskom separacijom urana, dok se ^{233}U dobija kroz reakciju



7.4.8.

Nuklearno gorivo može biti u čvrstoj, tečnoj ili keramičkoj (oksidi, karbidi) formi.

Zavisno od dizajna, nuklearni reaktori mogu biti heterogeni u kojima je gorivo smešteno u rešetki, ili homogeno (gde se gorivo i moderator koriste u obliku smeše ili suspenzije).

Prema nameni, reaktori mogu biti energetske (za proizvodnju struje), istraživački reaktori (reaktori u nuklearnoj i neutronske fizici i za testiranje materijala) ili regenerativni reaktori, (za dobijanje nuklearnog goriva). Regenerativni reaktori mogu biti dve vrste: konvertori i oplodni. Konvertori proizvode približno istu količinu goriva koju i potroše. Oplodni reaktori proizvedu više goriva nego što potroše. Novo fisiono gorivo se formira transformirajući ^{238}U u prirodnom uranu (reakcija 7.4.17) ili iz ^{232}Th koji se namerno stavljaju u reaktore (jednačina 7.4.18).

Obično se isti reaktor može koristiti za razne namene. Primena atomske energije je diskutovana u sekciji 7.6.

7.4.4. Prirodni nuklearni reaktor

Ranije je već pomenuto da su sasvim specifični uslovi potrebni za realizaciju kontrolisane nuklearne fisije u prirodnom uranu. Ovo uključuje korišćenje ultračistog grafita, berilijuma ili teške vode, optimalni relativni sadržaj urana i moderatora, blok dizajn, veliki sistem i prisustvo regulacije. Teška voda, čisti berilijum ili grafit se ne nalaze u prirodi, te lančana reakcija sa prirodnim uranom koji sadrži 0.72 % ^{235}U nije moguća sa običnom vodom kao moderatorom. Odavde vidimo da se lančana reakcija ne može dogoditi u prirodi. Međutim, ovo tvrdjenje, iako sasvim tačno, nije ispravno u dužem vremenskom intervalu.

Dobro su poznata vremena poluraspada ^{235}U i ^{238}U , $T_{1/2}^{238} = 7.13 \times 10^8 \text{ god}$, i $T_{1/2}^{235} = 4.51 \times 10^9 \text{ god}$. Sadržaj ^{235}U u prirodnom uranu je bio znatno veći pre oko $2 \cdot 10^9 \text{ god}$ u poredjenju sa današnjim, i iznosio je oko 3 %. U tako obogaćenom prirodnom uranu, sa izotopom ^{235}U , lančana reakcija je moguća u prirodnoj smeši prirodnog urana u običnoj vodi. Snaga takvog reaktora se može stabilizirati samo preko temperaturnog efekta.

Pretpostavka da su stvarni nuklearni reaktori postojali u prirodi je prvi put postavljena nakon analize rude urana u Francuskoj, gde su otkrili da je sadržaj ^{235}U iznosio 0.717 % umesto 0.72 %. Ova, na izgled mala razlika je pobudila istraživanje, s obzirom da je 0.72 neka vrsta konstante, ne samo za uranovu rudu na zemlji, već i za lunarno tle i za meteorite.

Analiza rude u neposrednoj blizini depozita u Zapadnoj Africi je pokazala osiromašenje sadržaja ^{235}U do 0.64 % u bogatoj rudi (do 20 % urana). Pored toga, nadjeni su elementi retkih zemalja u rudi, a oni se proizvode u nuklearnoj fisiji.

Detaljan pregled regiona oko prirodnog reaktora pokazao je veliki količinu urana 600-900 m širine, i 4 -10 m debljine, sa površinskom vodom bogatom muljem i uranom (20 do 40) %. Ovo je mesto gde se odigravala lančana nuklearna reakcija.

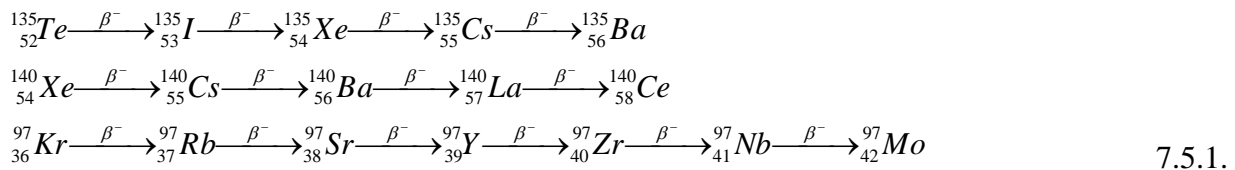
Iz iznosa potrošenog reaktora, starost reaktora je procenjena na $1.8 \cdot 10^9$ godina. Iznos ^{239}Pu formiranog indicira da je proces trajao oko 600000 godina i da je snaga reaktora bila oko 20 kW. Sva računanja su načinjena postojećim podacima o efikasnim preseccima, položajima i širini rezonanci, i nadjeno je savršeno slaganje. Ovo je dovelo do zaključka da su jaka i elektromagnetska interakcija ostale praktično nepromenjene u zadnjih 2 milijarde godina.

7.5. Dodatni problemi fizike fisije

7.5.1. Osobine fisionih produkata

Glavne osobine fisionih fragmenata su velika kinetička energija, beta radioaktivnost i mogućnost emisije trenutnih i zakasnelih neutrona. Razmotrićemo neke od ovih osobina detaljnije.

Jezgro se može raspasti na nekoliko načina. U toku fisije ^{235}U termalnim neutronima, može se formirati više od 80 raznih fragmenata. Kao rezultat beta raspada ova jezgra se transformišu u fisione produkte. Oko 300 raznih izotopa je identifikovano u ovim radioaktivnim lancima. Tri primera dugih lanaca radioaktivnih transformacija fisionih fragmenata su:



Iz ovih primera se može videti da u toku nekoliko sukcesivnih raspada, naelektrisanje inicijalnog fragmenta može porasti za 4 do 6 jedinica (u nekim slučajevima čak i više jer inicijalno jezgro nije lako detektovati zbog njegovog kratkog vremena života).

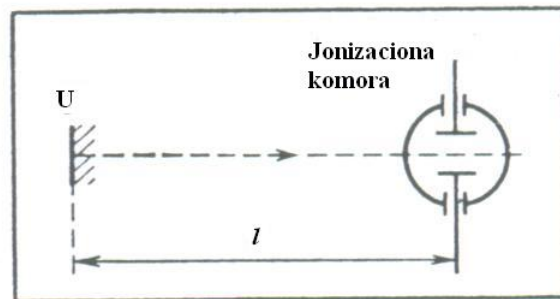


Fig. 251

Uzimajući u obzir fisione lance transformacije, koji imaju različite dužine u različitim slučajevima, i da se dva fragmenta formiraju u jednom aktu fisije, možemo proceniti srednji broj elektrona i antineutrina po aktu. Ovaj broj je aproksimativno šest. Pored beta raspada fisioni produkti emituju i gama zračenje, koje prati beta raspad.

Poznato je da se najveći deo energije fisije oslobodi u obliku kinetičke energije fisionih fragmenata. Računanje obavljeno u sekciji 7.3.1 je dalo vrednost od $Q_{\text{fis}}=180$ MeV. Eksperimentalna vrednost energije fisionih fragmenata je nešto niža i iznosi 170 MeV.

Kinetička energija fisionih fragmenata se utroši na jonizaciju atoma sredine kroz koju prolaze. Domet i specifična jonizacija fisionih fragmenata u raznim tačkama njihove putanje u vazduhu su određene pomoću malih jonizacionih komora smeštenih u posudi u kojima može da se menja pritisak vazduha. (Slika 251).

Ako se izvor fisionih fragmenata (recimo uranova meta) smesti na izvesnom rastojanju l od jonizacione komore, domet R fisionih fragmenata će biti veći od ili kraći od l , zavisno od pritiska. Određivanjem pritiska na kome je $R=l$ i preračunato na normalni pritisak, može se naći R_0 domet fisionih fragmenata u vazduhu na normalnom pritisku. Ovo daje vrednost od 25 mm za domet lakih fisionih produkata i 19 mm za teške fragmenta.

Postoje i drugi metodi merenja dometa jonizacije. Na primer, domet fisionih produkata se lako meri fotografskim emulzijama uvodjenjem čestica fisionih materijala u nju. Posle razvijanja, takva emulzija otkriva kratak debeo trag fragmenta srednje dužine 13.4 μm za laki i 10.4 μm za teži fragment.

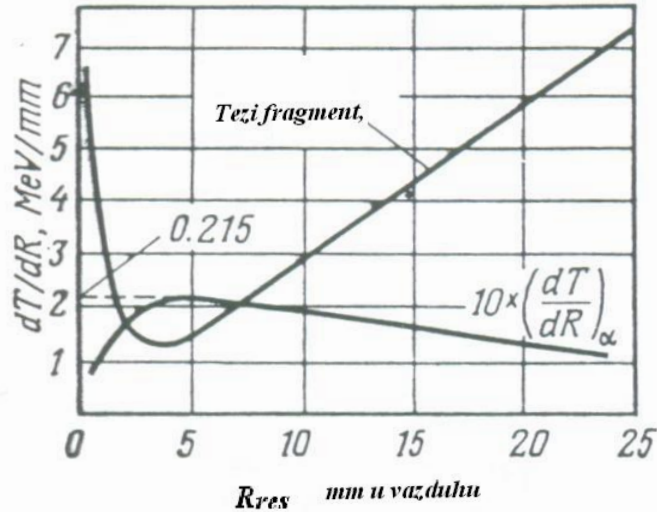
Tragovi fisionih produkata u Wilsonovoj maglenoj komori imaju vrlo interesantan oblik (Slika 252). Trag fragmenta je debeo na početku, i postaje sve tanji prema kraju gde se završava sa jednim ili više V grana sličnim onim opaženim kod elastičnog rasejanja.



Fig. 252

Sužavanje traga prema kraju dometa indicira jako smanjenje moći jonizacije sa opadanjem brzine fragmenata, što se čini suprotnim Borovoj formuli za specifičnu jonizaciju. Rezultat se objašnjava činjenicom da fragmenti formirani u fisiji imaju znatno manje elektrona, tj., naelektrisanje jezgra je nekompenzovano. Kao rezultat, fragment jonizuje kao višestruko naelektrisana čestica na početku putanje ($Z \cong 20$). U toku usporavanja, fragmenti postepeno zahvataju elektrone koje mogu da zahvate na Borove orbite, ako je brzina fragmenata uporediva sa brzinom elektrona u odgovarajućoj orbiti.

Zavisnost specifične jonizacije dT/dR fragmenata od preostalog dometa R_{res} se meri pomoću male jonizacione komore opisane ranije, u kojoj se samo mali deo dometa fragmenta vidi. Specifična jonizacija bilo kog dela putanje se može meriti variranjem l . Zavisnost, dobijena ovako je prikazana na slici 253.



