

6.5. Neutronska spektroskopija

Borova teorija nuklearnih reakcija i Breit-Wignerove formule su izvanredno potvrđene pri istraživanju promene efikasnih preseka reakcija sa energijom incidentnih neutrona. Detaljno proučavanje efikasnih preseka je postalo moguće usled razvoja metoda neutronske spektroskopije koji omogućuje da izdvojimo efekat izazvan neutronima poznate energije, koja uz to, može da se menja.

Neutronska spektroskopija čini mogućim određivanje raspodele nuklearnih nivoa i njihovih širina, kao i ugaonih momenata koji im odgovaraju (ako se koriste polarizovani snop neutrona i polarizovane mete).

Ideja koja leži u osnovi neutronske spektroskopije je da se izdvoje neutroni određene energije iz kontinualnog spektra. Ovo se može učiniti bilo u prostoru kada monoenergetski neutroni lete u datom pravcu (mehanički monohromatori ili difrakcija neutrona na kristalima), ili u vremenu kada neutroni svih energija lete istovremeno u datom pravcu, ali prolaze izvesnu tačku u raznim momentima vremena zavisno od energije (brži neutroni, tj., neutroni veće energije prolaze ovu tačku ranije nego sporiji neutroni. Ovaj tip selekcije u vremenu se naziva *time of flight method* (metod vremena leta). Pri niskim energijama neutrona (do 100 keV), postoje dve varijante ove metode, tj., mehanički selektor u kome je istovremeni let neutrona obezbeđen korišćenjem mehaničkog *chopera* ili neki *shuter*, i *time of flight method* u kome se kratkotrajni impulsi neutrona dobijaju impulsnim bombardovanjem mete naelektrisanim česticama ili gama kvantima.

Očigledno, nema teorijskih ograničenja u primeni *time of flight* metoda na visoko energetske neutrone. Jedini problem koji se ovde pojavljuje je da je potrebno registrovati vrlo kratkotrajna vremena leta (manje od 10^{-10} s) za brze neutrone. Ove teškoće su nedavno prevaziđene razvojem nanosekundskim impulsima elektrona i korišćenjem scintilatora sa vrlo brzim fotomultiplikatorima kao detektorima. *Time of flight* metod se sada koristi vrlo ekstenzivno za određivanje brzine (energije) vrlo brzih (uključujući i relativističke) čestice.

Pored ovih četiri metoda (koji će biti detaljnije opisani kasnije) i drugi metodi spektroskopije se koriste u nuklearnoj fizici.

Jedan od njih koristi nuklearne reakcije i fotoneutronske izvore za dobijanje monoenergetskih neutrona. U drugim metodama energija neutrona se određuje iz energije uzmaknutih jezgara. Zapazi da zadnje metode ne zahtevaju monohromatore neutronske snopova. Helijumski brojači mogu da razdvoje neutrone energija između 0.1 do 2 MeV usled male Q vrednosti (0.765 MeV) reakcije ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ i veoma su pogodni za neutronske spektrometriju.

6.5.1. Mehanički monohromator

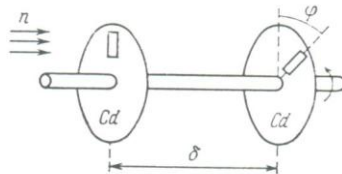
Prvi instrument za izolovanje neutrona izvesne energije iz moderacionog spektra metodom mehaničkog chopovanja (seckanja) je konstruisan od strane Dunninga 1935. Sastoji se od dva kadmijumska diska montiranih na osovini na izvesnom rastojanju δ (oko 50 cm). Radijalni otvori su isečeni pod uglom φ na ovim diskovima (Slika 210).

Ako osovina rotira takvi diskovi se smeštaju na putu neutronske snopove i rotiraju sa visokom brzinom, a otvori na diskovima će dozvoliti prolazak neutrona samo određene energije tako da brzina zadovoljava uslov

$$v = 6n\delta / \varphi$$

6.5.1.

gde je n broj okretaja u minuti, δ je rastojanje izmedju diskova i φ je ugao izmedju otvora u stepenima. Promenom φ (ili n) možemo izdvojiti neutrone određene brzine v . Tako Dunningnova aparatura služi kao mehanički separator neutrona. Prirodno, uslov 6.5.1 je zadovoljen za izvestan interval brzina izmedju $v, v+\Delta v$ tj., energije izmedju T i $T+\Delta T$. Interval Δv ili ΔT određuju moć rezolucije (razdvajanja) instrumenta. Ako instrument ima visoku rezoluciju (tj., $\Delta T < \Gamma$, gde je Γ širina nivoa koji se ispituje) onda eksperimentalna kriva korektno opisuje promenu preseka u oblasti rezonance (opisanu Breit Wignerovom formulom). Ako je moć razdvajanja slabija, $\Delta T > \Gamma$, eksperimentalna kriva samo približno opisuje promenu preseka (visina pika opada, a širina raste). Ako je $\Delta T > \Delta$, gde je Δ rastojanje izmedju nivoa, rezonantni pikovi se ne pojavljuju na eksperimentalnim krivima, koje onda daju samo grub srednji rezultat.

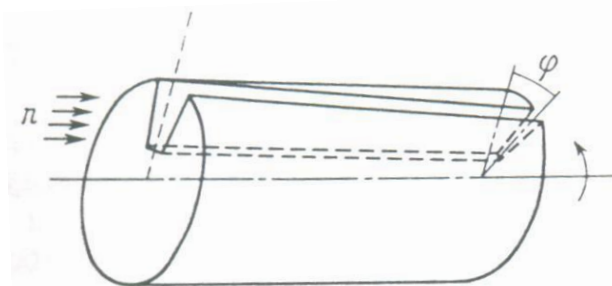


Slika 210

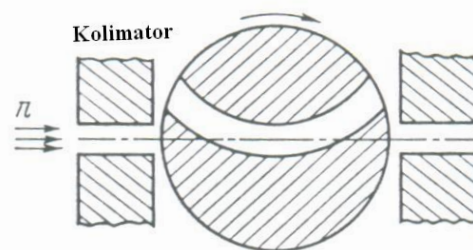
Moć razdvajanja Dunningovog monohromatora tj., preciznost sa kojom se neutroni date brzine izdvajaju iz snopa neutronase može povećati povećanjem rastojanja δ izmedju diskova i rotacione brzine n , ili pak smanjivanjem širine proreza $d\varphi$. Moć razdvajanja je ranije bila ograničena intenzitetom primarnog snopa neutrona, koja nije bila velika (korišćeni su Ra+Be izvori). Pored toga, primena Dunningovog uredjaja je bila ograničena do energije neutrona od 0.3 MeV, pošto je kadmijum praktično transparentan za neutrone viših energija. Ipak, prva merenja spektra termalnih neutrona su uradjena ovakvim metodom.

Napretkom nuklearnih reaktora koji daju snopove sporih neutrona visokog intenziteta postalo je moguće poboljšanje ove tehnike.

Glavna jedinica modernih mehaničkih separatora neutrona je čelični cilindar (rotor) sa prorezom specijalno isečenim normalno na osu cilindra.



Slika 211



Slika 212

U konstrukcijama koje koriste longitudinalni urez prorez je skoro heličnog oblika (Slika 211). Ako se rotor okreće izvesnom brzinom, neutroni sa definisom energijom $T, T+\Delta T$ će proći kroz

ovaj otvor. Kao i u Dunningovom eksperimentu, brzina ovih neutrona se određuje formulom 6.5.1. Tako, energija neutrona koja je monohromatizovana se može menjati promenom brzine rotiranja rotora.

Ako je urez duž cele površine cilindra, na izlasku će se dobiti praktično neporemećen sloj monoenergetskih neutrona. Ovakvi mehanički monohromatori imaju visoku transmisiju i visoku moć razdvajanja. Mogu se koristiti za merenje neutrona u energetskom intervalu od 0.001 eV do 1 eV. Konstrukcijom od materijala koji sprečavaju totalnu internu refleksiju vrlo sporih neutrona na površini ureza, donja granica se može smanjiti do 0.0001 eV.

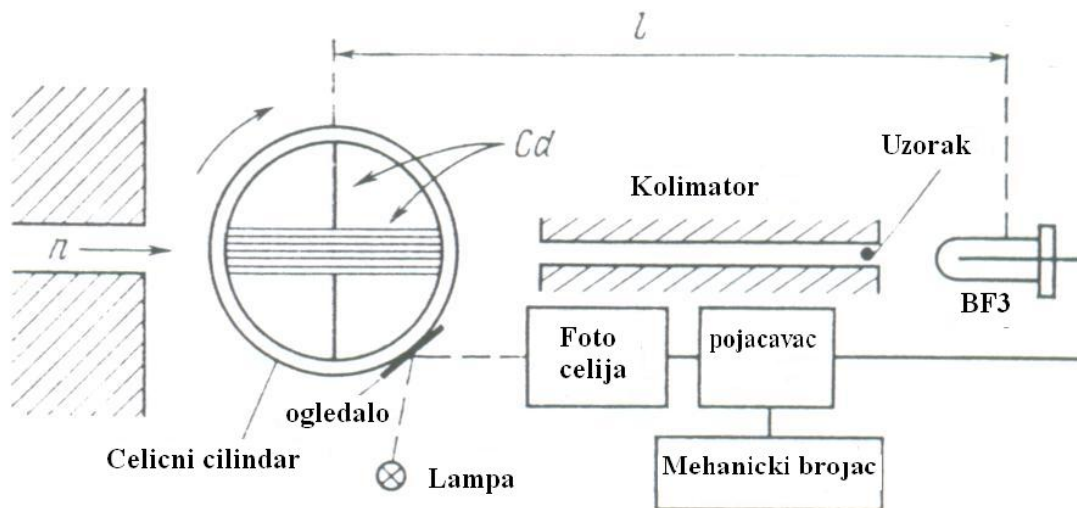
Ako se transverzalni preoz koristi u rotoru, njihov oblik je obično paraboličan (Slika 212). U ovom slučaju impulsni snop neutrona se dobija ozračivanjem rotora kolimisanim snopom neutrona iz kolimatora koji se postavlja ispred monohromatora.

Moć razdvajanja mehaničkog monohromatora se može povećavati koristeći užu preoz, povećanjem dijametara cilindra (ili njegove dužine u slučaju longitudinalnog preoz) ili rotacione brzine. Ponekada se moć razdvajanja povećava stavljanjem nekoliko neutronske rotora u nizu sa rotacionim brzinama u fazi.

Kao što je rečeno gore, mehanički neutronske monohromatori izdvajaju monoenergetske neutrone iz kontinualnog spektra. Odavde se ovi uređaji koriste za specifične primene koje zahtevaju neutrone definisane energije.

6.5.2. Metod mehaničke selekcije

Drugačiji princip se koristi za rad mehaničkog separatora neutrona koji izdvaja monoenergetske neutrone metodom time of flight. Prvi takav eksperiment je konstruisao Fermi 1947. za termalne neutrone. Ovde, čelični cilindar dijametara 4 cm ima šuplji deo ispunjen alternativnim slojevima aluminijuma i kadmijuma debljine 0.75 i 0.15 mm.



Slika 213

Očigledno, ako su ovi slojevi paralelni sa snopom neutrona, cilindar će dozvoliti do $0.75/(0.75+0.15)=5/6$ inicijalnog snopa termalnih neutrona da prodje kroz njega. Dobro

kolimisan neutronsni snop međutim će biti potpuno blokiran ako se cilindar lagano zarotira ($\Delta \sim 3^0$). Tako rotirajući cilindar deluje kao shutter.