Slika 253

Vidi se sa ove slike da je specifična jonizacija fragmenata znatno veća nego za α čestice (donja kriva) i oštro opada sa preostalim dometom na početku puta fragmenta. Ovaj rezultat se objašnjava prethodno pomenutim procesom zahvata naelektrisanja od strane fragmenata. Na kraju putanje (mali preostali domet), specifična jonizacija raste još jednom pošto fragmenti počinju da gube energiju brže usled nuklearnih interakcija.

Merenje ugaone raspodele fisionih produkata pokazuje da je raspodela anizotropna u odnosu na pravac snopa čestica odgovornih za fisiju. Ako se anizotropija, α , definiše kao količnik preseka fisije na uglu 0^0 i uglu 90^0 u odnosu na pravac snopa, onda je fisija izazvana brzim česticama obično $\alpha > 1$, dok je fisija izazvana gama kvantima $\alpha < 1$. Kvalitativno, rezultat sledi iz zakona održanja ugaonog momenta. Zaista, brze čestice unose ugaoni moment \mathbf{I} u jezgro u pravcu normalnom na njeno kretanje. Odavde rezultatni ugaoni moment raspadnutog jezgra i orbitalni ugaoni moment fisionih fragmenata moraju da imaju istu usrednjenu orijentaciju. Za dipolno γ zračenje čiji je ugaoni moment kolinearan sa pravcem snopa, orbitalni ugaoni momenta \mathbf{L} fragmenata mora takodje biti kolinearan sa snopom, i zato fisioni fragmenti uglavnom lete u pravcu normalnom na snop.

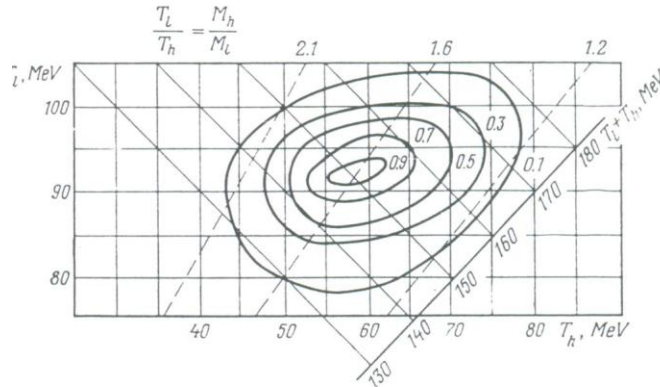
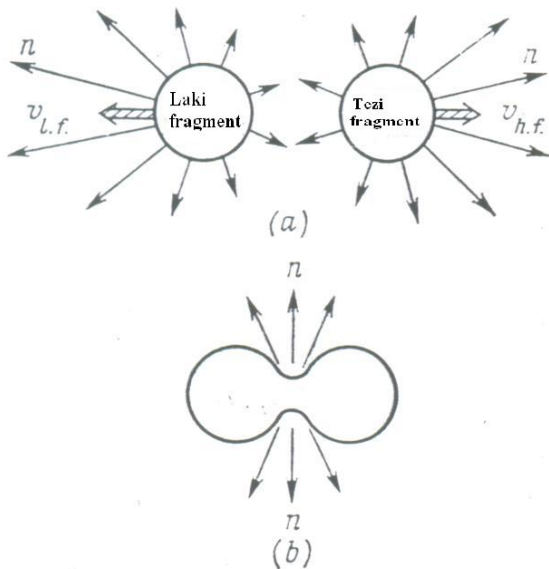


Fig. 254

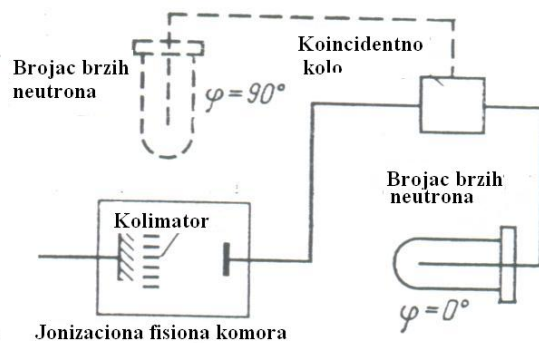
Pomenuto je u sekciji 7.2.1. da kinetička energija i raspodela masa fragmenata zadovoljavaju jednačinu 7.2.1 samo u prvoj aproksimaciji, dok verovatnoća fisije zavisi od količnika masa i kinetičke energije fragmenata. Detaljna eksperimentalna istraživanja ovog problema su obavljena pomoću jednokanalnog analizatora čiji se prozor može fiksirati na izvesnoj energiji jednog od fragmenata. Rezultati merenja su prikazani na slici 254, gde T_l, T_h i $T_l + T_h$ označavaju kinetičku energiju lakog, teškog i oba fragmenta respektivno, M_h/M_l je količnik njihovih masa i brojevi u zatvorenim krugovima označavaju relativnu verovatnoću fisije. Jasno je sa slike da za fiksiranu verovatnoću fisije, različite vrednosti $T_l + T_h$ odgovaraju istoj vrednosti M_h/M_l , i obratno. Ovo znači da su istovremeno $T_l > \bar{T}_l$ i $T_h > \bar{T}_h$ moguće.

7.5.2. Mehanizam formiranja i vreme emisije fisionih neutrona

Jasno je da se sekundarni neutroni emituju fragmentima koji imaju višak neutrona. Medjutim, još jedan mehanizam je takodje moguć, prema kome se fisioni neutroni oslobadjaju u momentu fisije jezgra. Izbor izmedju ova dva mehanizma se može načiniti merenjem ugaone korelacije izmedju dominantnog pravca kretanja sekundarnih neutrona i pravca leta fisionih fragmenata.



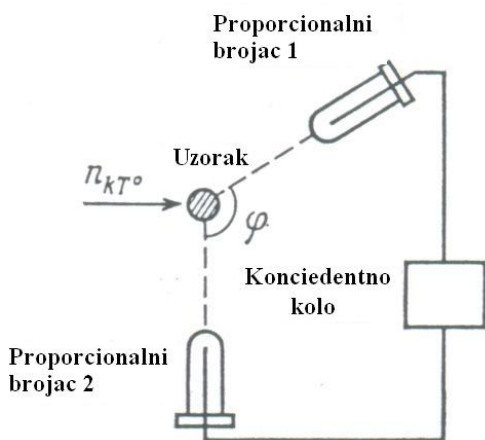
Slika 255



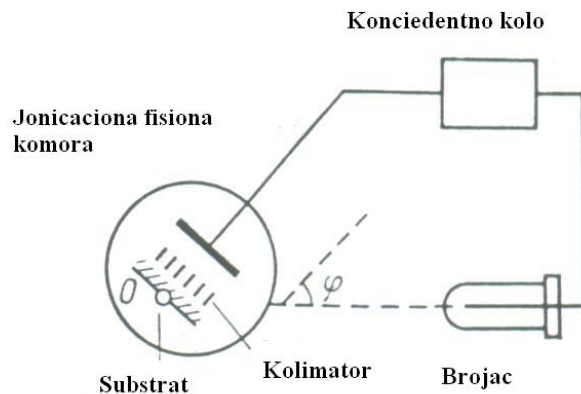
Slika 256

Neutroni emitovani od strane fisijih fragmenata će dominantno leteti upravcu kretanja lakog i teškog fragmenta. Ako su neutroni emitovani od strane jezgra koje se cepa, njihov pravac je normalan na pravac kretanja fragmenata, jer je najverovatnije da neutroni napuštaju vrat dezintegracionog jezgra u momentu kada je ekscitacija jezgra najveća (Slika 255 a, b).

Prvi eksperiment određivanja ugaoone korelacije između pravca emisije sekundarnih neutrona i pravca kretanja fragmenata je obavljen 1947. godine pomoću aparature prikazane na Slici 256. Uređaj uključuje jonizacionu komoru sa kolimatorom koji posmatra neki poseban pravac. Brojač brzih neutrona je spojen u koincidentnom kolu sa jonizacionom komorom i može se okretati za ugao φ u pravcu kretanja fragmenata. Merenja su otkrila daje broj koincidencija na uglu $\varphi=0$ ili na uglu $\varphi=\pi$ bio pet puta veći nego na uglu $\varphi=\pi/2$. Ovo dovodi do zaključka da sesekundarni neutroni emituju u pravcu kretanja fragmenata, tj., da se emituju od strane fisijih produkata pri njihovom kretanju.



Slika 257



Slika 258

Rezultati ovog eksperimenta su korišćeni 1948. godine se odredi koji fragment (laki, teški ili oba) emituje sekundarne neutrone. Za tu svrhu, eksperiment (Slika 257) je sproveden da detektuje fisijone neutrone emitovane istovremeno od dezintegracionog jezgra na raznim uglovima. Neutroni su registrovani proporcionalnim brojačima sa polietilenskim filmom (za formiranje uzmaknutih protona) spojenim u koincidentnom kolu.

Eksperiment je pokazao da je broj parova neutrona emitovanih u suprotnim pravcima (tj, od strane raznih fragmenata) dva puta veći od parova neutrona emitovanih u istom pravcu (tj, od jednog fragmenta).

Tako, sekundarni neutroni se emituju i lakim i teškim fisijim fragmentom.

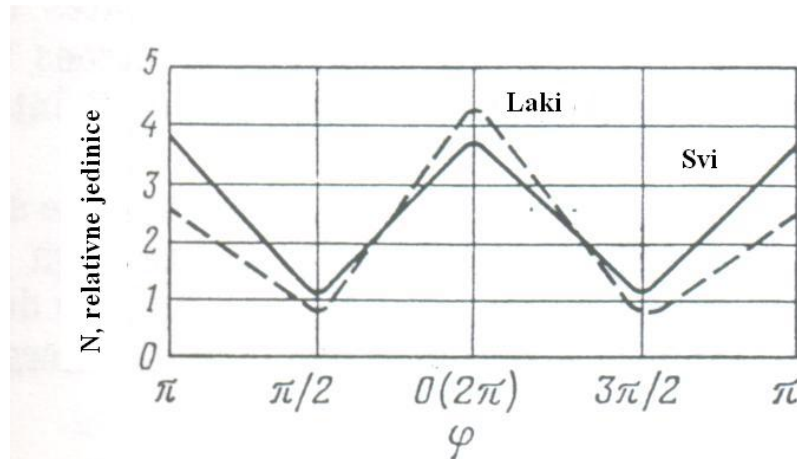
Treći eksperiment u ovoj seriji je obavljen 1949. godine. Omogućio je poredjenje relativnog broja fisijih neutrona emitovanih lakim i teškim fragmentom kao i procena vremena emisije sekundarnih neutrona.

Šema ovog eksperimenta (Slika 258) je slična prvom eksperimentu. Uključuje jonizacionu fisijnu komoru sa kolimatorom, koji se može rotirati oko ose O. Ovo omogućuje

promenu ugla φ između pravca kretanja fragmenata i sekundarnih neutrona koji se registruju brojačem u koincidenciji sa komorom. Karakteristika ove komore je mogućnost izolovanja efekta od lakog fragmenta (koji ima veću kinetičku energiju nego teži fragment i zato kreira veći impuls u jonizacionoj komori).

Tabela

Ugao između brojača, stepeni	30	60	90	135	180
Broj koincidencija po minutu	1.2	1.3	1.2	1.8	2.4



Slika 259

Eksperimentalni rezultat za ^{239}Pu je prikazan na slici 259. Jasno je sa slike da je broj koincidencija na uglu $\varphi=0$ i $\varphi=\pi/2$ isti za oba fragmenta, ali se razlikuje na $N(0)/N(\pi)=1.72$ za lake fragmente. Odavde možemo zaključiti da laki fragment emituje više neutrona nego teži. Kvantitativna analiza eksperimenta daje razliku oko 30 %. Slični rezultati su dobijeni za druga jezgra koja doživljavaju fisiju $N(0)/N(\pi)=2.05$ za ^{233}U i 1.85 za ^{235}U .

Ovaj eksperiment je doveo do zaključka da neko vreme protekne od trenutka fisije do emisije sekundarnih neutrona. Ovo sledi iz mehanizma emisije neutrona da za $\varphi=0$ i $\varphi=\pi$ neutronske brojače registruje neutrone emitovane od fragmenata koji se kreću ka brojaču. Štaviše, broj koincidencija je približno isti (sa greškom od 2 %) u oba slučaja. Međutim, ovi slučajevi se razlikuju u tome što za $\varphi=0$ fragment se kreće ka brojaču izlazi iz sloja fisionog materijala direktno u jonizacionu komoru, dok za $\varphi=\pi$ mora proći kroz 0.5 μm debeo supstrat pokriven

slojem fisionog materijala (Slika 258). Kako je inicijalna brzina fragmenta $1.2 \cdot 10^7$ m/s vreme potrebno da prodje kroz supstrat je dato kao

$$\tau_0 = 5 \times 10^{-5} / 1.2 \times 10^9 = 4 \times 10^{-14} s. \quad 7.5.2.$$

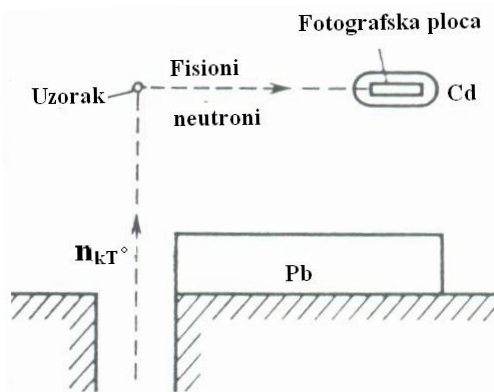
Pri tome, fragment gubi oko 5 MeV energije što izaziva smanjenje njegove brzine. Medjutim, priroda emisije sekundarnih neutrona zavisi od brzine fragmenata koji ih emituju. Kako brzina fragmenata opada, ugaona raspodela neutrona mora postajati sve više izotropna, što znači da će se sve manje neutrona emitovati u pravcu kretanja fragmenta. Odavde, odbroj brojača na uglu $\varphi=\pi$ mora zavisiti da li se neutron emituje pre ili posle prolaska kroz supstrat. U prvom slučaju odbroj mora biti manji za $\varphi=\pi$. Kako je odbroj za $\varphi=0$ jednak onom za $\varphi=\pi$ možemo zaključiti da se neutroni emituju pre nego što fragment prodje kroz supstrat. Ovo daje sledeću procenu vremena emisije sekundarnih neutrona

$$\tau \leq \tau_0 = 4 \times 10^{-14} s \quad 7.5.3.$$

7.5.3. Spektar fisionih neutrona

Spektar fisionih neutrona je proučavan iz merenja energetske raspodele protona stvorenih u čeonim sudarima u nuklearnoj emulziji ozračenju neutronima.

Ekperimentalni uredjaj je prikazan na slici 260. Termalni neutroni n_{KT} izlaze iz kanala nuklearnog reaktora i padaju na mali uzorak fisionog materijala i izazivaju fisiju u njemu, koja je praćena emisijom fisionih neutrona, koji lete u svim mogućim pravcima. Fotografaska ploča koja registruje ove neutrone je smeštena van snopa termalnih neutrona na izvesnom rastojanju od uzorka.



Slika 260

Da bi se fotografaska ploča zaštitila od termalnih neutrona (koji interaguju sa azotom u emulziji i proizvode neutrone sa energijom oko 0.6 MeV), ona je smeštena u kadmijumsku kasetu. Efekat fona (osnovnog zračenja) je uzet u obzir obavljanjem eksperimenta u kome je

ploča ozračivana koristeći nefisioni materijal (umesto uzorka) koji je međutim sposoban da raseje neutrone u snopu.

Da bi se dobio neutronske spektar biraju se tragovi uzmaknutih protona, koji odgovaraju čeonim sudarima (gde ugao uzmarka ne prevazilazi 10^0). U skladu sa sekcijom 4.4. energija uzmaknutih protona u ovom slučaju je praktično ista kao i energija neutrona koji su stvorili ovaj proton:

$$T_p = T_0 \cos^2 \psi \cong T_0$$

7.5.4.

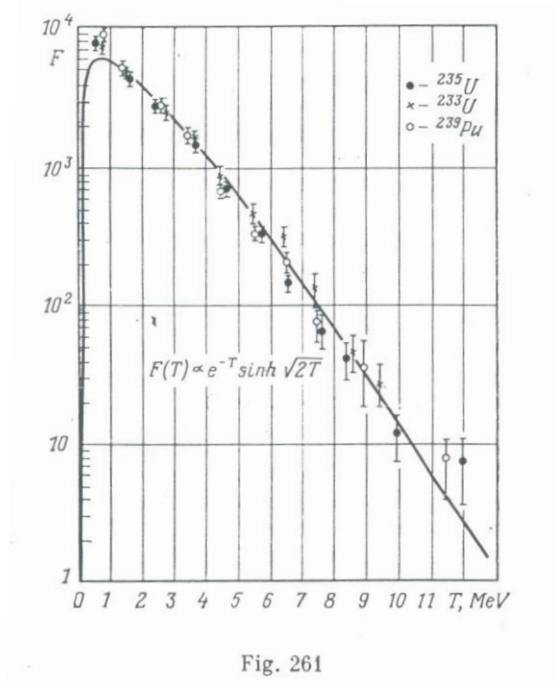


Fig. 261

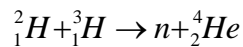
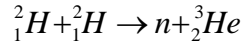
i spektar neutrona $F(T_n)$ se dobija iz spektra uzmaknutih protona $\Phi(T_p)$ deljenjem poslednjeg sa (n-p) presekom rasejanja na odgovarajućoj energiji:

$$F(T_n) = \Phi(T_p) / \sigma_{np}$$

7.5.5.

Analizirano je nekoliko hiljada tragova radi dobijanja rezultata i s obzrom na jako opadajući spektar, celokupni spektar je podeljen u nekoliko intervala. Svaki od ovih intervala je proučavan posebno, a rezultati susjednih sektora su se podudarali.

Procena moći razdvajanja i energetska kalibracija metode je obavljena specijalnim eksperimentom u kome je fotografska ploča ozračena sa 2.5 i 14 MeV neutronima iz reakcija



7.5.6.

Rezultati merenja spektra sekundarnih neutrona su prikazani na Slici 261. Oblik spektra se vrlo dobro slaže sa formulom

$$F(T) \propto e^{-T} \text{Sin}\sqrt{2T}$$

7.5.7.

gde je T energija neutrona u MeV. Ova formula se može dobiti pretpostavljajući da neutroni “isparavaju” sa fragmenta u kretanju.

Izvestan porast eksperimentalnih vrednosti u odnosu na teorijske u oblasti malih energija verovatno indicira da spektar sadrži malo (10 -15 %) neutrona koji se emituju direktno od jezgra koje se raspada, a ne od fisionih fragmenata.

Može se videti sa slike 261 i formule 7.5.7 da spektar sekundarnih neutrona sadrži neutrone vrlo visoke energije (detektovani su neutroni energije do 17 MeV). Srednja energija sekundarnih neutrona fisije je

$$\bar{T} \cong 2 \text{MeV}$$

7.5.8.

7.5.4. Emisija trenutnih gama kvanata u fisiji

Pored gama kvanata, koji prate beta raspad fisionih fragmenata koji se kontinualno emituju u dužem intervalu vremena, trenutni gama kvanti se emituju od primarnih fisionih fragmenata u toku njihovog prelaska u osnovno stanje, posle emisije trenutnih fisionih neutrona. Ovo je takodje opaženo u eksperimentima.

U prvom eksperimentu, trenutni gama kvanti su detektovani Gajger Milerovim brojačem sa debelom katodom i jonizacionom komorom u koincidenciji. Efikasnost brojača sa debelim zidovima je približno proporcionalna energiji gama kvanta koji se registruje. Odavde količnik broja koincidencija prema broju fragmenata, mora biti proporcionalan energiji gama zračenja emitovanog u jednom aktu fisije.