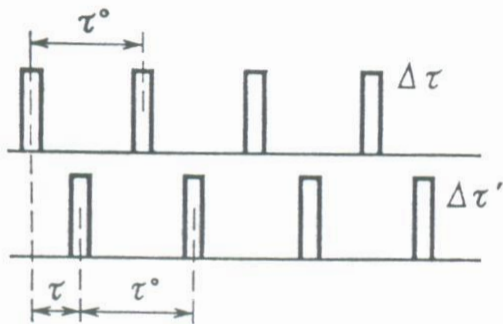
Ako cilindar rotira visokom brzinom (oko 15000 rotacija/min, rpm) dobiće se impulsni snop neutrona. Ovi neutroni izlaze iz cilindra kao kratkotrajni impulsi u paketima sa frekvencijom 500 impulsa/s (dva impulsa za jedan okret) i trajanjem $\Delta \tau = 3.3 \cdot 10^{-5}$ s. Za razliku od mehaničkog monohromatora neutroni u svakom pojedinačnom paketu imaju neprekidni spektar u širokom opsegu od T_{\min} do T_{\max} (ove vrednosti će biti određene kasnije).

U Fermijevom instrumentu, neutroni definisane energije se izoluju pomoću detektora čija se osetljivost može kontrolisati. Ovakav detektor je jonizaciona komora punjena sa BF_3 . Ova komora je spojena sa mehaničkim brojačem preko pojačavača koji postaje provodan u kratkom vremenskom intervalu $\Delta \tau$ za signal iz fotočelije, koji je generisan u nekom momentu τ posle prolaska neutronske impulsne. Ovo je postignuto pomoću ogledala koje reflektuje svetlost lampe sa fotočelije kada je cilindar u određenom položaju. (Alternativno, svetlost može da prolazi kroz neki mali otvor na samom cilindru. Uzorak koji se ispituje se smešta u cilindar. Zahtevani pomeraj (shif) vremena se određuje uslovom

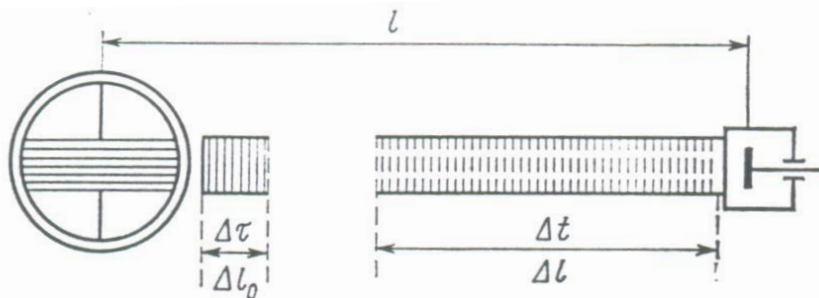
$$\tau = l/v$$

6.5.2.

gde je v brzina neutrona za koji smo zainteresovani i l je dužina leta (između cilindra i detektora).



Slika 214



Slika 215

Pomeraj vremena se u praksi postiže odgovarajućim pozicioniranjem ogledala. Rezultati se mogu postići brže ako se koristi višekanalna registracija, tj., istovremeno korišćenje nekoliko (u ovo slučaju 6) fotoćelija koje su postavljene na malim uglovima u odnosu jedna na drugu. Svaka ćelija otvara svoj kanal u različitom momentu vremena τ i tako izdvaja pojedinačne neutrone iz snopa

$$v_i = l / \tau_i \quad 6.5.3.$$

Shuter opisan ovde je dobar chopper neutronske snopa samo u oblasti termalnih i epitermalnih neutrona, pošto kadmijum dozvoljava slobodan prolazak neutrona sa energijom preko 0.3 eV (vidi sliku 222). Ovoj energiji $T_{\max}=0.3$ eV, odgovara brzina $v_{\max}=7.5 \cdot 10^5$ cm/s. Pored ovoga, prirodno postoji i donja granica energije data sa $T_{\min}=0.0075$ eV tj., $v=1.2 \cdot 10^5$ cm/s, pošto sporiji neutroni ne uspevaju da predju cilindar u toku vremena pogodnog za pozicioniranje kadmijuma.

Neutroni sa energijama između T_{\min} i T_{\max} grade paket trajanja $\Delta\tau=3.3 \cdot 10^{-3}$ s koji se pojavljuje iza rotirajućeg cilindra. Kako se ovaj inicijalni uzani neutronske impuls ($\Delta l_0 = \Delta\tau(v_{\max} - v_{\min}) = 20$ cm), približava detektoru, on se proširuje usled činjenice da se neutroni blizu krajeva kreću brže od ostalih. Lako se može pokazati da kada čelo impulsa (paketa) dostigne detektor, dužina paketa je $\Delta l = 20\Delta l_0$, tako da je celokupnom paketu potrebno $\Delta t \approx 100\Delta\tau$ da prodje kroz detektor. Očigledno, takav paket se dekomponuje u segmente sa različitim brzinom (energijom) neutrona prekidanjem /paljenjem detektora u kratkom vremenskom intervalu $\Delta\tau'$ u toku koga deo impulsnog paketa prodje kroz detektor brzinom (energijom) od interesa.

Kako je

$$v = l / \tau, \quad T = mv^2 / 2 = (ml^2 / 2)(1 / \tau^2) \quad 6.5.4.$$

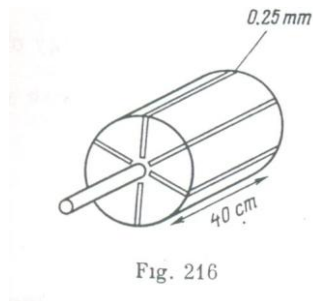
gde se τ određuje sa tačnošću $d\tau = \Delta\tau + \Delta\tau'$, energija izolovanog neutrona imaće neodređenost datu sa

$$dT = (ml^2 / 2)(2d\tau / \tau^3) = -2Td\tau / \tau \quad 6.5.5.$$

Količnik neodređenosti energije i same energije (relativna greška određivanja energije) je mera moći razdvajanja uredjaja. Sledi iz 6.5.4 i 6.5.5. da je

$$dT / T = -2d\tau / \tau = -2vd\tau / l \quad 6.5.6.$$

Ova formula pokazuje da moć razdvajanja uredjaja zavisi od brzine neutrona koji se proučavaju. Interakcija najsporijih neutrona ($v \approx v_{\min}$) sa jezgrima se može proučavati sa najvećim stepenom tačnosti. Za fiksnu brzinu neutrona, moć razdvajanja je veća za manje $d\tau$ i veće l . Odavde moć razdvajanja instrumenta je često data kao količnik ovih veličina, tj., $d\tau / l$ koja se izražava u ms po metru (ms/m).



Uredjaj opisan gore je predstavljao znatan napredak u odnosu na Dunningov monohromator. Međutim i on pati od ozbiljnih nedostataka. Kao prvo, ovaj instrument se može koristiti samo za proučavanje termalnih i epitermalnih neutrona i čak i u ovoj energetskoj oblasti rezultati nisu veoma sigurni usled slabe moći razdvajanja ($dT/T=0.03$ na $T=T_{\min}$ i $dT/T=0.2$ na $T=T_{\max}$).

Dalji razvoj mehaničkog separatora je usmerena ka eliminisanju ovih nedostataka. Da bi se proširio opseg energija neutrona koji se može proučavati, kadmijum se zamenjuje drugim materijalima (Ni, čelik Cr), koji imaju glatkiju zavisnost efikasnog preseka od energije i mogu da apsorbuju neutrone sa višim energijama ako je debljina apsorbera dovoljno velika. Opseg metode je povećan do 10^4 eV koristeći ove materijale kao shutter (Slika 216). Kombinacija metalnih cilindra i vodoničnih ploča dozvoljava proširenje opsega do 100 keV. Kako se moć razdvajanja smanjuje sa povećanjem energije neutrona ova nova mogućnost ne treba da se koristi bez znatnijih daljih poboljšanja. Ovo se čini mogućim povećanjem brzine rotacije (do 40000 rpm) bolje kolimisanosti snopa, smanjivanjem širine kana (do $0.5 \mu\text{s}$) i povećanjem dužine leta (100 do 200 m). Svaki novi korak u ovom pravcu zahteva povećanje intenziteta primarnog snopa neutrona.

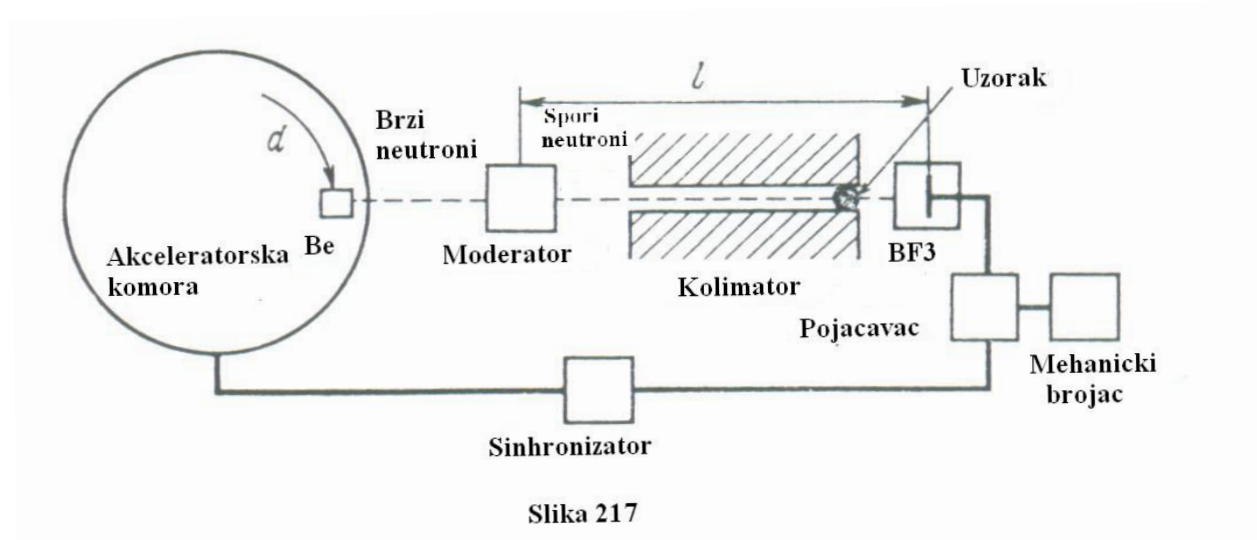
Na niskoenergetskoj strani, merenja se često čine do 0.001 eV. Za niže vrednosti energije, merenja su otežana činjenicom da spektar termalnih neutrona sadrži veoma mali broj takvih neutrona.

Da bi povećali efikasnost merenja, moderni instrumenti imaju shutter sa mnogo (više desetina) otvora umesto samo jednog. Detekcija se obavlja pomoću vremenskih analizatora koji daju veći broj vrednosti energija neutrona (do 2000) istovremeno. Znatna pažnja se posvećuje formiranju snopa (kolimisanje, smanjivanje rasejanja pri prolasku snopa kroz vakum ili cevi punjene helijumom) i dizajnu detektora (povećanje efikasnosti registracije).

6.5.3. Impulsni akceleratori metod

Druga verzija metode time of flight tzv., impulsni akceleratori metod (IAM) je predložen od strane američkog fizičara Alvareza, 1938. Osnovna ideja ovog metoda je dobijanje impulsnog snopa sporih neutrona pomoću impulsnog akceleratora (ciklotron je korišćen u prvim eksperimentima). Ako se izvor jona, recimo deuterona, periodično gasi/pali u kratkom intervalu vremena $\Delta\tau_0$ ubrzani deuteroni se proizvode u ciklotronu u istom intervalu vremena. Stavljajući berilijumsku metu na putu takvih deuterona, možemo dobiti impulsni snop brzih neutrona kojise, posle usporavanja u parafinu, transformišu u uzani impuls sporih neutrona. Proces detekcije je praktično isti kao i kod mehaničkog selektora, s izuzetkom da se detekcija sinhronizuje sa trenutkom u kome se napon daje jonskom izvoru, a ne sa trenutkom u kome se pojavljuje

neutronska paketa. Odatle, kašnjenje između primene napona na jonskom izvoru i pojave neutronske snopove mora se uzeti u obzir.