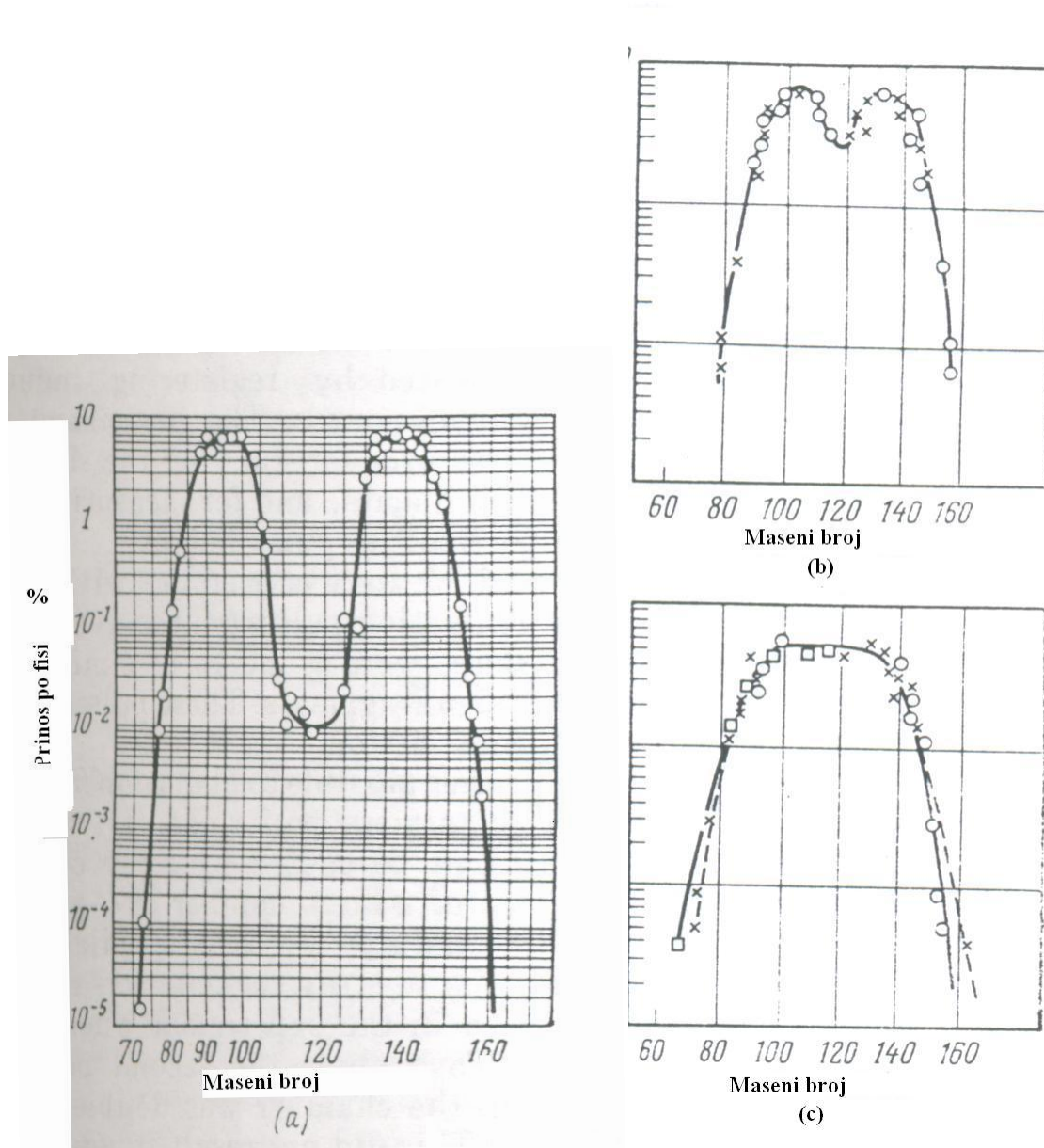
Posle kalibracije gama kvanta sa ThC'' i ${}^{60}\text{Co}$ nadjeno je da se oko 5 MeV energije oslobodi u obliku trenutnih gama kvanata. U sledećim eksperimentima ova vrednost je modifikovana (7 MeV) i pokazano je da se oko 8 kvanata sa srednjom energijom oko 1 MeV emituje u jednom aktu fisije. Spektar emitovanog gama zračenja je kontinualan i opadase porastom energije. Maksimalna energija gama kvanta je 7 MeV. Procena vremena emisije trenutnih gama kvanata je pokazala da ne prelazi nekoliko ns, za najveći deo njih.

7.5.5. Fisija brzih čestica i njene osobine. Fisiona asimetrija

Vrlo interesantan rezultat je dobijen poredjenjem oblika raspodele masa fisionih fragmenata pri raznim energijama ekscitacije raspadajućeg jezgra.

Pokazano je u sekciji 7.2 da je prinos fisionih produkata nakon fisije urana termalnim neutronima veoma asimetričan u odnosu na mase fragmenata. Srednji količnik masa lakog i teškog fragmenta je 2:3. Detaljna analiza fisije ${}^{235}\text{U}$ pokazala je da je verovatnoća asimetrične fisije 600 puta veća nego za simetričnu. Slični rezultati su dobijeni i sa drugim jezgrima koje doživljavaju fisiju termalnim neutronima (${}^{233}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$).

Asimetrična fisija je opažena u fisiji izazvanoj kod svih elemenata posle Th, ako je izazvana česticama niskih energija, kao i kod spontane fisije teških jezgara. Tako, u svim slučajevima nuklearne fisije na srednjim ekscitacionim energijama, kriva masa fragmenata ima dva maksimuma.



Slika 262

Kako raste energija ekscitacije jezgra, fisija postaje sve simetričnija. Na primer, za fisiju uranovog jezgra sa 32 MeV protonima, verovatnoća simetrične fisije raste za faktor 300 (Slika 262b), a na energiji 150 MeV kriva masa ima samo jedan maksimum (Slika 262 c).

Problem asimetrične fisije je jedan od najkomplikovanijih problema fizike fisije. Računanje visine fisione barijere W_{fis} u funkciji deformacije jezgra pokazuje da W_{fis}^{min} odgovara simetričnoj

fisiji, tj., energetska površina W_C-W_s ima prevojnu tačku za simetričnu deformaciju. Tako, sa tačke gledišta modela tečne kapi simetrična fisija mora da ima najveću verovatnoću.

Razlika između eksperimenta i teorije je pripisana, od strane više autora, *shell efektu* u toku formiranja fisionih fragmenata. Ovo objašnjenje se može sumirati na sledeći način. Inicijalna deformacija jezgra je simetrična. Posle dostizanja prevojne tačke, stvarna dezintegracija jezgra u fragmente se ne događa trenutno, već se desi tek kada se formiraju nukleonske ljuske fisionih fragmenata. Broj nukleona u ovim ljuskama je različit i odatle sledi asimetrija fisije. Ova hipoteza se slaže sa grubim procenama vremena τ_{sh} formiranja ljuske i fisionog vremena τ_{fis} .

$$\tau_{sh} \cong \hbar / \sqrt{\Delta E_{sh}} \approx 10^{-21} s < \tau_{sh} = \delta / v \approx 10^{-20} s$$

gde je $\sqrt{\Delta E_{sh}} \cong 1 MeV$ srednje rastojanje između jednočestičnih nivoa u modelu ljuski, δ je rastojanje između fragmenata (oko 10^{-11} cm) i v je brzina fragmenata (oko 10^9 cm/s). Da bi smo ilustrovali mehanizam asimetrije, razmotrimo na primer fisiju jezgra ^{235}U termalnim neutronima. Ovo jezgro sadrži 144 neutrona što je dovoljan broj za formiranje dve različite ljuske, jednu sa 82 neutrona (za teži fragment) i jednu sa 50 neutrona (za lakši fragment). Pretpostavimo da je preostalih 12 nukleona ravnomerno raspoređeno u oba fragmenta. Tako, lakši i teži fragment sadrže po 56 i 88 neutrona respektivno. Neutron/proton količnik u fragmentima bi reba da bude isti kao i za ^{235}U , te se nalazi da laki fragment treba da sadrži 36-38 protona i da ima maseni broj $A_l \cong 92-94$, dok teži fragment mora imati 54 - 56 protona i maseni broj $A_h \cong 142-144$.

Ove karakteristike fragmenata su u dobrom slaganju sa eksperimentom i po pitanju srednjih masenih brojeva lakih i teških fragmenata, tj. $A_l : A_h = (92 - 94) : (142 - 144) = 2 : 3$ i po pitanju naelektrisanja primarnih fisionih fragmenata. Radiohemijska analiza prinosa raznih fragmenata pokazuje da postoji osam radioaktivnih lanaca počev od $Z=36$, i sedam počev od $Z=54$, sa ukupnim prinosom 75 %. Svaki od ovih lanaca ima prinos veći od 4.6 %.

Ovakvo objašnjenje je takodje potvrđeno oblikom i položajem krive masa koja se praktično poklapa za sva proučavana fisibilna jezgra (od ^{234}U do ^{252}Cf) dok je levi maksimum pomeren na desno za teža jezgra. Ovo verovatno znači da se u teškim jezgrima neutronska ljuska sa 82 neutrona formira kao i protonska ljuska sa 50 protona, i teži fragment ima dvostruko magično jezgro kome se dodatni nukleoni ne mogu lako dodati.

Konačno, gore pomenuta simetrizacija fisije sa porastom energije ekscitacije fisionog jezgra, takodje potvrđuje shell mehanizam pojave asimetrije, pošto je dobro poznato da se shell efekat pojavljuje samo pri niskim ekscitacionim energijama.

Zapaziti da su sva ova razmatranja samo kvalitativna. Drugo moguće objašnjenje fisione asimetrije je dato u sekciji 7.5.6.

7.5.6 Spontana fisija. Izomerija oblika

Pokazano je u sekciji 7.3 da tunel prelaz može da izazove trenutnu fisiju jezgra i bez bilo kakve ekscitacije. Ovaj proces, nazvan spontana fisija, je sličan alfa raspadu. Fisioni fragmenti "procure" kroz potencijalnu barijeru stvorenu inicijalnom deformacijom fisionog jezgra (vidi Sliku 242).

Verovatnoća spontane fisije je određena propustljivošću barijere za fragmente. Može se proceniti formulom sličnom 3.2.17, korišćenoj za alfa raspad

$$D \cong e^{-\frac{2}{h}\sqrt{2MW_{fis}d}}$$

7.5.9.

gde je M redukovana masa fragmenata, W_{fis} je visina fisione barijere i d je njena širina (radijus fragmenata):

Procene učinjene formulom 7.5.9 daju vrlo velike vrednosti poluživota za spontanu fisiju ($\tau \propto 10^{20}$ godina), što čini veoma teškim eksperimentalno opažanje ovog fenomena.

Prvi pokušaj eksperimentalnog opažanja spontane fisije učinili su 1940, godine, Flyorov i Petrzhak pod rukovodstvom Kurchatova. Specijalna višeslojna fisiona komora (Slika 263) je konstruisana za registraciju spontane fisije. Ploče komore su pokrivene tankim slojem uran oksida ($10 - 20$ mg/cm²). Komora je sadržala ukupno 15 ploča sa ukupnom površinom 1000 cm² (kasnije je povećano na 6000 cm²). Fragmenti formirani kao rezultat spontane fisije kreiraju impulse u komori, koji se vode na pojačavač i registruju mehaničkim brojačem.

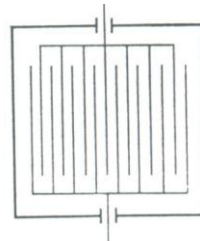


Fig. 263

Specijalna pažnja je posvećena dizajnu pojačavača da bi se povećala njegova moć razlaganja s ciljem eliminisanja lažnih impulsa koji liče na impulse stvorene fragmentima, a koji mogu poticati iz superpozicije velikog broja impulsa od alfa čestica emitovanih uranom. Instrument je prvo testiran merenjem indukivne fisije izazvane slabim izvorom neutrona. Nadjeno je da je instrument veoma osetljiv i korišćen je za proučavanje impulsa stvorenih fragmentima i za merenje raspodele impulsa po po visinama.

U prvom eksperimentu, obavljenom bez neutronskog izvora, mali broj impulsa (u srednjem šest impulsa po satu) je nadjen sličnih sa onim koji su izazvani fisionim fragmentima. Ovi impulsi su prirodno pripisani spontanoj fisiji. S ciljem da se odbaci bilo kakvo drugo objašnjenje sprovedena je serija praznih eksperimenata. Pokazano je da registrovani impulsi ne mogu da potiču od lutajućih struja u pojačavaču, niti su superpozicija alfa impulsa kao ni od fisije urana izazvana kosmičkim zračenjem.

Pojava lažnih impulsa (stray pulses) je odbačena jer takvi impulsi nisu primećeni u eksperimentu kada komora nije imala uran. Isključenje druge mogućnosti, fon alfa čestica u komori je obavljeno punjenjem komore radioaktivnim gasom toronom. Ovo nije izazvalo nikakvo povećanje efekta. Konačno odbacivanje mogućnosti da je fisija izazvana kosmičkim zračenjem je obavljeno tako što je eksperiment izveden na dubini od 50 m. Efekat se nije smanjio u ovom eksperimentu.

Tako, kao rezultat više kontrolnih (praznih) eksperimenata, konačno je potvrđena spontana fisija uranovog jezgra. Poluvreme ovog procesa je prvobitno procenjeno na $(4 \pm 1) \cdot 10^{16}$ godina (kasnije je revidirano na $T_{1/2} = 0.8 \cdot 10^{16}$ godina).

Spontana fisija je opažena i proučena za veliki broj teških jezgara od torijuma do elementa sa rednim brojem $Z=107$. Regularnosti koje su ovde ustanovljene kao rezultat eksperimenata su od pomoći pri identifikaciji novih izotopa transuranskih elemenata.

Karakteristike spontane fisije su vrlo slične fisiji izazvanoj na niskim ekscitacionim energijama. Na primer, oba tipa fisije se karakterišu sa dva maksimuma za prinos fragmenata, i emisija fisionih neutrona i spontanih gama kvanata je opažena u oba slučaja (sa sličnim energetske spektrom).

Neutroni emitovani u spontanoj fisiji su prvi put detektovani 1941. godine od strane Fermija, u toku konstrukcije prvog nuklearnog reaktora. Merenja su otkrila da se u spontanoj fisiji urana, $v=2.2\pm 0.3$ neutrona emituje po aktu fisije. Detaljan pregled vrednosti v za spontanu fisiju raznih jezgara je dat u sekciji 7.5.8.

Godine 1961., Polikanov i saradnici u Flyorovoj laboratoriji u Dubni otkrili su novi nuklearni fenomen u izomernim stanjima (to su pobudjena stanja sa vrlo velikim vremenom života). Ovo otkriće učinjeno je slučajno u toku prvog eksperimenta sinteze 104 tog elementa. Eksperiment je koristio reakciju



gde su joni Ne imali energiju 115 MeV, i posmatranje reakcije



rezultuje u formiranju fermijumovog izotopa poznatih osobina. Eksperiment je obavljen uređajem prikazanim na slici 264. Posle prolaska kroz tanku aluminijumsku ploču, joni interaguju sajezgrima mete. Stvorena jezgra lete iz mete i talože se na brzo rotirajućem aluminijumskom disku. Kada se disk zaokrene za neki ugao, proizvode reakcije posmatraju dva detektora fragmenata spontane fisije. Razlika u odbroju ovih detektora se može koristiti za određivanje poluživota. Kako jonski snopovi nisu bili raspoloživi u to vreme, celokupan uređaj je smešten u akceleratoru.

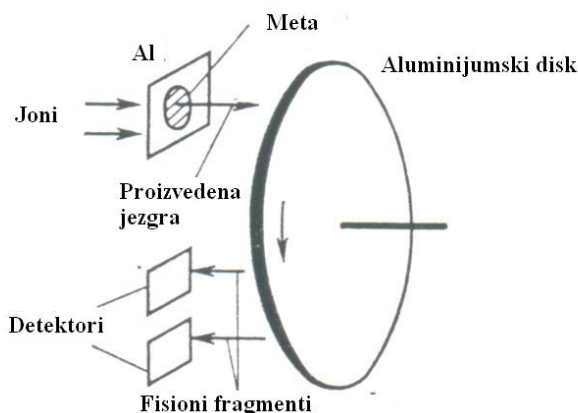
Eksperiment je dao $T_{1/2}^{sp.fis} = 0.014 \text{ s}$, a vrlo malo vreme spontane fisije eliminiše mogućnost da ono pripada jednom od produkata formiranih u interakciji ${}^{16}\text{O}$ sa ${}^{238}\text{U}$ (u principu, produkti mogu biti izotopi jednog od osam transuranskih elemenata od ${}_{93}\text{Np}$ do ${}_{100}\text{Fm}$). Jedino objašnjenje opaženih rezultata je da period $T_{1/2}^{sp.fis}$ pripada izmernom stanju jednog od ovih izotopa.

Kasniji eksperimenti, provedeni česticama lakšim od ${}^{16}\text{O}$ su pokazali da je spontano fisioni izomer americijumov izotop ${}^{242*}\text{Am}$ čije osnovno stanje ima poluživot u odnosu na spontanu fisiju $T_{1/2}^{sp.fis} = 10^{14} \text{ godina}$.

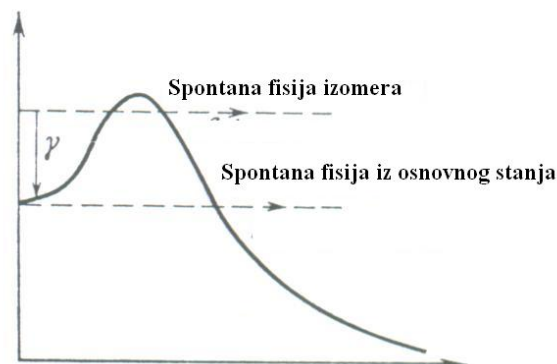
Dva izuzetna rezultata su dobijena u ovom eksperimentu. Prvo, količnik poluživota osnovnog i izomernog stanja je 10^{23} , što je 10^7 puta veće od maksimalno moguće vrednosti koja odgovara interpretaciji izomernih stanja kao nivo potencijalne jame stvorene fisionom barijerom (Slika 265). Drugo, nije jasno zašto nema gama prelaza sa ekscitovanog stanja pri tako visokoj ekscitaciji.

Brzo nakon otkrića prvog spontano fisibilnog izomera, nadjeni su izomeri drugih izotopa. Ovo je pratilo otkriće velikog broja drugih izomera teških jezgara. Do 1976, preko trideset

spontano fisibilnih izomera je otkriveno za elemente od ${}_{92}\text{U}$ do ${}_{97}\text{Bk}$, sa poluživotima od $2 \cdot 10^{-9}$ s do $1.4 \cdot 10^{-3}$ s. U svim ovim slučajevima isti rezultat, tj. krajnje velika verovatnoća spontane fisije (oko 10^{26} puta veća nego spontana fisija u osnovnom stanju) i vrlo jaka inhibicija gama prelaza. Potrebna je sistematska analiza novog tipa izomera da bi se objasnili ovi rezultati



Slika 256



Slika 265

Poznato je da se uobičajena nuklearna izomerija opaža za ekscitovanastanja koja su blizu osnovnog stanja i razlikuju se mnogo od njega po ugaonom momentu (spinu). Odavde važan aspekt proučavanja opaženog efekta je određivanje energije i spina izomernih stanja. U ranoj fazi proučavanja, dobijene su energije izomernih stanja iz poredjenja pragova formiranja datih izotopa u osnovnom i izomernom stanju. Za većinu izomera, razlika je između 2 i 4 MeV, s grupisanjem oko 2.5 – 3 MeV. Spontano fisioni izomeri moraju imati male spinove. Ovo sledi iz činjenice da je presek formiranja izomera u reakciji radijacionog zahvata neutrona (koja ne može odvesti do velike promene spina) veći od preseka njihovog formiranja u reakcijama izazvanim teškim jonima (koje mogu uneti veliki angularni momenat u jezgro produkta).

Tako, spontano fisioni izomeri se karakterišu velikom energijom ekscitacije i malim spinom, što ih odvaja od obične nuklearne izomerije. Pored toga, novi izomeri imaju anomalno veliki količnik poluživota u osnovnom i ekscitovanom stanju, što je takodje u kontradikciji sa običnom izomerijom. Moguće objašnjenje prirode nove klase izomera (poznate kao izomerija oblika) predloženo je od strane Flyorova (1966.) i podržano od Strutinskog (1967.).

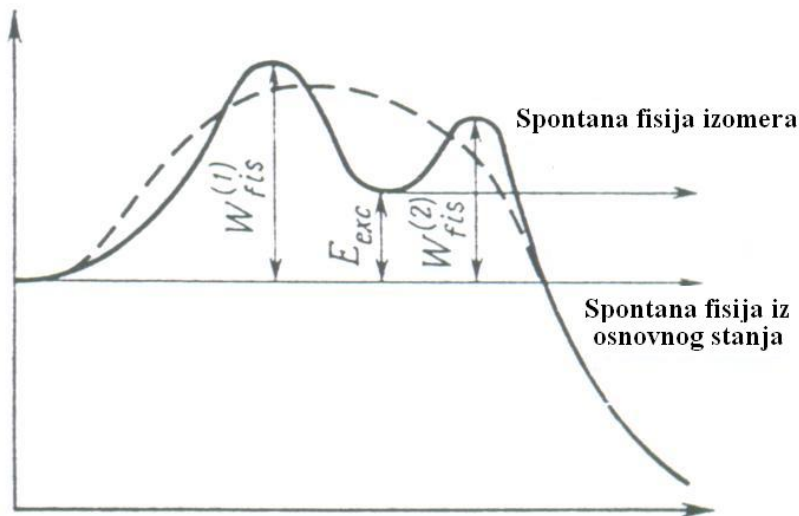
Poznato je da računanja na osnovu modela tečne kapi daju kvalitativno grubo slaganje sa eksperimentom, ali ne mogu da daju tačne rezultate, koji se pak mogu dobiti uvođenjem odgovarajućih korekcija na osnovu jednočestičnih modela. Ovo je slučaj sa poluempirijskom formulom za energiju veze, koja koristi korekciju iz jednočestičnog modela. Da bi se dobila još bolja saglasnost eksperimenta i teorije, uvodi se i *shell korekcija* u ovu formulu. Tako, pokušaj uvođenja jednočestične i shell korekcije za fisiju barijeru u modelu tečne kapi čini se sasvim prirodnim.

Držeći se ove ideje, pretpostavlja se da nuklearni potencijal sastoj od dva člana

$$V = V_{ldm} + \delta$$

gde je V_{ldm} deo potencijalne energije, koji potiče od modela tečne kapi, a δ je shell korekcija ove energije. Vrednost V_{ldm} se menja glatko od jezgra do jezgra, dok vrednost δ jako zavisi od broja nukleona u jezgru i uporedivo je sa veličinom visine fisione barijere.

Vrlo interesantni rezultati su dobijeni nakon detaljne analize raznih jezgara. Nadjeno je da fisiona barijera ima dva maksimuma umesto jednog na prevojnoj tački. Ovo rezultuje u pojavi još jednog potencijalnog minimuma za veće deformacije jezgra (Slika 266). Ovaj minimum odgovara dugoživećem ekscitovanom stanju (izomerno stanje) jezgra. Ovaj izomerizam je različit u poredjenju sa izomerizmom opisanoj ranije. U ovom slučaju, mala verovatnoća gama prelaza ne potiče od velike razlike spinova ekscitovanog i osnovnog stanja jezgra, već od velike potencijalne barijere koja odvaja dve potencijalne jame. Talasna funkcijak koja karakteriše stanje izomernog jezgra ima malu propustljivost za prvi minimum. Međutim, jasno je da ima vrlo veliku verovatnoću spontane fisije izomernog stanja usled male visine i male širine $W_{fis}^{(2)}$ fisione barijere.