Ovo kašnjenje se sastoji u vremenu potrebnom za ubrzanje deuterona (oko 5 μ s), i vremena usporavanja u parafinu (10-15 μ s). Eksperimentalni uređaj za proučavanje preseka interakcije neutrona sa jezgrom pomoću impulsnog ciklotrona je prikazan na slici 217. Jonizaciona komora je napunjena gasom BF₃; detekcija se obavlja korišćenjem mehaničkog brojača ili drugih impulsnih brojača.

Moć razdvajanja ovog metoda se definiše na isti način kao i kod mehaničkog selektora

$$dT/T = -2d\tau/\tau$$

gde je $\tau=l/v$ vreme leta, a $d\tau$ je njegova neodređenost. Pokazano je ranije da je

$$d\tau = \Delta\tau + \Delta\tau'$$

gde je $\Delta\tau$ trajanje neutronske paketa i $\Delta\tau'$ vreme registracije.

Veličina $\Delta\tau$ je određena trajanjem $\Delta\tau_1$ impulsa koji kontroliše jonski izvor i vremenom širenja $\Delta\tau_2$ u usporavanju neutrona raznih energija. Kako širenje u procesu usporavanja niskoenergetskih neutrona može biti veliko do 1 μ s, ili čak i nekoliko ms, nema svrhe smanjivati $\Delta\tau_1$ manje od 1 μ s.

Primenom defleksije snopova na metu i malih moderatora, postaje moguće smanjiti $\Delta\tau$ do 0.05 μ s. Za l između 100 i 200 m ovo daje $d\tau/\tau \cong 0.0005$.

Impulсни akceleratorски метод има предност јер практично нема горњу енергетску границу која се може мерити овом методом (у механичким separatorима горња граница је одређена брзином ротације ротора). Тако, на пример, има инструмената који раде у енергетском опсегу од 1 до 30 MeV са сасвим задовољавајућом моћи раздвајања која лежи између 0.07 и 0.04. Такође, предност у односу на механичке separatorе је мањи основни фон и коришћење ширих snopova, тј., већи узорци.

6.5.4. Difrakcija sporih neutrona na kristalima i metod kristalnih monohromatora

De Brojjeva talasna dužina λ je data formulom

$$\lambda = \frac{4.5 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{T}}$$

gde je T u eV a talasna dužina u cm. Za spore neutrone energije izmedju 0.01 i 100 eV

$$\lambda = 0.03 - 3 \text{ \AA}$$

Ove vrednosti su istog reda veličine kao i rastojanje izmedju ravni kristala. Na primer, konstanta rešetke d za LiF kristal je 2.32 \AA . Može se očekivati da kada spori neutroni padnu pod malim uglom θ na kristalnu ravan, monohromatski neutron će se reflektovati pod uglom jednakim upadnom uglu. Ugao θ , talasna dužina λ i konstanta rešetke su povezane poznatom Bragg ovom relacijom

$$2d \sin \theta = n\lambda = 2\pi m \lambda \quad 6.5.8.$$

gde je n red refleksije. Kako je $\lambda = h/p = h/\sqrt{2mT}$ ova jednačina obezbedjuje vezu izmedju energije neutrona T i ugla refleksije θ :

$$T = (h^2 / 8md^2) (n^2 \sin^2 \theta) \quad 6.5.9.$$

Promenom ugla θ možemo menjati energiju reflektovanih neutrona. Iz formule 6.5.9 sledi da se neutroni različite energije mogu reflektovati na datom uglu θ :

$$T_n = n^2 T_0 \quad 6.5.10.$$

gde je

$$T_0 = (h^2 / 8md^2) (\sin^2 \theta), \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Medjutim, intenzitet reflektovanih neutrona opada sa porastom n , s obzirom da na neutrone veće energije, tj., manje talasne dužine više utiče termalno kretanje atoma kristalne rešetke, što izaziva jače remećenje koherencije talasa rasejanih na raznim atomima.

Diferencirajući formulu 6.5.9 po θ možemo naći moć razlaganja ovog metoda:

$$dT/T = -2 \cot \theta d\theta \quad 6.5.11.$$

Moć razlaganja najnovijih instrumenata je 10^{-3} što je blisko donjoj granici energetskog intervala. Lako se može videti da je ugao θ u formulama 6.5.9-11 sasvim mali. Tako, na primer $\theta = 3.5^\circ$ za

1 eV neutrone kada je $d=2.32 \text{ \AA}$ i $n=1$: za 100 eV neutrone odgovarajuća vrednost je 0.35° . Shodno tome, prethodne formule se mogu aproksimirati

$$T_n \cong n^2 T_0 \quad 6.5.12.$$

gde je

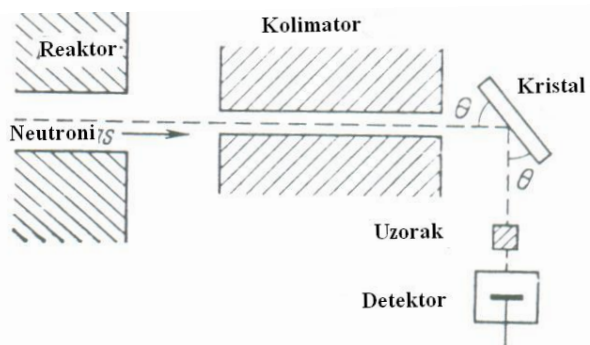
$$T_0 = (h^2 / 8md^2)(\theta^2).$$

$$dT/T = -2 d\theta/\theta \quad 6.5.13.$$

Vidi se iz prethodnih formula da kao i u prva dva metoda, moć razlaganja opada sa porastom energije neutrona.

Slabljenje moći razlaganja i opadanje ugla refleksije sa porastom energije neutrona ograničavaju primenljivost metoda kristalnog monohromatora do energija $T_{\max} \cong 5 - 100 \text{ eV}$. Donja granica energije je $T_{\min} \sim 0.01 \text{ eV}$, pošto su neutroni sa nižim energijom (tj., leže levo od pika krive Makselove raspodele) teški za proučavanje, usled efekta refleksije drugog reda ($n=2$) u formuli 6.5.9. Ova okolnost je objašnjena porastom intenziteta spektra levo od pika.

Slika 218 pokazuje šemu merne tehnike koja koristi difrakciju sporih neutrona na kristalima.



Slika 218

Kao što je pomenuto ranije, difrakciona tehnika ima prednost jer je moguće izolovati neutrone zadate energije iz snopa. Očito, takvi eksperimenti se ne mogu obaviti metodom time of flight, pošto neutronska snop u takvoj metodi sadrži neutrone svih vrednosti energijamoderacionog spektra. Međutim, ova karakteristika čini metod vrlo korisnim, jer omogućuje istovremeno detektovanje efekta koji potiče od monoenergetskih neutrona nekoliko različitih vrednosti energija.

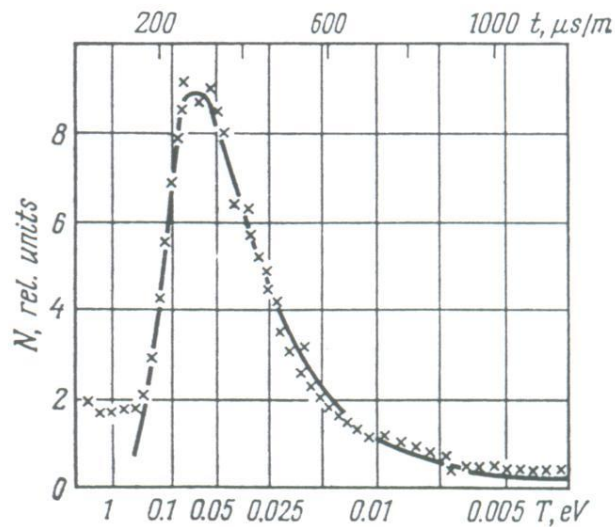
Konačno, razmotrimo hladne neutrone, pomenute u sekciji 6.3.2. Može se videti iz formula 6.5.8 da refleksija nije moguća za $\lambda > 2d$, jer bi u tom slučaju sinus bio veći od 1. Prema formuli 6.5.9 takve vrednosti λ odgovaraju energiji neutrona ispod 0.005 eV , tj., hladnim neutronima. Ovo znači da se hladni neutroni mogu izolovati iz spektra sporih neutrona propuštajući ih kroz vrlo debelu ploču polikristalnog materijala (recimo grafita). Prema formuli

6.5.8 svi neutroni sa $\lambda < 2d$ se rasejavaju i ne prolaze kroz ploču. Međutim, hladni neutroni će proći kroz ploču, pošto ne mogu biti rasejani.

Neutroni još manjih energija ispod 0.0001 eV se nazivaju ultrahladni neutroni. Neutroni sa energijom 10^{-7} eV imaju tako veliku talasnu dužinu λ da doživljavaju totalnu refleksiju na granici vakum (vazduh) materijal za bilo koji incidentni ugao.

6.5.5. Rezultati merenja

Napredak u neutronskoj spektroskopiji je omogućio proveru Borovog i Fermijevog pogleda na interakciju neutrona sa jezgama, kao i korektnost Breit Wignerove formule opisanih u lekcijama 6.3 i 6.4. Opisaćemo neke od najznačajnijih rezultata merenja dobijenih neutronskom spektroskopijom.



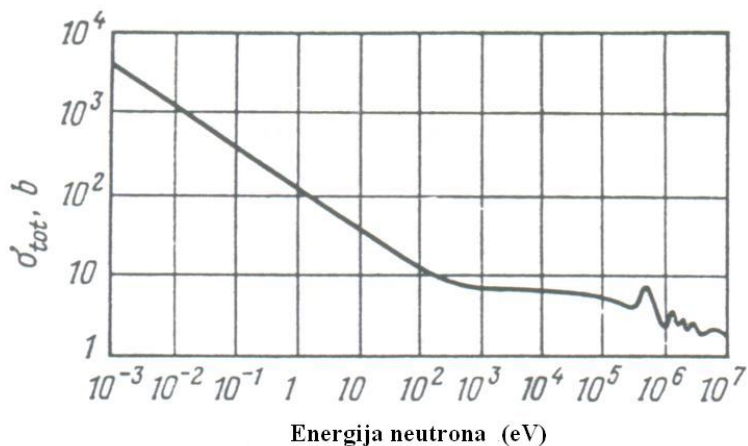
Slika 219

Slika 219 pokazuje spektar neutrona koji se dobijaju iz parafina. Nadjeno je da se ovaj spektar zaista opisuje Maksvelovom krivom $N \propto \sqrt{T_{kin}} e^{-T_{kin}/kT^0}$ sa podignutom desnom granom ($N \propto T_{kon}^{-3/2}$). Pik krive leži na energiji koja odgovara temperaturi od 390 K što je za oko 100 stepeni više od temperature moderatora. Ovo potiče od činjenice da neutroni u parafinu ne dostižu potpunu termalnu ravnotežu sa medijumom, jer je njihov život relativno kratak (oko 200 μ s). Takođe, apsorpcija raste kako energija neutrona opada ($1/v$ zakon).