Slika 266

Spontana fisija iz osnovnog stanja je određena parametrima obe barijere, tj., parametrima stare jedno maksimalne barijere definisane modelom tečne kapi (isprekidana kriva na slici 266). Barijera sa dva maksimuma prirodno objašnjava ne samo ogromnu razliku poluživota spontane fisije osnovnog i ekscitovanog stanja, već i jaku inhibiciju gama prelaza. Takodje je interesantno zapaziti da uvođenje shell efekta smanjuje visinu druge barijere za ${}_{91}\text{U}$, ${}_{91}\text{Pa}$ i ${}_{90}\text{Th}$ za oko 2 MeV u slučaju oktopolnih (kruškasti oblik) deformacija. Drugim rečima, asimetrija fisije se prirodno objašnjava prelazom kroz drugu barijeru u slučaju asimetrične deformacije.

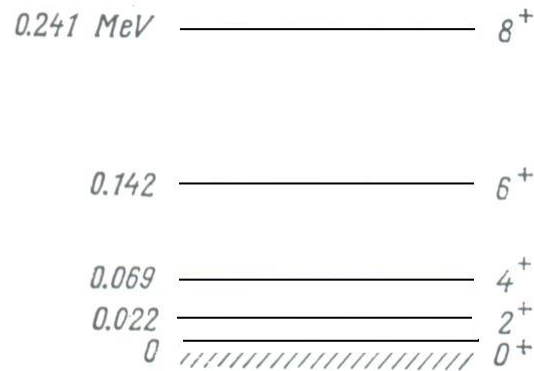
Ako je model opisan gore korektan, opažena izomerna fisija se može klasifikovati kao izomerija oblika. Da bi se proverio ovaj model obavljani su mnogi eksperimenti određivanja parametara modela: visina $W_{fis}^{(1)}$ i $W_{fis}^{(2)}$ prve i druge potencijalne barijere, energija E_{exc} ekscitacije

jezgra (u osnovnom i pobudjenom stanju) na drugom minimumu, nuklearne deformacije i dr. Preliminarni rezultati su pokazali da je

$$W_{fis}^{(1)} > W_{fis}^{(2)} \quad \text{za Pu, Am i Cf}$$

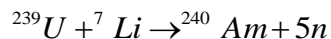
$$W_{fis}^{(1)} < W_{fis}^{(2)} \quad \text{za Th i U, } E_{exc}=2-3 \text{ MeV}$$

Interesantna potvrda nuklearnog modela sa dve potencijalne jame je eksperimentalno opažanje konverzije elektrona u ^{240}Pu , koji se emituju pre spontane fisije izomera ovog jezgra. Iz energije elektrona možemo da rekonstruišemo spektar ekscitovanih stanja izomera. Ovaj spektar se može interpretirati kao rotacioni spektar (Slika 267). Njihova struktura (energija prvog nivoa je polovina običnog rotacionog spektra teškog jezgra, Sekcija 2.4.2) pokazuje da spontano fisioni izomer $^{240*}\text{Pu}$ ima oblik izduženog rotacionog elipsoida sa 2:1 količnikom osa što znatno prevazilazi odgovarajući količnik osnovnog stanja jezgra. Opažanje konverzionih elektrona je prirodno pripisano rotacionom spektru izomernog stanja jako deformisanih jezgra. Spontano fisioni izomeri se naziva izomerija oblika.



Slika 267

Ako rezultati Bemisa et al., budu potvrđeni, to se može razmatrati kao prva direktna experimentalna evaluacija da spontana fisija izomerije imaju veliku deformaciju. U Bemisovom eksperimentu, koji je obavljen na isohronom ciklotronu u Oak Ridge (US) laboratoriji, optički izomerni shift je meren za $^{6}\text{S}_{7/2}-^{10}\text{P}_{7/2}$ atomski prelaz u neutralnom američijumu za spontani fisioni izomer $^{240*}\text{Am}$ sa poluvremenom 1 ms. Izomerna jezgra $^{240}\text{Am}^m$ su dobijena bombardovanjem uranove mete dvostruko naelektrisanim jonima litijuma $^7\text{Li}^{++}$ sa energijom 49 MeV



7.5.13.

Optički prelazi su ekscitovani pomoću specijalne laserske tehnike pumpanja, koja je primenjena na čestice snopa. Eksperiment je izveden u geometriji preseka snopa (pod pravim uglom), za $^{240}\text{Am}^m$ jezgra koristeći cirkularno polarizovani laserski sop čija se frekvencija može menjati. Na rezonantnoj frekvenciji koja odgovara energiji prelaza, mora se odigrati dinamička orijentacija

jezgra što dovodi do anizotropne emisije spontanih fisionih fragmenata $^{240}\text{Am}^m$ (vidi sekciju 7.5.1).

U ovom eksperimentu, broj koincidencija od fragmenata spontane fisije je meren za razne frekvencije lasera. Najmanji broj fisionih fragmenata je registrovan na rezonantnoj frekvenciji. Prelazna talasna dužina je bila 640.7 ± 0.02 nm što je oko 0.26 ± 0.02 nm veće nego odgovarajuća talasana dužina osnovnog stanja atoma $^{240*}\text{Am}^m$. Ova razlika $\Delta\lambda$ se koristi da se izračuna razlika srednjeg kvadrata radijusa izomera i osnovnog stanja ^{240}Am jezgra:

$$\delta\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_1 - \langle r^2 \rangle_{gr} = 5.1 \pm 0.2 \text{ fm} \quad 7.5.14.$$

Tako velika veličina $\delta\langle r^2 \rangle$ indicira veliki porast nuklearne deformacije pri prelazu sa osnovnog stanje u stanje spontano fisionog izomera. Vrednost $\delta\langle r^2 \rangle$ dobijena gore dovodi do sledeće vrednosti kvadrupolnog električnog momenta izomera

$$Q_0 = 32.7 \pm 2 \text{ e.b} \quad 7.5.15.$$

Ova vrednost odgovara količniku 2:1 osa izduženog elipsoida i u dobrom je slaganju sa očekivanim vrednostima fisionih izomera u blizini $A=240$.

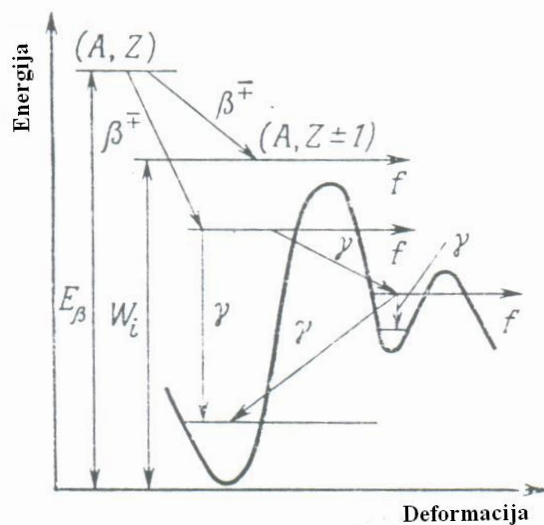
U preglednom članku o osobinama jako deformisanih jezgara, *Metag* je pomenuo da je takva korespondencija već opažena za pet različitih nuklida sa Q_0 između 30 i 35 e.b., u izomernom stanju i 10 e.b u osnovnom stanju.

Trenutno, poznato je da postoji više od 40 fisionih izomera, sa poluživotima između 5 ps do 14 ms. Mnoga jezgra imaju dva izomera, a u nekim slučajevima poluživoti ovih izomera se enormno razlikuju (za faktor 10^4 za ^{244}Cm izomer od kojih jedna ima 5 ps a druga 100 ns. Najduže vreme ima ^{242}Am , $T_{1/2}=14$ ms.

7.5.7. Zakasnela fisija

Nastavljajući svoje ispitivanje spontano fisionih izomernih jezgara, Flyorov i njegovi saradnici su otkrili 1966-7 da neka jezgra imaju fisione fragmente nakon nekoliko minuta. Ovo se može interpretirati na dva načina. Efekat se može objasniti kao spontana fisija sa izomernog stanja jezgra formiranog direktno u istraživanoj reakciji, ili kao zakasnela fisija jezgra formiranog nakon elektronskog e zahvata. Nadjeno je da je prvo objašnjenje maloverovatno, pošto izomerna jezgra imaju mnogo kraće vreme poluživota $T_{1/2}$ spontane fisije u oblasti koja se proučava. Drugo objašnjenje uzima u obzir pretpostavku da nova jezgra (A,Z) , koja se formiraju u ovim reakcijama i koja nisu ranije bila proučavana, su e aktivna igrade jezgro potomka $(A,Z-1)$ u ekscitovanom stanju posle zahvata elektrona. Ova jezgra doživljavaju fisiju nakon toga.

U principu zakasnela fisija se može opaziti, ne samo posle e zahvata, već i posle β^\pm raspada. Slika 268 je šema mogućih verzija zakasnele fisije. Ovde, energija jezgra je nacrtana kao funkcija njegove deformacije u modelu barijere sa dva pika. Jezgro roditelj (A,Z) je β radioaktivno i strelica sa indeksom β^\mp indicira β^\mp prelaz u ekscitovano stanje jezgra potomka $(A, Z\pm 1)$. Ekscitaciona energija ovog stanja je W_i sa strelicama sa indeksom γ pokazuju moguće gama prelaze, dok su razne varijante zakasnele fisije prikazane indeksom f .

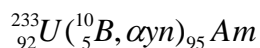
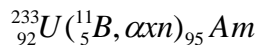


Slika 268

Sledeća tri uslova se moraju zadovoljiti da bi se registrovala zakasnela fisija.

1. Verovatnoća zauzetosti nivoa fisionog jezgra (potomka) na ekscitacionoj energiji uporedivoj sa visinom fisione potencijalne barijere, mora biti visoka.
2. Verovatnoća konkurentnih procesa deekscitacije jezgra potomka (gama raspad ili emisija zakasnelih nukleona) mora biti manja od verovatnoće fisiji (ili bar istog reda veličine).
3. Verovatnoća drugih kanala raspada roditeljskog jezgra (alfa raspad, spontana fisija) mora biti mala u poredjenju sa verovatnoćom beta raspada.

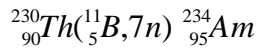
Prvi eksperimenti su načinjeni korišćenjem ciklotron U-300 višestruko naelektrisanih jona u kojima su ^{233}U , a kasnije i ^{230}Th ozračivani jonima ^{10}B i ^{11}B . Zračenje je obavljeno ciklotronskim snopom i energije borovih jona su bile između 50 i 90 MeV. Kao rezultat ozračivanja ^{233}U jonima bora sa energijom $T_{ion} > 75 \text{ MeV}$, okrivljeni su fisioni fragmenti sa poluživotom od $T_{1/2} = 2.6 \text{ min}$. Čvrsti trag detektor, koji su neosetljivi na α zračenje su korišćeni za registraciju fisionih fragmenata. Reakcije su identifikovane iz oblika ekscitacionih funkcija, koje odgovaraju emisiji alfa čestica i nekoliko neutrona u finalnom stanju:



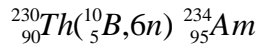
7.5.16.