Slika 220 prikazuje varijaciju apsorpcionog efikasnog preseka sporih neutrona u boru. Valjanost $1/v$ zakona je eksperimentalno potvrđena u energetskom intervalu od 0.001 do 1000 eV. Numeričke vrednosti efikasnog preseka za bor se mogu aproksimativno dati izrazom

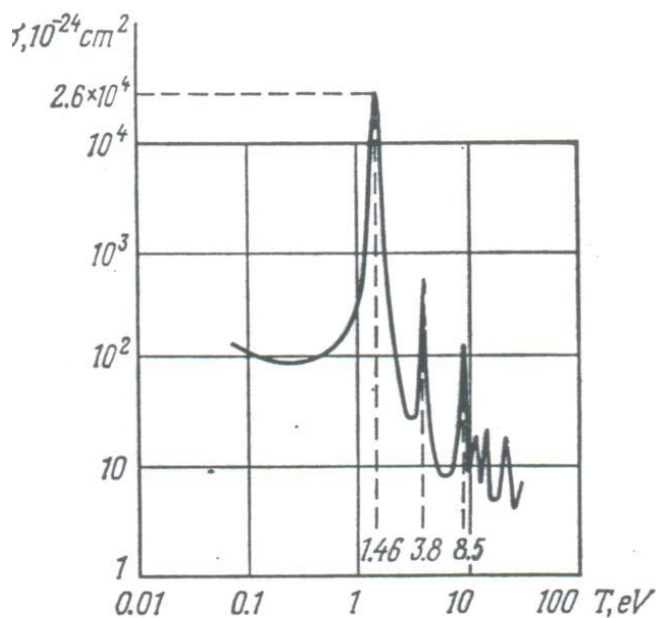
$$\sigma_B \cong (120 / \sqrt{T}) \cdot 10^{-24} \quad 6.5.14.$$

gde je T u eV, a σ u cm^2 . Na visokim energijama, (desno od 0.5 MeV) efikasni presek nastavlja da opada monotono. Takva karakteristika krive za bor se objašnjava velikim rastojanjem između nivoa ovog jezgra.



Slika 220

Tipična kriva koja pokazuje rezonantne promene efikasnog preseka apsorpcije sporih neutrona je prikazana na slici 221 gde je nacrtana zavisnost (n,γ) reakcije za indijum. Slika jasno pokazuje region gde se presek menja prema zakonu $1/v$, tri oštre rezonance na energijama 1.46, 3.8 i 8.5 eV kao i nekoliko rezonanci na višim enerijama (12.7, 14.5, 22.6 i dr).

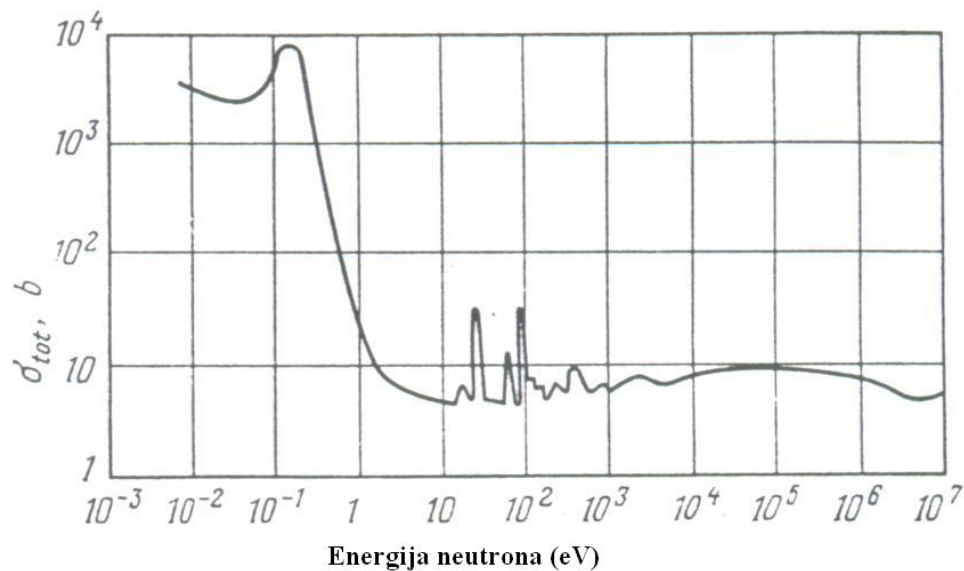


Slika 221

U svim slučajevima, efikasni presek rezonanci je opisan Breit Wignerovom formulom. Slični rezultati su dobijeni za druge materijale koje je koristio Fermi u eksperimentima selektivnog zahvata sporih neutrona. Tako, u slučaju srebra potvrđeno je postojanje nivoa oko 5.2 eV, kao i nivoa na energijama 16.6 i 31 eV; nivo na energiji 4.9 eV je otkriven za zlato.

Metod borovog apsorbera, opisan u sekciji 6.3 daje korektnu kvalitativnu ideju o položaju rezonantnih nivoa u raznim materijalima korišćenim od strane Fermija.

Procene koje se odnose na separaciju nivoa (od 1 do 10 eV) vrednosti širine radijacionog Γ_γ i neutronskog Γ_n nivoa su takodje potvrđene. Merenja pokazuju da je za energije između 0.1 eV i 1 eV, $\Gamma_\gamma \approx 0.1$ eV i $\Gamma_n \approx 0.001$ eV.



Slika 222

Konačno, slika 221 potvrđuje da se rezonantni neutroni apsorbuju mnogo jače nego termalni. Sa slike se može videti da je efikasni presek rezonance na ¹³⁵In 26400 barna, dok je presek za termalne neutrone istog izotopa samo 140 barna.

Medjutim čak i u termalnoj oblasti efikasni presek može biti izuzetno veliki ako rezonansa pada u toj oblasti. Ovo je slučaj sa kadmijumom čiji je efikasni presek nacrtan na slici 222.

Na ovoj slici se može videti da izotop kadmijuma ¹¹³Cd, ima rezonantni nivo na energiji $T_{res} = 0.176$ eV. Treba zapaziti da ovaj pik za kadmijum (široki rezonantni pik) potiče od superpozicije efekta $1/v$ zavisnosti, koja je vrlo značajna u ovoj oblasti niskih energija. Zajedničko dejstvo $1/v$ zavisnosti i selektivnog zahvata čini kadmijum vrlo efikasnim apsorberom svih neutrona sa energijom ispod 0.3 eV, uključujući i termalne.

Merenje efikasnog preseka kadmijuma (prirodne izotopske smeše) daje 7000 barna na rezonancama i 2500 barna za termalne neutrone.

Rezonantni apsorpcioni presek za ¹¹²Cd je 60000 barna. Medjutim, čak ni ovo nije rekordno visoka vrednost. Efikasni presek za ¹⁵⁷Gd za termalne neutrone je 190000 barna, dok je za ¹³⁵Xe čak $3.5 \cdot 10^6$ barna.

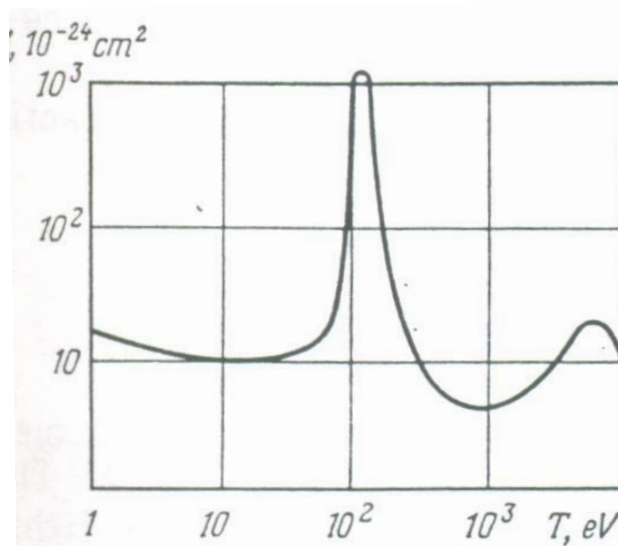
Velika vrednost efikasnog preseka zahvata termalnih neutrona na ksenonu je odgovorna za ksenonsko zagadjenje nuklearnih reaktora. Jedan od fisionih produkata u nuklearnim reaktorima je $^{135}_{54}\text{Xe}$ koji jako apsorbira termalne neutrone i dovodi do prekida lančane reakcije, što izaziva pogoršavanje rada nuklearnih reaktora.

Radi ilustracije, parametri nekih nivoa, mereni neutronsom spektroskopijom su prikazani u Tabeli 26.

Table 26

Isotop	$T_{\text{res}}, \text{ eV}$	$\sigma, \text{ b}$	$\Gamma, \text{ eV}$	$\Gamma_n(T_{\text{res}}), \text{ eV}$	$\Gamma_n(1 \text{ eV}), \text{ eV}$
^{113}Cd	0.176	60000	0.115	1.56×10^{-4}	3.7×10^{-4}
^{115}In	1.46	26400	0.085	25×10^{-4}	21×10^{-4}
^{157}Gd	0.044	190000	0.05	3.2×10^{-4}	15.2×10^{-4}

Selektivni zahvat nije uvek dominantan proces interakcije neutrona sa jezgrima. Brojni elementi (na primer Ag, Au) sa veliki efikasnim presekom (n, γ) reakcije takodje imaju značajne preseke za rezonantno rasejanje (desetine barna) dok neki elementi imaju velike efikasne preseke za tu vrstu interakcije ($\sigma_{\text{Co}} \approx 1200 \text{ b}$ na $T_{\text{res}} = 115 \text{ eV}$, i $\sigma_{\text{Mn}} \approx 50 \text{ b}$ na $T_{\text{res}} = 300 \text{ eV}$). Slika 223 pokazuje dva rezonantna pika u preseku rasejanja za kobalt Co.



Slika 223

Po pravilu, rasejavajuće rezonance se opažaju za laka jezgra koje karakteriše veliko rastojanje između nivoa i velika širina Γ_n . Na primer, rasejavajuća rezonanca za gore pomenuti Mn, ima $\Gamma_n=20$ eV, što je nekoliko puta veće od radijacione širine Γ_γ . U teškim jezgrima oštre rasejavajuće rezonance se opažaju kada jezgro sadrži magični broj neutrona (u takvim slučajevima teško je dodati još jedan neutron jezgru, tj., vrednost Γ_γ je relativno mala).

Preseci rezonantnog rasejanja se mogu meriti bilo metodom radioaktivnih indikatora pripremljenih od materijala koji se ispituje i ozračivanjem neutronima rasejanim od isto takvog materijala, ili neutronskom spektroskopijom koristeći specijalne detektore, tj., brojače sa dva koaksijalna cilindra. Radna zapremina brojača je između ova dva cilindra. Kada neutronska snop prolazi kroz unutrašnji cilindar brojač registruje samo rasejane neutrone.

Evidentno je sa slika 222 i 223 da se rezonantni procesi mogu opaziti do energija od 10^3 - 10^4 eV.

6.6. Rasejanje brzih neutrona

Prethodni argumenti o rezonantnoj prirodi promene efikasnog preseka formiranja međujezgra su ispravni za relativno niske energije. Kako raste energija neutrona, gustina i širina nivoa raste do tog iznosa da nivoi počinju da se prekrivaju. Očito, u ovoj oblasti energije presek će biti opisan glatkijom funkcijom. U prvoj aproksimaciji takva funkcija se može dobiti kao

$$\sigma^* = \sum_{i=0}^{R/\lambda} S_l \xi_l \quad 6.6.1.$$

gde je S_l geometrijski efikasni presek i ξ_l je koeficijent adhezije neutrona sa orbitalnim momentom l . Prema formuli 6.4.26 može se pisati

$$S_l = (2l + 1)\pi\tilde{\lambda}^2$$

Veličina ξ_l je određena propustljivošću centrifugalne barijere, koeficijentom p transmisije kroz granice jezgra i verovatnoćom zahvata neutrona jezgrom. Za neutrone sa $l < R/\lambda$, propustljivost centrifugalne barijere je skoro jedinica pošto je uslov $l < R/\lambda$ ekvivalentan uslovu $T > B_c(l)$ (Sekcija 5.4.2.). Verovatnoća zahvata za neutrone je takodje jednaka jedinici (prvi stepen reakcije). Odavde je koeficijent adhezije ξ_l jednak koeficijentu p transmisije koji je definisan formulom 6.4.15

$$p = 4kk_0 / (k + k_0)^2$$

Efikasni presek formiranja međujezgra u intervalu spojenih nivoa je dat aproksimativnim izrazom

$$\sigma^* = \sum_{i=0}^{R/\lambda} \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2} (2l + 1\pi\tilde{\lambda}^2) \cong (R + \tilde{\lambda})^2 \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2} \quad 6.6.2.$$

Lako se može videti da je ovo monotono opadajuća funkcija i teži graničnoj vrednosti πR^2 sa porastom energije. Zaista, za brze neutrone $\tilde{\lambda} \ll R$, $k \cong k_0$ odakle je $\pi(R + \tilde{\lambda})^2 \cong \pi R^2$ i

$$\xi = 4kk_0 / (k + k_0)^2 \cong 1.$$

Jednakost $\xi=1$ znači da neutroni leteći prema jezgru prodiru u njega i bivaju zadržani duže vreme (vreme života medjujezgra). Mogućnost takvog zahvata je u vezi sa velikom gustinom nukleona u jezgru i sa jakom nuklearnom interakcijom između njih. Srednji slobodni put neutrona energije 1-10 MeV u jezgru je manji od nuklearnog radijusa. Tako, ako neutron jednom udje u jezgro, neizbežno je da se sudara sadrugim nukleonima i da prenese energiju na njih.

U cilju dobijanja efikasnog preseka procesa, treba, uzevši u obzir i drugi stupanj reakcije, odrediti relativnu verovatnoću raspada $\eta = \Gamma_i / \Gamma$ medjujezgra kroz određeni kanal.

Od svih vrednosti Γ_i razmatranih ovde, Γ_n ima najveću vrednost. Ovo znači da je rasejanje glavni proces preko kojeg se jezgro raspada. Zaista, pokazano je gore da $\Gamma_\gamma \cong 0.1eV$ i praktično je nezavisno od energije neutrona, a $\Gamma_n \cong 0.001 eV$ na energijama neutrona oko 1 eV i raste sa kvadratnim korenom od energije. Tako, za neutrone sa energijama preko 1 MeV, neutronska širina $\Gamma_n > 1eV$, tj., $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, ili

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots \cong \Gamma_n \quad 6.6.3.$$

Γ za naelektrisane čestice je smanjeno zbog Kulonove potencijalne barijere. Odavde je

$$\eta = \Gamma_n / \Gamma \cong 1 \quad 6.6.4.$$

dok je presek rasejanja dat sa

$$\sigma_n = \sigma * \eta_n = \pi(R + \lambda)^2 \quad 6.6.5.$$

ili

$$\sigma \cong \pi R^2 \quad 6.6.6.$$

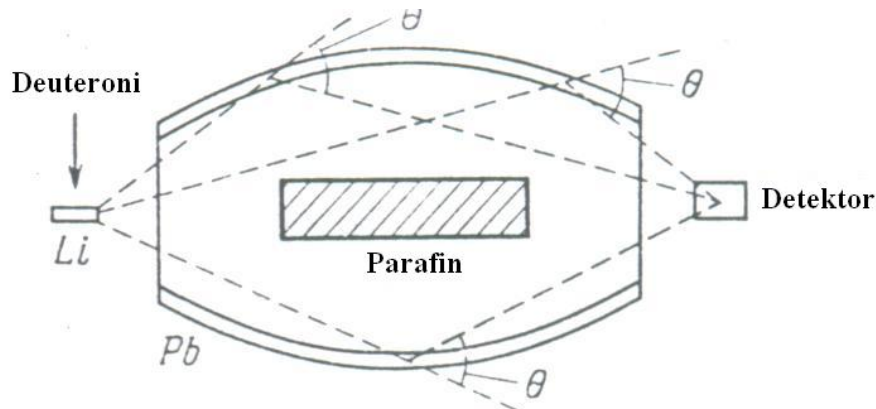
Razmotrimo sada osnovne karakteristike ovog procesa. Očito, inverzni proces u kome neutron napušta jezgro (nije nužno da je to isti neutron), je moguć ne samo kada se celokupna inicijalna energija skoncentriše na neutron blizu granice jezgra. Sve što je potrebno je da ta energija prevaziđe energiju odvajanja (veze) neutrona u jezgru. Kako je verovatnoća koncentracije niže vrednosti energije relativno veća neutroni sa nižom energijom bi trebalo češće da napuštaju jezgro. Drugim rečima, rasejanje bi trebalo da je neelastično.

Kada brzi neutroni prodru u jezgro, njihova interakcija nije ograničena samo na neelastično rasejanje. Talasna priroda čestica znači da je potencijalno elastičnorasejanje, koje mora biti difrakcionog tipa, takodje moguće. Verovatnoća takvog procesa potiče od činjenice da je $\xi=1$, i jezgro se može tretirati kao crna sfera na kojoj neutronska talas, talasne dužine λ može doživeti difrakciono rasejanje.

Teorija optičke difrakcije na propustljivom kružnom ekranu predviđa da difrakciono rasejanje mora biti veoma anizotropno. Diferencijalni efikasni presek difrakcionog rasejanja na uglu θ je određen formulom ($\theta \ll 1$, i $\lambda \ll R$)

$$d\sigma(\theta) = R^2 \left| \frac{J_1(R\theta/\lambda)}{\theta} \right|^2 d\Omega \quad 6.6.7.$$

gde je J_1 prva Beselova funkcija koja ima korene na $\alpha = R\theta/\lambda = 0., 3.8, 7$, a maksimum je na $\alpha=5.2$.



Slika 224

Prema ovoj formuli, presek difrakcionog rasejanja mora da ima maksimum na $\alpha=1$ (zbog prisustva ugla θ u imeniocu) i za $\theta=5.2$, a treba da je jednako nuli na $\theta=3.8$ i $\theta=7.0$. Prema teoriji difrakcije, ukupan efikasni presek mora biti

$$\sigma \cong \pi(R + \lambda)^2 \quad 6.6.8.$$

ili za $\lambda \ll R$,

$$\sigma = \pi R^2 \quad 6.6.9.$$

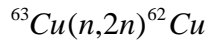
Ovi zaključci su potvrđeni 1946. u eksperimentima elastičnog rasejanja neutrona sa energijom oko 14 MeV. Eksperimentalni uređaj je prikazan na slici 224. Litijumska meta je bombardovana snopom deuteronu energije 0.9 MeV. Parafinski ekran je korišćen da spreči direktan ulaz neutrona od mete u detektor. Reakcija



rezultuje u stvaranju neutrona energije oko 14 MeV, koji su incidentni na unutrašnju površinu olovnog rasejivača u obliku bureta na svim mogućim uglovima. Ako je bočna strana bureta generisana rotacijom luka kružnice, dok izvor neutrona (Li) i detektor leže na preseku ovog kruga sa osom bureta, ugao rasejanja θ je isti za sve incidentne neutrone.

Takav eksperimentalni uređaj je modifikacija metoda rasejanja koji je koristio Chadwick i jako pojačava efekat.

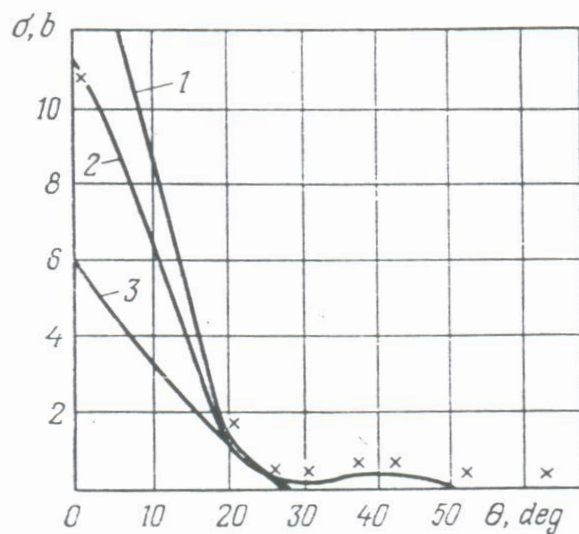
Elastično rasejani neutroni su registrovani bakarnim detektorom okruženi kadmijumom. Pomenuto je u sekciji 6.2.5 da su neutroni sa energijom većom od 11.2 MeV odgovorni za reakciju



6.6.11.

koja dovodi do stvaranja pozitron aktivnog izotopa ${}^{62}\text{Cu}$ sa vremenom poluživota oko 10 minuta.

Da bi se merila ugaona zavisnost preseka rasejanja, nekoliko bureta je korišćeno u eksperimentu, svaki sa određenim uglom rasejanja ($\theta=20^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ i 80°). Rezultati merenja su prikazani na Slici 225, koja takodje prikazuje, radi poredjenja i teorijske krive iscrtane pod pretpostavkom da radijus R crne sfere je jednak 6 fm (kriva 1), 7.5 fm (kriva 2) i 9 fm (kriva 3). Jasno se vidi sa ove slike da se eksperimentalne tačke najbolje slažu sa pretpostavkom $R=7.5$ fm. Radijus jezgra olova je vrlo blizak ovoj vrednosti. Tako, dokazano je da se brzi neutroni difrakciono rasejavaju na jezgima olova.



Slika 225

Difrakciono rasejanje je dalje proučavano eksperimentalno na raznim atomskim jezgrima preko širokog opsega energetskog intervala pomoću raznih metoda. Eksperimentalni rezultati (naročito pomeranje pikova zavisno od neutronske energije) potvrdilo je difrakcionu prirodu fenomena. Treba zapaziti da se difrakciono rasejanje mora opaziti i za naelektrisane čestice (i zaista je opaženo) ako se eliminiše efekat maskiranja usled Raderfordovog rasejanja.

Prema formulama 6.6.5 i 6.6.8, ukupan efikasni presek neelastičnog i difrakcionog rasejanja je dat kao

$$\sigma_s = \sigma_{i,s} + \sigma_{d,s} = \pi(R + \lambda)^2 + \pi(R + \lambda)^2 = 2\pi(R + \lambda)^2 \quad 6.6.12.$$

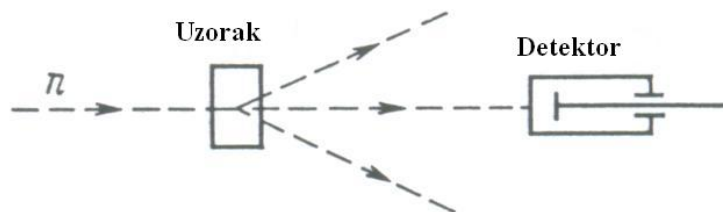
U energetsom opsegu razmatranom ovde, presek rasejanja znatno prevazilazi presek zahvata. Odavde se može pretpostaviti da je ukupni efikasni presek interakcije neutrona sa jezgrima

$$\sigma_{tot} = \sigma_s = 2\pi(R + \lambda)^2 = 2\pi R^2 \quad 6.6.13.$$

U prvoj aproksimaciji ovaj uslov može biti ispravan za visokoenergetske neutrone gde se i drugi procesi takodje odigravaju sa znatnim efikasnim presekom (na primer reakcije n,p, ili n,2n), pošto efikasni presek formiranja medjujezgra ostaje jednak πR^2 , dok ukupni koeficijent dezintegracije η ostaje jednak jedinici:

$$\eta = \sum n_i = \Gamma_\gamma / \Gamma + \Gamma_n / \Gamma + \dots = 1 \quad 6.6.14.$$

Ova okolnost omogućuje obavljanje važnog eksperimenta određivanja nuklearnog radijusa metodom zasnovanom na slabljenju neutronske snop kroz materiju.