što je formiranje jezgra $_{95}\text{Am}$.

Ozračivanje ^{230}Th jonima bora sa energijom 50 - 90 MeV je takodje dovelo do formiranja fisionih fragmenata sa $T_{1/2} = 2.6 \text{ min}$. Ekscitacione funkcije su bile tipa isparavanja, što je značilo da reakcija dovodi do formiranja americijuma. Broj oslobodjenih neutrona se može odrediti, i odavde može se identifikovati rezultujući izotop, poredjenjem teorijskih i eksperimentalnih položaja ekscitacionih funkcija

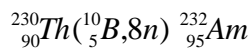


7.5.17.



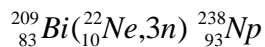
Prema pretpostavci iznetoj ranije, izotopi koji imaju manjak neutrona, se transformišu preko elektronskog zahvata u jezro ${}^{234}_{94}\text{Pu}$ u ekscitivanom stanju, koje dalje doživljava fisiju. Ova hipoteza je bazirana na računanju relativnih verovatnoća alfa raspada i elektronskog zahvata za jezgro ${}^{234}_{95}\text{Am}$, koji daju $\lambda_e \gg \lambda_\alpha$. Kako se fisija događa posle elektronskog zahvata, ona kasni za neki poluživot, i zato je nazvana zakasnela fisija.

Slično, ozračivanje ${}^{230}\text{Th}$ jonima ${}^{10}\text{B}$ sa energijom preko 82 MeV dovodi do registracije poluživota $T_{1/2}=1.4$ minuta za fisione fragmente. Ovaj period je asociran sa reakcijom



7.5.18.

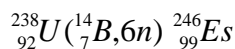
U ovom slučaju procene pokazuju da je $\lambda_e < \lambda_\alpha$. Deo elektronskog zahvata je sasvim značajan. Odavde se može tvrditi da se ${}^{232}\text{Am}$ transformiše u ekscitovano stanje ${}^{232}\text{Pu}$, koje dalje idu u fisiju. Slično, reakcija



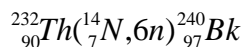
7.5.19.

dovodi do formiranja izotopa ${}^{238}\text{Np}$, koji se preko elektronskog zahvata transformiše u pobudjeno stanje ${}^{238}\text{U}$ i doživljava fisiju. Poluvreme je $T_{1/2}=1$ min.

Dalja proučavanja zakasnele fisije jezga sa manjkom neutrona su usmerena na analizu reakcija ${}^7\text{N}$ jona sa ${}^{238}\text{U}$ i ${}^{232}\text{Th}$, koje dovode do formiranja izotopa ajnštajnijuma i berkljuma. Maseni brojevi ovih izotopa su određeni iz položaja maksimuma ekscitacionih funkcija na jon energetske skali:



7.5.20.



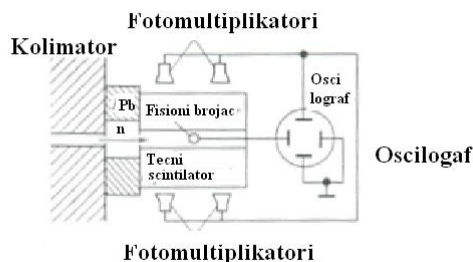
Poluživot $T_{1/2}$ za fisione fragmente ${}^{246}_{99}\text{Es}$ je nadjeno 8 ± 2 minuta, dok je odgovarajuća vrednost za ${}^{240}_{97}\text{Bk}$ 5 ± 2 minuta. Ove vrednosti su bliske vrednostima poluživota za elektronski zahvat ovih jezgara $T_{1/2}^{(e)}({}^{246}_{99}\text{Es}) = 7.7$ min, dobijeno eksperimentalno, i $T_{1/2}^{(e)}({}^{240}_{97}\text{Bk}) = 4$ min, (dobijeno teorijski). Druga jezgra sa manjkom neutrona su istraživana kasnije.

Pored ovih jezgara, nadjeno je i da neka jezgra sa viškom neutrona (${}^{238,236,234}\text{Pa}$) takodje pokazuju zakasnelu fisiju. Proučavanje zakasnele fisije daje vrednosti parametara barijere za fisiona jezgra daleko od grane beta stabilnosti.

7.5.8. Poboljšanje podataka o v

Opisali smo u sekcijama 7.4.1 i 7.5.6. prve eksperimente određivanja broja sekundarnih neutrona emitovani za vreme indukovane i spontane fisije. Ovi eksperimenti, provedeni 1940-41 dali su samo približnu vrednost za v; nadjeno je da je $v=2.2\pm 0.3$ u oba slučaja.

Tačnije metode određivanja v su zasnovane na direktnom brojanju sekundarnih neutrona emitovanih u jednom aktu fisije nakon čega se rezultati usrednjuju prema velikom broju fisija.



Slika 269

Slika 269 prikazuje jedan instrument za ovu namenu. On se sastoji od tanka sa tečnim scintilatorom u koji se neutroni uvode kroz cev. Brojač fisija sa folijom fisionog materijala je smešten u centru cevi.

Neutroni se uvode u cev preko kolimatora, pripremljenog od parafina koji sadrži bornu kiselinu kao nečistoću. Tank je zaklonjen od gama zračenja smeštanjem olovnih ploča između izvora i tanka. (Neutronski izvor i kolimator se uklanjaju kada se instrument koristi za proučavanje spontane fisije).

Instrument radi na sledeći način. Impuls koji se pojavi na brojaču od trenutne fisije okida osciloskop u trajanju od $30 \mu\text{s}$. Neutroni formirani kao rezultat fisije ulaze u scintilator i stvaraju uzmaknute protone pri prvom sudaru. Zajedno sa trenutnim gama kvantima ovi protoni izazivaju brzu scintilaciju i impuls br 1 se pojavljuje na osciloskopskom ekranu, (Slika 270). Posle desetina sudara fisioni neutron se usporava do termalnih energija i zahvata se na kadmijumu koji je rastvoren kao so u tečnom scintilatoru. Neutronski zahvat u (n,γ) reakciji je praćen emisijom gama kvanta koji takodje kreira impuls 2 u scintilatoru. Ovi impulsi su pomereni u odnosu na prvi impuls duž horizontalne ose na osciloskopu za vreme u kome se neutron usporio. Broj impulsa je jednak broju fisionih neutrona emitovanih u procesu.

Kao rezultat merenja, dobijene su krive koje pokazuju raspodelu broja akata fisije preko broja u zavisnosti od broja emitovanih fisionih neutrona (Slika 270 b). Ovo se može iskoristiti za dobijanje srednje vrednosti za v .

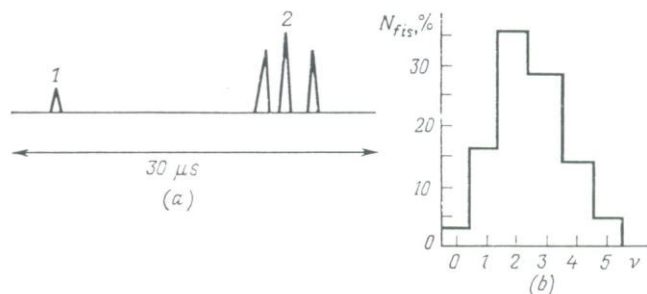


Fig. 270

Tabela 28 pokazuje vrednosti vdobijene u ovim eksperimentima, kao i u drugim sličnim eksperimentima. Može se videti iz tabele da vrednost ν raste sa Z i A fisionog jezgra. Za uran, $\nu=2.4$. Uzimajući u obzir formulu 7.5.8. dobijamo srednju energiju odnetu sekundarnim neutronima:

$$\nu \bar{T}_n = 2.4 \times 2 \cong 5 \text{ MeV} \quad 7.5.21.$$

Poredjenje vrednosti za ν za indukovanu fisiju ^{239}Pu , ^{241}Pu ^{243}Cm sa odgovarajućim vrednostima spontane fisije za ^{240}Pu , ^{242}Pu ^{244}Cm (isto jezgro doživljava fisiju u oba slučaja), pokazuje da ν raste sa ekscitacionom energijom jezgra.

Tabela 28

Fisija termalnim neutronima		Spontana fisija		Fisija termalnim neutronima		Spontana fisija	
Jezgro	ν	Jezgro	ν	Jezgro	ν	Jezgro	ν
^{239}Th	2.08 ± 0.03	^{232}Th	2.13 ± 0.14	^{241}Am	3.07 ± 0.04	^{242}Cm	2.51
^{233}U	2.480 ± 0.007	^{238}U	1.99 ± 0.07	^{242}Am	3.25 ± 0.10	^{244}Cm	2.691 ± 0.032
^{235}U	2.407 ± 0.007	^{240}Pu	2.150 ± 0.015	^{243}Cm	3.430 ± 0.047	^{252}Cf	3.756 ± 0.010
^{239}Pu	2.874 ± 0.009	^{242}Pu	2.141 ± 0.011	^{249}Cf	4.56 ± 0.21	^{254}Fm	3.98 ± 0.14
^{241}Pu	2.874 ± 0.015						

Može se videti iz tabele da pri niskim ekscitacijama (spontana i termalna fisija) porast ν za jedinicu zahteva porast energije ekscitacije za $\Delta E \approx 9 \text{ MeV}$. Slični rezultati se dobijaju za velike ekscitacione energije. Poredjenje vrednosti za ν za fisiju ^{235}U i ^{239}Pu za termalne i brze (14 MeV) neutrone daje $(\Delta \nu / \Delta E)_{235} = 0.128 \text{ MeV}^{-1}$ i $(\Delta \nu / \Delta E)_{239} = 0.128 \text{ MeV}^{-1}$. Može se zaključiti da se vrednost $\Delta \nu / \Delta E$ malo menja sa energijom ekscitacije i da je skoro jednako za razna jezgra

$$\Delta \bar{\nu} / \Delta E \cong 0.11 - 0.13 \text{ MeV}^{-1} \quad 7.5.22.$$

Table 29

Jezgra	Δv	ε_n , MeV	$\Delta v/\varepsilon_n$, MeV ⁻¹
²³⁹ Pu- ²⁴⁰ Pu	0.724	6.83	0.106
²⁴¹ Pu- ²⁴² Pu	0.733	6.54	0.112
²⁴³ Cm- ²⁴⁴ Cm	0.739	6.97	0.106

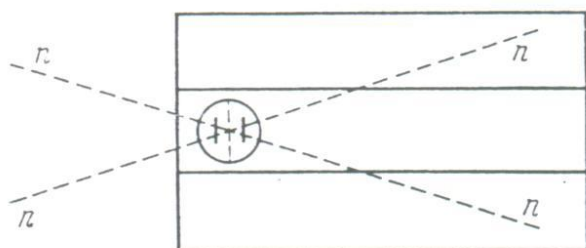
Ovo odgovara porastu vrednosti v za 1 za porast energije ekscitacije $\Delta E=8-9$ MeV. Kako je $\varepsilon_n=6-7$ MeV, i $\bar{T}_n = 2$ MeV, dobijamo

$$\Delta E = \varepsilon_n + T_n \quad 7.5.23.$$

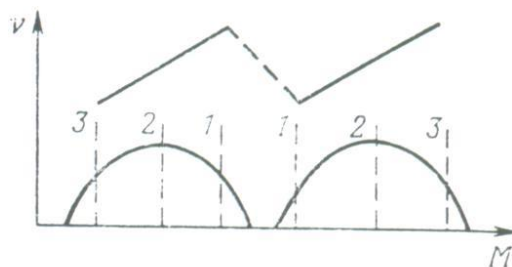
Drugim rečima, praktično celokupna energija ekscitacije jezgra se transformiše u energiju ekscitacije fragmenata i onda se realizuje kao energija sekundarnih neutrona.