Slika 226

Šematski, takav eksperiment je prikazan na slici 226. Neutroni primarnog snopa padaju na uzorak irasejavaju se na njemu (ili doživljavaju neki drugi tip interakcije). Usled interakcije, neki neutroni napuštaju snop, i snop slabi za faktor $e^{-n\sigma_{tot}\delta}$, gde je n brojčana gustina jezgara u uzorku, σ_{tot} ukupni efikasni presek i δ debljina uzorka. Merenjema atenuacije snopa

$$N / N_0 = e^{-n\sigma_{tot}\delta} \quad 6.6.15.$$

pomoću detektora, možemo eksperimentalno odrediti vrednost ukupnog efikasnog preseka σ_{tot} i u skladu sa gornjim razmatranjima

$$\sigma_{tot} = 2\pi R^2$$

Odavde je radijus jezgra dat sa

$$R = \sqrt{\sigma_{tot} / 2\pi} \quad 6.6.16.$$

Prva merenja nuklearnog radijusa učinjena su ovom metodom 1946. sa neutronima energija 14 i 25 MeV. Iz ovih eksperimenata je dobijena zavisnost radijusa od masenog broja jezgra A u sledećoj formi

$$R = (1.37 A^{1/3} + 1.7) \text{ fm} \quad 6.6.17.$$

Sličan rezultat je dobijen tačnijim eksperimentom obavljenim 1952.

$$R = (1.37 A^{1/3} + 1.3) \text{ fm} \quad 6.6.18.$$

Ovi rezultati potvrđuju ispravnost pretpostavke načinjene u modelu tečne kapi, prema kojoj se jezgro, u prvoj aproksimaciji može razmatrati kao sferna kap nestišljivog nuklearnog fluida sa radijusom koji se menja kao $A^{1/3}$, tj.,

$$R = r_0 A^{1/3} \quad 6.6.19.$$

Medjutim, teškoće se sreću u interpretaciji ovog rezultata kada se eksperiment obavlja visokoenergetskim neutronima (90 MeV) dobijenim stripovanjem deuterona. Nadjeno je da se nuklearni radijus, izračunat iz vrednosti ukupnog efikasnog preseka ne menja linearno sa $A^{1/3}$, već ima manje vrednosti za lakša jezgra:

$$R = (1.37 A^{1/3} + 0.5)(1 - e^{-0.49\sqrt{A}}) \text{ fm} \quad 6.6.20.$$

Kako nema osnove postavljati pitanje ispravnosti $R \propto A^{1/3}$, rezultat indicira pogrešnu prirodu pretpostavke o tome da je efikasni presek jednak $2\pi R^2$.

Rezultati eksperimenata sa neutronima koji imaju energiju jednaku 90 MeV pokazuju da pretpostavka o jezgru kao crnom telu ($\xi=1$) nije tačna. Pri takvim vrednostima energije, jezgro postaje providno, i efikasni presek interakcije neutrona sa jezgrima se razlikuje od $2\pi R^2$. Ipak, proučavanje rasejanja brzih neutrona na jezgrima je jedan od najtačnijih metoda određivanja radijusa jezgra (preciznije dometa nuklearne interakcije neutrona sa jezgrima koji je nešto veći od radijusa jezgra).

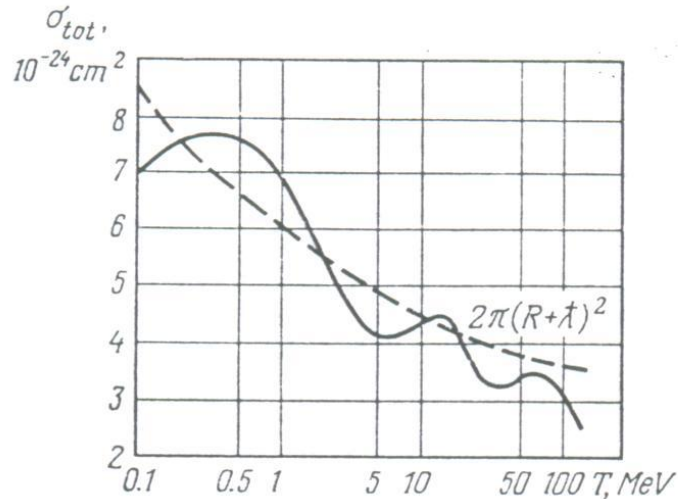
6.7. Optički model nuklearnih reakcija

Rezultat eksperimenta opisan na kraju sekcije 6.6. pokazuje da koncept jezgra kao crne sfere nije korektan za energije reda 100 MeV. Ovaj zaključak se čini sasvim prirodan, jer presek interakcije neutrona opada sa njegovom energijom, i odavde i njegova srednja dužina slobodnog puta u jezgru $l = 1/n\sigma$ (n je brojana gustina nukleona u jezgru) raste i postaje uporediva sa radijusom jezgra.

Medjutim, detaljna proučavanja promene preseka sa energijom za mnoga jezgra, takodje su pokazala odstupanja od Borovog modela i za druge (mnogo niže) energije.

Podsetimo se da prema Borovom modelu, koji je zasnovan na pretpostavci da je $\xi=1$, tj., $l \ll R$, ukupan presek interakcije brzih neutrona sa jezgrima mora biti $\sigma_{tot} = 2\pi(R + \lambda)^2$, tj.,

mora opadati monotono sa porastom energije i težiti vrednosti $2\pi R^2$, za $\lambda \ll R$ ($T > 50 \text{ MeV}$). Takodje, iz iste formule sledi da presek mora rasti glatko sa porastom nuklearnog radijusa $R=r_0 A^{1/3}$, tj., porastom masenog broja, prema $\sigma \propto A^{2/3}$.

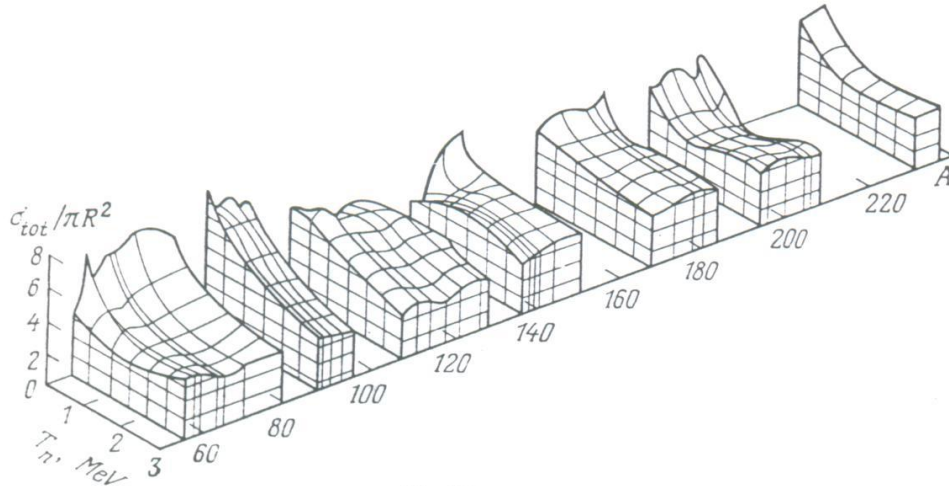


Slika 227

Slika 227 poredi eksperimentalne vrednosti ukupnog efikasnog preseka σ_{tot}^{exp} i teorijske vrednosti $\sigma_{tot}^{teor} = 2\pi(R + \lambda)^2$ za kadmijum preko širokog opsega energetskog intervala od 0.1 do 100 MeV. Očigledno je da umesto monotono opadajućeg efikasnog preseka σ_{tot}^{teor} (isprekidana kriva), opaža senekolikopikova u eksperimentalnoj zavisnosti (neprekidna kriva). Ova zavisnost efikasnog preseka od masenog broja se takodje razlikuje znatno od zakona $\sigma \propto A^{2/3}$. Ako se nacrti σ_{tot}^{exp} kao funkcija T i A, dobija se kompleksna površina prikazana na slici 228.

Razlika izmedju eksperimentalne i teorijske vrednosti σ_{tot}^{exp} i $\sigma_{tot}^{teor} = 2\pi(R + \lambda)^2$ koje je predvidjeno Borovim modelom, se objašnjava optičkim modelom jezgra po analogiji sa talasnom optikom. Prva verzija optičkog modela je bila predložea 1953. godine od strane Feshbach, Portera i Weisskopfa.

Prema optičkom modelu, jezgro nije crno i apsolutno apsorbujuća sfera (kao što je pretpostavljeno u Borovom modelu), već siva providna lopta sa definisanim indeksima prelamanja i apsorpcije. Neutronske talase koji upadaju na takvu sferu doživljavaju sve vrste interakcija koje karakterišu prostiranje svetlosti u providnim optičkim medijima (prelamanje, odbijanje i apsorpcija).



Slika 228

Preneti deo talasa stiće fazni pomeraj δ i interferira sa incidentnim talasom. Zavisno od faznog pomeraja, interferencija može dovesti do porasta ili opadanja efikasnog preseka. Vrednost δ je određena rastojanjem x koje talas proputuje kroz jezgro ($x \leq 2R = 2r_0 A^{1/3}$) i indeks prelamanja

$$N = v_0 / v = \sqrt{(U+T)/T} = K/k \quad 6.7.1.$$

gde v i v_0 i $U+T$, T predstavljaju brzinu neutrona i energije u i van jezgra (U je dubina potencijalne jame).

Delimična transparentnost jezgra za neutrone koji imaju energiju nekoliko MeV čini se sasvim čudnom na prvi pogled. Zaista, prema formuli $l=1/n\sigma$ srednja slobodna putanja daje $l \ll R$ što mora da odgovara $\xi=1$, tj., slučaju totalne apsorpcije. Ovaj paradoks se objašnjava na isti način kao i u Sekciji 2.3.2.a postojanjem shell strukture jezgra.

S obzirom na Paulijev princip isključenja, nisko energetske neutroni mogu da interaguju samo sa malim brojem nukleona koji zauzimaju najviše nivoe jezgra. Dejstvo nižih nukleona se manifestuje u obliku izvesnog usrednjenog potencijala V . Odavde srednji potencijal mora da imai imaginarni deo, tj., mora biti kompleksna veličina:

$$U(r) = V + iW \quad 6.7.2.$$

tako, kretanje neutrona se može opisati pomoću talasne jednačine sa kompleksnim potencijalom:

$$\Delta\psi - \frac{2m}{\hbar^2}(V + iW - T)\psi = 0 \quad 6.7.3.$$

rešenje ove jednačine u oblasti u jezgru ima sledeći oblik u jednodimenzionalnom slučaju:

$$\psi = e^{iKx} = e^{iK_1x} e^{iK_2x} \quad 6.7.4.$$

gde $K = K_1 + iK_2 = \sqrt{2m(T - V - iW)} / \hbar$ je kompleksni talasni vektor (dobijen po analogiji sa običnim talasnim vektorom $k = \sqrt{2mT} / \hbar$).

Vrednosti K_1 i K_2 se mogu izraziti u obliku efikasnog preseka interakcije neutrona sa jezgrima (na primer jasno je da eksponencijalni faktor $\exp(-K_2x)$ u 6.7.4. karakteriše apsorpciju neutrona u jezgru i zato se može izraziti preko apsorpcionog preseka.) Poredjenje σ_{opt} i σ_{exp} daje vrednosti parametara K_1 i K_2 potencijalna $U(r)=V+iW$.

U različitim verzijama optičkog modela, potencijal $U(r)$ je imao raznu formu, kao pravougaona potencijalna jama ili jama sa zaobljenim krajevima (u oba slučaja pretpostavljena je potpuna apsorpcija). Bolje slaganje sa eksperimentom je dobijeno u modelu sa površinskom apsorpcijom kada $W(r) \neq 0$ samo u granicama jezgra.

Optički model, koji je prvobitno bio razvijen da objasni rasejanje neutrona na jezgrima je kasnije proširen i na naelektrisane čestice za koje se mora uzeti u obzir i Kulonova barijera. Sadašnje verzije ovog modela razvijene za nukleone daju vrednosti elastičnih efikasnog preseka $d\sigma_{el}/d\Omega$, ukupnog efikasnog preseka neelastičnog rasejanja $\sigma_{i.s.}$ i može se takodje koristiti za određivanje polarizacije $P(\theta)$ rasejanih nukleona kao funkcija ugla rasejanja θ .

Sistematsko poredjenje modela sa eksperimentima za neutrone u opsegu energija 3-15 MeV pokazalo je dobro slaganje između σ_{tot}^{exp} i σ_{tot}^{teor} za sferna jezgra, i znatno odstupanje za nesferična jezgra.

6.8. Ultrahladni neutroni

Neutroni sa energijom manjom od 10^{-4} eV se nazivaju ultrahladni. Medjutim ovaj izraz se često koristi za neutrone sa energijom oko 10^{-7} eV. Takvi neutroni imaju neke interesantne osobine. U ovoj sekciji razmatraćemo neutrone energije 10^{-7} eV.

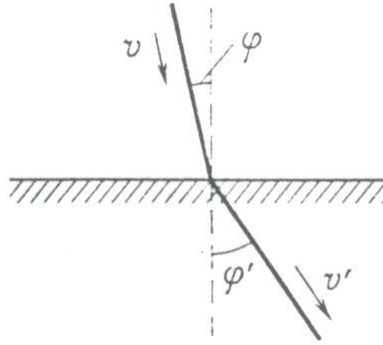
U analizi interakcije sporih i brzih neutrona zadovoljavali smo se u nekoliko slučajeva da se interakcija može tretirati na isti način kao i optički fenomeni, npr., polarizacija termalnih neutrona posle totalne refleksije na vakum-medijum sredini, difrakcija neutrona na kristalima, optički model nuklearne reakcije. Kvantitativna karakteristika ove analogije u optičkom modelu je indeks prelamanja nuklearne materije. Pri opisivanju osobina ultrahladnih neutrona takodje ćemo uvesti koncept indeksa prelamanja n koji se ne odnosi na jezgro već na medijum u kome se neutroni kreću.

$$n^2 = 1 - \lambda^2 Nb / \pi \tag{6.8.1}$$

Ovde je $\lambda = h/m_n v$ de Brojjeva talasna dužina neutrona sa brzinom v , N je brojčana gustina jezgara i b je koherentna dužina rasejanja za jezgra medijuma (njena vrednost je određena promenom faze u toku rasejanja). Za većinu materijala $b > 0$.

6.8.1. Indeks prelamanja

Sada ćemo izvesti formulu za indeks prelamanja. Pretpostavimo da neutronska talas sa talasnim brojem $k \cong 2\pi/\lambda$ prolazi iz vakuma u kondenzovani medijum gde je njegova talasna dužina $k' \cong 2\pi/\lambda'$ (Slika 229).



Slika 229

Možemo uvesti koncept indeksa prelamanja na isti način kao i u optici

$$n = k' / k = \lambda / \lambda' = v' / v = \sin \varphi / \sin \varphi' \quad 6.8.2.$$

gde su φ i φ' uglovi upada i prelamanja neutronske talase, dok su v i v' brzine neutrona u vakumu i medijumu respektivno.

Prelamanje neutronske talase se dešava kao rezultat interakcije neutrona sa medijima. Ova interakcija se može okarakterisati nekim srednjim efektivnim potencijalom \bar{U}_{eff} :

$$n^2 = k'^2 / k^2 = (T - \bar{U}_{eff}) / T = 1 - \bar{U}_{eff} / T \quad 6.8.3$$

Iz fizičkog smisla indeksa prelamanja sledi da drugi deo jednačine 6.8.3 može da ima negativan znak. Onda $n > 1$ odgovara $\bar{U}_{eff} < 0$ (privlačenje) i $n < 1$ koji sledi sa slike odgovara $\bar{U}_{eff} > 0$ (odbijanje).

Izrazimo \bar{U}_{eff} preko parametara neutrona i medijuma. U ovu svrhu, pretpostavićemo da se \bar{U}_{eff} dobija usrednjavanjem dodatnog efektivnog potencijala (koji se razlikuje od realnog nuklearnog potencijala $V(r)$) koje zadovoljava dva uslova:

1) Možemo da primenimo Bornovu formulu za rasejanje na ovom potencijalu

$$f(0) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U_{eff}(r) d\tau = -b \quad 6.8.4.$$

gde je b rasejavajuća dužina, i

2) ovaj potencijal je takav da formula 6.8.4 daje pravu vrednost amplitude rasejanja (za realni potencijal $V(r)$). Pišući izraz

$$\bar{U}_{eff} = \frac{\int U_{eff}(r) d\tau}{a^2} = N \int U_{eff}(r) d\tau \quad 6.8.5.$$

gde je a rastojanje izmedju atoma i N je brojna gustina atoma u medijumu, i poredeći ovaj izraz sa 6.8.3 i 6.8.4. dobijamo traženu formulu 6.8.1.

$$n^2 = 1 - \frac{\bar{U}_{eff}}{T} = 1 - \frac{N}{T} \int U_{eff}(r) d\tau = 1 - \frac{4\pi^2 \hbar^2 N b}{\pi p^2} = 1 - \frac{\lambda^2 N}{\pi} b$$

Potrebno je istaknuti da je uvođenje efektivnog potencijala $U_{eff}(r)$ donekle dvosmisleno i formalno. Zato se $U_{eff}(r)$ može smatrati (ne samo po veličini, već i po znaku) različitim od stvarnog nuklearnog potencijala $V(r)$. Štaviše, približna numerička procena \bar{U}_{eff} se može dobiti preko stvarnog nuklearnog potencijala $V(r) \cong 50$ MeV, $R \cong 1$ fm, preko zapremine a^3 ćelije kristalnerešetke ($a \cong 10^{-8}$ cm),

$$\bar{U}_{eff} = \frac{\int |V(r)| d\tau}{a^3} \cong 10^{-7} eV. \quad 6.8.6.$$

Iz formule 6.8.1 sledi da za $b < 0$ indeks prelamanja je $n^2 > 1$, i u ovom slučaju neutronska optika može biti slična talasnoj optici. Ako je $b < 0$, i $n^2 < 1$, postoje dve moguće situacije u ovom slučaju $0 < n^2 < 1$, i $n^2 < 0$. Razmotrićemo ova dva slučaja transformišući formulu 6.8.1. u pogodnijoj formi:

$$n^2 = 1 - \left(\frac{\hbar^2 N b}{2m\pi} \right)^2 / T \quad 6.8.7.$$

gde je T kinetička energija neutrona, dok izraz u zagradi ima dimenzije energije i naziva se granična energija

$$E_{lim} = \frac{\hbar^2 N b}{2m\pi} = \bar{U}_{eff} \quad 6.8.8.$$

Sledstveno tome, veličina

$$v_{lim} = \sqrt{2E_{lim} / m} = \frac{\hbar}{m} \sqrt{\frac{N b}{\pi}} \quad 6.8.9.$$

se naziva granična brzina.

Slučaj $0 < n^2 < 1$ odgovara $T_n > E_{lim} v > v_{lim}$ i razmatran je ranije. On se odnosi na inverznu optiku, ako se takav izraz uopšte može koristiti. Ugao prelamanja u gustom medijumu je veći nego ugao incidence u vakumu. Konveksna sočiva divergiraju neutronske talase dok ih konkavna sakupljaju. Za $\sin \varphi \geq n$ opaža se totalna interna refleksija (u ovom slučaju je odgovarajući izraz spoljašnja refleksija).

Za $n^2 < 0$ neutronske talasi ne prodiru u supstancu i odbijaju se za bilo koji ugao upada. Ovo odgovara $T_n < E_{lim}$ i $v < v_{lim}$. Poreklo E_{lim} je povezano sa postojanjem potencijalne barijere \bar{U}_{eff} za neutrone na medjupovršini medija. Pokazano je u 6.8.6. da je red veličine E_{lim} oko 10^{-7} eV (na primer, $E_{lim}=0.55 \cdot 10^{-7}$ eV za Al i $1.72 \cdot 10^{-7}$ eV za Cu), dok v_{lim} je reda nekoliko m/s (3.2 m/s za Al i 5.7 m/s za Cu). Takvi neutroni, sa $T_n < E_{lim}$ i $v < v_{lim}$ se i nazivaju ultrahladni neutroni.

6.8.2. Produkcija i osobine ultrahladnih neutrona

Ultrahladni neutroni imaju nekoliko izuzetnih osobina. Najvažnija od njih, koja je pomenuta ranije, je totalna interna refleksija na medjupovršini vakum/gusta sredina pri svim uglovima incidence.

Zbog posedovanja ove osobine, ultrahladni neutroni sa energijom T_n se mogu izolovati iz spektra reaktorskih neutrona i izvesti van reaktora kroz odredjene vodjice koja je horizontalno savijena cev pripremljena od materijala $E_{lim} > T$. U ovom slučaju ultrahladni neutroni prolaze duž cevi prateći njenu zakrivljenost, dok se sporiji neutroni kreću duž prave linije i apsorbiraju se na zidu cevi ili materijalima zaklanjanja.

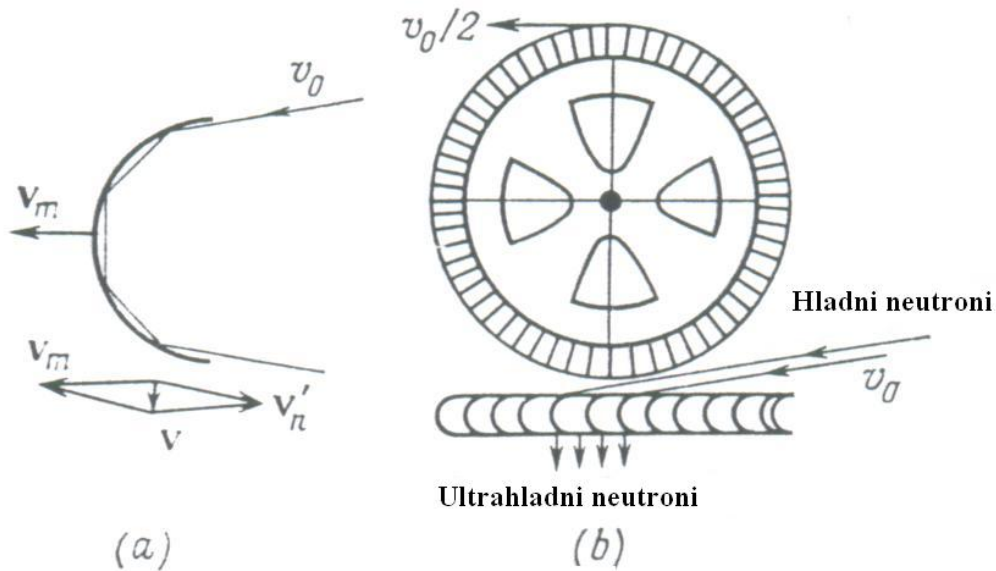
Usled totalne refleksije pri svim energijama ultrahladni neutroni koji udju u neki zatvoreni prostor se mogu nagomilavati u njemu. Vreme za koje se ultrahladni neutroni mogu zadržati i stornirati je odredjeno njihovom niskom apsorpcijom u medijumu usled velikog broja refleksija (10^3 - 10^5 prema teorijskim procenama). U velikim posudama vreme storniranja vrlo sporih neutrona $T_n \ll 10^{-7}$ eV, može biti nekoliko stotina sekundi. Mogućnost storniranja ultrahladnih neutrona je predvidjena 1959. godine od strane Zeldovicha.

Spektar reaktorskih neutrona sadrži vrlo malo ultrahladnih neutrona (oko 10^{-13}) i neutronske izvor (aktivna zona reaktora ili površina termalnih kolona) nemaju dobre karakteristike. Izvor se može napraviti pogodniji za korišćenje (ravan, tanak, skoncentrisan na malu mrlju sa visokim intenzitetom etc.) ako se mali ohladjeni moderator, ili konvertor stavi na izlazu iz neutronske vodjice. Kada neutron udari u konvertor, doživljava neelastično rasejanje i prenosi deo svoje energije kristalnoj rešetki pobudjujući njene termalne vibracije. Neutron može postati ultrahladan kao rezultat takvih interakcija. Prirodno, takvi ultrahladni neutroni se mogu proizvesti samo tankim površinskim slojem konvertora (na strani neutronske vodjice) čija debljina ne prelazi srednji slobodni put, pošto se ultrahladni neutroni stvoreni u konvertoru zagrevaju usled uzastopnih sudara sa toplijom rešetkom. Kada ultrahladni neutroni napuste površinu neutronske izvora njihova energija raste do E_{lim} izvora. Prirodno E_{lim} neutronske vodjice mora biti veća od E_{lim} izvora.