7.5.9. Zavisnost v od mase i kinetičke energije fisionih fragmenata.

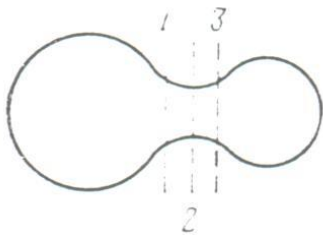
Ako se fisioni brojač prikazan na slici 269 zameni dvostrukom jonizacionom komorom sa jedne strane, instrument će registrovati samo fisione neutrone emitovane fragmentima koji se kreću u desno (Slika 271). Kao i ranije, okidanje sistema opisao gore se može koristiti za registrovanje neutrona iz pojedinih akata fisije. U ovom slučaju, dvostruko fisiona komora može takodje dati masu fragmenata koji emituju registrovane neutrone. Kao rezultat možemo dobiti zavisnost v od mase fisionih fragmenata



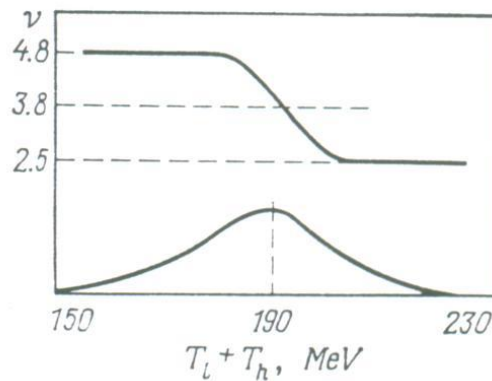
Slika 271



Slika 272



Slika 273



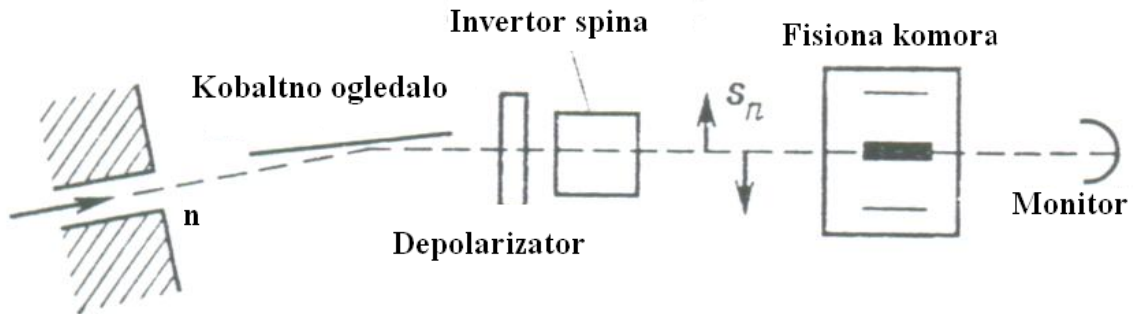
Slika 274

Eksperiment pokazuje da se neutroni uglavnom emituju sa težeg fragmenta, tj., od najtežeg medju teškim i od najtežeg medju lakšim (Slika 272). Grafička interpretacija ovog rezultata je data na slici 273 koja pokazuje tri moguća metoda deljenja deformisanog jezgra. U prvom slučaju, jezgro se dezintegrira u najlakše medju teškim fragmentima i u skoro neekscitovanom (blisko sfernom) fragmentu koji treba da emituje neutrone prema sekciji 7.5.8. Ovo je praćeno formiranjem najtežeg medju lakim fragmentima u visoko ekscitovanom stanju, koje mora da emituje veliki broj neutrona. U drugom slučaju koji odgovara najverovatnijoj fisionoj šemi, oba fragmenta se ekscituju do približno istog iznosa i emituju skoro jednak broj neutrona. U trećem slučaju, najlakše medju lakim fragmentima je u slabo ekscitovanom stanju i emituje mali broj neutrona, dok najteži medju teškim fragmentima je u visoko ekscitovanom stanju i mora emitovati veliki broj neutrona.

Raspodela ν u funkciji kinetičke energije fisionih fragmenata je takodje u skladu sa ovom šemom. Na primer, slika 274 pokazuje raspodelu $\nu(T_1+T_2)$ za spontano fisibilno jezgro ^{252}Cf . Može se videti da za veću (manju) kinetičku energiju fisionih produkata odgovara manja (veća) vrednost ν . Kvalitativno, ovo se može objasniti činjenicom da se ukupna energija fisije realizuje delimično kao kinetička energija fragmenata, a delimično kao njihova ekscitaciona energija. Veća kinetička energija, niža ekscitaciona energija i odatle manja vrednost za ν i obratno.

7.5.10. Narušavanje parnosti u fisiji. Asimetrija fisionih fragmenata

Otkriće narušavanja prostorne parnosti u nekim interakcijama probudilo je mišljenje da su moguće manifestacija ove pojave i u drugim procesima. Posebno interesantan objekat proučavanja je fisija teških polarizovanih jezgara. Ako se parnost narušava u ovom slučaju, mora se opaziti asimetrija u izlaznim, lako/teško fisionim fragmentima.



Slika 275

Asimetrija fisionih fragmenata je prvi put opažena 1978 od strane G.V.Danilzan i saradnika u Moskvi. Šema korišćenog uredjaja je prikazana na slici 275. Kobaltno ogledalo, smešteno na putu snopa termalnih neutrona, obezbedjivalo je 84 % polarizaciju neutrona. Posle prolaska kroz depolarizator, neutroni ulaze u jedinicu gde se njihov spin s_n invertuje. Fisiona komora je opremljena diskriminatorom koji odvajava teške fragmente od lakih. Konačno, neutronske snop je odlazio u monitor snopa.

Fisiona komora se sastoji od aluminuskog supstrata pokrivenog sa obe strane tankim slojem ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) uran ili plutonijum oksida. Fisioni fragmenti su registrovani silicijumskim detektorom s površinskom barijerom za dve orijentacije neutronske spina (duž pravca kretanja fragmenata i suprotno). Svaki detektor je mogao da registruje laki ili teški fragment alternativno. Preokretanje spina i okretanje polariteta detektora su obavljane na slučajan način. Merenja su takodje obavljana sa nepolarizovanim snopom.

Tabela 30

Fisibilno jezgro	^{236}U	^{234}U	^{240}Pu
$a_{fis} \times 10^4$	1.37 ± 0.35	2.8 ± 0.3	4.8 ± 0.8

Tabela 30 daje koeficijente asimetrije koji su dobijeni kao rezultat merenja:

$a_{fis} = \left(\overset{\uparrow}{N_1} - \overset{\downarrow}{N_2} \right) / \left(\overset{\uparrow}{N_1} + \overset{\downarrow}{N_2} \right)$. Znakovi plus(minus) odgovaraju višku (manjku) lakih fragmenata u pravcu spina neutrona. Vredi pomenuti da je za sva proučavana jezgra, veličina efekta istog reda veličine (oko 10^{-4}).

Fisiona asimetrija se može detektovati i na drugi način. Pokazano je u sekciji 7.5.2 da laki fragmenti emituju više elektrona nego teški. Oдавde, emisija neutrona mora biti asimetrična u slučaju asimetrije emisije lakih fragmenata. Prirodno, ovaj efekat je sekundarne prirode i mora

biti slab. Međutim, možemo izabrati deblju metu i tako dobiti veći broj akata fisije za isti fluks incidentnih neutrona. Eksperiment su proveli V.A. Andrejev i saradnici koji su koristili tri ista fisibilna izotopa ^{236}U , ^{234}U i ^{240}Pu .

Tabela 31

Fisibilno jezgro	^{236}U	^{234}U	^{240}Pu
$a_n \times 10^5$	0.7 ± 0.4	4 ± 0.6	-6.7 ± 0.7

Fisioni neutroni su detektovani scintilatorom smeštenim na takav način da mogu da registruju fisione neutrone, koji lete u pravcu spina ili suprotno njemu. Tabela 31 pokazuje vrednosti koeficijenta asimetrije dobijene u ovom eksperimentu za fisione neutrone u odnosu na pravac spina polarizovanih neutrona odgovornih za fisiju. Proračun vrednosti za a_{fis} dovodi do vrednosti bliske onim koje su dobijene u eksperimentu opisanom gore.

Efekat je potvrđen tim, u drugim eksperimentima i njegovo postojanje se može uzeti kao potvrđeno. Međutim, on nastavlja da zbunjuje fizičare čak i danas, jer se čini da je njegovo prisustvo prirodnije nego odsustvo. Zaista, za razliku od procesa alfa raspada i gama zračenja u kojima dolazi do narušenja parnosti, fisioni proces se karakteriše enormnim brojem mogućih finalnih stanja (do 10^{10}). Ovo potiče zbog diverziteta masa, kinetičkih energija, spinova idr., fisionih fragmenata. Izgleda da se bilo kakva asimetrija treba usrednjiti i kompletno poništiti za tako veliki broj finalnih stanja. Međutim, opaženi efekat (oko 10^{-4}) indicira da se ili, takvo usrednjavanje ne dešava, ili je efekat narušenja parnosti toliko jak da ostaje značajan čak i pri usrednjavanju.

Do sada nema sveobuhvatne teorijske interpretacije asimetrije fisionih fragmenata. Postojeći teorijski modeli su zasnovani na konceptu dvo maksimalne fisione barijere. Prema ovom konceptu, oblasti drugog potencijalnog minimuma sa energetske tačke gledišta, jezgro se nalazi u jako deformisanom asimetričnom stanju. Kako se celokupna ekscitaciona energija troši na deformaciju posle prolaska prevojne tačke ova deformacija mora biti optimalna.

7.5.11. Raspodela fisione energije

Konačno, fisiona energija se raspodeljuje izmedju raznih proukata nakon fisije ^{235}U termalnim neutronima kao što sledi:

Kinetička energija fragmenata	166.2 ± 1.3 MeV
Energija fisionih neutrona	4.8 ± 0.1 MeV
Energija trenutnog gama zračenja	8.0 ± 0.8 MeV
Energija beta čestica produkata	7.0 ± 0.3 MeV

Energija gama zračenja fisionih produkata	7.2 ± 1.1 MeV
Energija antineutrina iz fisionih produkata	9.6 ± 0.5 MeV
Ukupno	202.8 ± 0.4 MeV