Ingeniozni metod dobijanja ultrahladnih neutrona od hladnih je predložen od Stezerla, koji je zasnovana refleksiji hladnih neutrona sa brzinom v_0 od savijenog bakarnog ogledala koje se kreće u istom smeru sa brzinom $v_m = v_0/2$ (Slika 230a). U ovom slučaju, reflektovani neutroni moraju da imaju brzinu $v'_n = -v_0/2$ u sistemu koordinata vezanom za ogledalo. Brzina ovih neutrona u laboratorijskom sistemu koordinata je $v_n = v_m + v'_n \cong 0$, drugim rečima, neutroni će postati ultrahladni.

Ova ideja je primenjena u praksi korišćenjem aluminijumskog diska dijametra 1.7 msa savijenom bakarnom folijom (ogledalo) smeštenim na obodu na intervalu od 7 mm (neutronska turbina). Linearna brzina $v_m = 25$ m/s ogledala, koja se koristila u eksperimentu je jednaka polovini brzine hladnih neutrona ($v_0 = 50$ m/s) i može se dobiti rotirajućim diskom. Neutroni koji padaju na ogledalo pod malim uglovima napuštaju disk sa druge strane posle približno 10 refleksija (približno pod pravim uglom u odnosu na ravan diska) sa preostalim brzinom

$v \leq 10 \text{ m/s}$ (Slika 230b). celokupni uredjaj je zatvoren u čeličnoj komori u kojoj se održava vakum 10^{-4} mmHg .



Slika 230

Ultrahladni neutroni se mogu dobiti usporavanjem brzih neutrona u gravitacionom polju Zemlje, tj., direktno ih izbacivati vertikalno uvis. Interesantno je zapaziti da je smanjenje energije neutrona na dužini od 1 m, jednako 10^{-7} eV , sa visokim stepenom tačnosti.

Konačno, drugi metod kontrole ultrahladnih neutrona je predložen od strane Vladimirovskog 1960. godine. Kinetička energija neutrona (10^{-7} eV) je uporediva sa energijom $\mu_n H$ interakcije neutrona sa magnetskim momentom μ_n sa magnetskim poljem jačine 20 kG. Ultrahladni neutroni se mogu držati dalje od zidova posude pomoću neuniformnog magnetskog polja istog reda veličine. Takvo polje se može stvoriti, na primer, korišćenjem nekoliko provodnika struje duž generatriše torusa na takav način da je pravac struje u susednim provodnicima suprotan.

Očigledno da za feromagnetike sasaturacionom indukcijom B, granična energija E_{lim} može da ima dve vrednosti,

$$E_{\text{lim}} = \frac{H^2 N b}{2\pi m_n} \pm \mu_n B. \quad 6.8.10.$$

Tako, za gvoždje, $(E_{\text{lim}}^1)_{\text{Fe}} = 3.4 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$ i $(E_{\text{lim}}^2)_{\text{Fe}} = 0.8 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$, dok za kobalt vrednosti imaju suprotne znakove $(E_{\text{lim}}^1)_{\text{Co}} = 1.66 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$ i $(E_{\text{lim}}^2)_{\text{Co}} = -0.488 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$.

6.8.3. Primena ultrahladnih neutrona

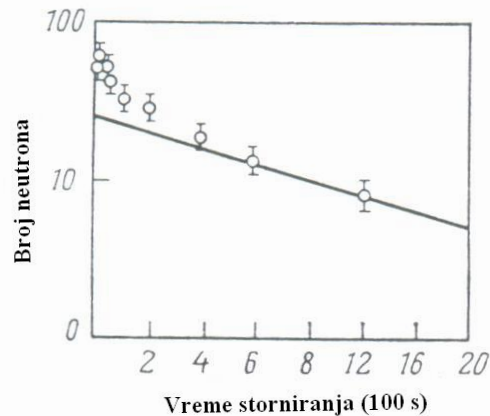
Prsten za magnetsko storniranje na principu magnetskog zatvore nautrona je konstruisan u Bonnu 1977. Prsten je u obliku torusa dijametra 1.2 m. Superprovodni magneti su korišćeni za

stvaranje neuniformnog magnetskog polja čija je maksimalna jačina 3.5 kG. Jačina polja raste ka krajevima, i neutroni sa izvesnim pravcem polarizacije se mogu zadržati u osi torusa.

Na kraju 1977. godine, ovaj torus je prenet u Francusku i instaliran u Grenoblu. Neutroni iz reaktora se ubacuju u ovaj prsten za storniranje pomoću zakrivljenih niki- kobalt ogledala. Injektor je opremljen vrlo brzom pneumatskom jedinicom za rapidno sklanjanje sa prstena (u vremenu kraćem od vremena potrebnog da neutroni završe jednu rotaciju u prstenu. Da bi se osigurao veliki broj neutrona prsten je planiran da radi u širokom opsegu impulsa $\Delta p/p \cong 3$.

Akumulirani neutroni se detektuju ^3He brojačim koji se uvodi u prsten u željenom momentu. Merenja su pokazala da intenzitet neutrona akumuliranih u prstenu raste brzo u toku nekoliko prvih minuta, a nakon čega se menja u skladu sa eksponencijalnim zakonom koji odgovara beta raspadu neutrona sa vremenom $\tau=15$ minuta. Fluks akumuliranih neutrona je bio tako veliki da je bilo moguće detektovati ih čak 20 minuta posle početka merenja. Predloženo je da se načine tačna merenja poluživota i električni dipolni momenat neutrona.

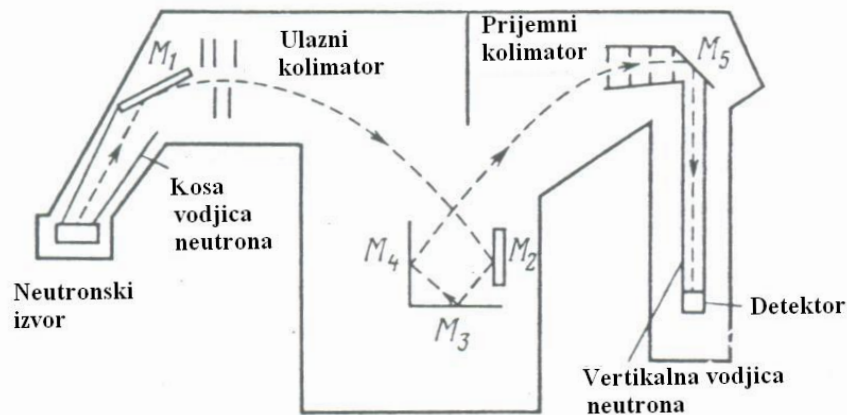
Talasna dužina λ ultrahladnih neutrona je $(7-10) 10^{-6}$ cm, je manja nego srednja talasna dužina optičkog regiona za faktor 5-10. Ovo znači da se talasne dužine ultrahladnih neutrona ispoljavaju u njihovoj interakciji sa objektima iz talasne optike. Tako, na primer, opaženisu fenomeni, kao odbijanje ultrahladnih neutrona na staklenom ogledalu, difrakcija na rešetki sa oko 1000 zarezova po mm, interferencija nakon refleksije na tankim filmovima. Ovi eksperimenti su obavljani od strane Steyerla i Scheckenhofera sa gravitacionim monohromatorom čija je moć razdvajanja bila 3 neV.



Slika 231

Radni princip gravitacionog monohromatora se sastoji u sledećem. Ultrahladni neutroni napuštaju neutronske izvor duž neutronske vodiča i padaju na ogledalo 1, i posle refleksije u horizontalnom pravcu, prolaze kroz kolimator koji formira horizontalni snop ultrahladnih neutrona sa brzinom oko 3 m/s i malim vertikalnim širenjem. Posle ovoga, neutroni prate parabolčku putanju do sistema ogledala 2,3 i 4 (koji se mogu zameniti i drugim elementima). Energija neutrona se može menjati promenom rastojanja izmedju kolimatora i sistema ogledala 2-4. Neutroni dobijaju brzinu u toku incidencije i posle refleksije na ogledalima 3 i 4 nakon čega nastavljaju parabolčnom putanjom. Na vrhu ove trajektorije, (gde je širenje snopa minimalno), neutroni prolaze kroz prijemni kolimator i padaju na ogledalo broj 5. Neutroni se reflektuju na

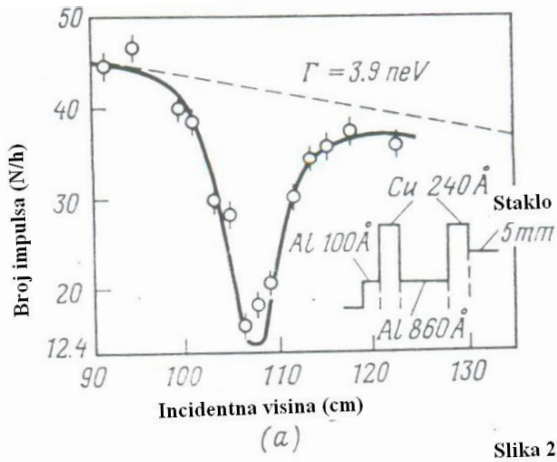
ovom ogledalu i prolaze u vertikalni neutronske vodič u kome stižu dovoljnu energiju da prodju kroz 0.1 mm debelu aluminijuskmu foliju ($E_{lim}(Al)=0.55 \cdot 10^{-7}$ eV) i odlaze u BF_3 brojač. Vertikalni neutronske vodič se može premestiti za merenje profila snopa i promenu energije neutrona nakon difrakcije. Celokupan sistem je zatvoren u evakuisanoj zaštićenoj kutiji. U toku merenja, opažen je difrakcioni maksimum prvog reda nakon vertikalnog premeštanja prijemnog kolimatora u odnosu na ulazni kolimator za oko 17 cm. Postignuće neutronske optike u *near optics* talasnim dužinama pobudilo je nadu u konstrukciju neutronske mikroskopa u budućnosti. Drugi interesantan rezultat je dobijen pomoću gravitacionog spektrometra. Kvizistacionarna stanja ultrahladnih neutrona u dve potencijalne barijere formirane sa tri tanka filma su eksperimentalno opažena. Ovaj tipičan kvantno mehanički efekat je predviđen 1970 godine od strane Kagana, a eksperimentalna uređaj za opažanje ovog efekta je prodložena od strane Serina 1977.



Slika 232

Troslojna meta koja se sastoji od dve bakarne folije i tanke aluminijumske folije je pripremljena za opažanje ovog efekta. Kako je $E_{lim}(Cu) > E_{lim}(Al)$, takav eksperiment je potencijalna jama unutar koje moraju postojati kvizistacionarna stanja ultrahladnih neutrona. Kvantno mehaničke karakteristike ovih stanja se mogu odrediti razmatranjem jednodimenzionalne Šredingerove jednačine. Ako je energija ultrahladnih neutrona jednaka energiji jednog od ovih stanja, verovatnoća njihovog prolaska kroz potencijalnu barijeru raste rapidno, i verovatnoća refleksije opada. Slika 233a pokazuje karakteristike meta i rezultat eksperimenta na rezonantnoj refleksiji. Neprekidna kriva pokazuje tačno rešenje jednodimenzionalne Šredingerove jednačine za višestepeni potencijal pokazan na desnom strani Slike 233a. Može se videti sa slike da se eksperimentalne tačke slažu sasvim dobro sa teorijskom krivom do minimuma na visini od 108.5 cm neutronske incidence. Širina minimuma odgovara $2 \cdot 10^{-7}$ s vezanog stanja ultrahladnih neutrona. Slični rezultati su takodje dobijeni sa drugim metama, u kojima je transmisiona

rezonanca ultrahladnih neutrona opažena kada je njihova energija jednaka energiji kvazistacionarnih nivoa (Slika 233b).



Slika 233

