

ZÁKLADY NEUTRÓNOVEJ FYZIKY A FYZIKY ŠTIEPENIA

UČEBNÉ CIELE

Študent by mal pochopiť zvláštnosti interakcie neutrónov s látkovým prostredím a atómovými jadrami, spoznať základné charakteristiky jadrových reakcií indukovaných neutrónmi, spoznať princípy spomaľovania a moderácie neutrónov a využitie tohto javu pri realizácii riadenej štiepnej reakcie. Zoznámiť sa s aplikáciami neutrónového žiarenia.

KLÚČOVÉ SLOVÁ

Neutrón, neutrónové reakcie, neutrónové pole, hustota toku neutrónov, fluencia neutrónov, účinné prierezy a makroprierezy, spektrometria neutrónov, štiepenie atómových jadier, spomaľovanie a difúzia neutrónov, ultrachladné neutróny, zdroje a detektory neutrónov, aktivačná analýza, neutrónová rádiografia a záchytná terapia

1 ÚVOD

Prvá tretina minulého storočia sa právom považuje za zlatý vek fyziky. V tomto období vznikla teória relativity, Bohrov model atómu a boli sformulované základné postuláty kvantovej mechaniky. Obdobie bolo zavŕšené v roku 1932 takými významnými objavmi, ako objav neutrónu, pozitónu a deuterónu a experimentálnym dôkazom ekvivalentnosti hmotnosti a energie. I keď všetky tieto objavy treba posudzovať vo vzájomnej súvislosti, z uvedených objavov najväčšie stopy v jadrovej fyzike zanechal neutrón. Dôkazom toho je skutočnosť, že neutrónová fyzika, ako nová vedná disciplína, vznikla už v pomerne rannom období rozvoja jadrovej fyziky (**pozri chronológiu** ►N_priloha 1). Spôsobili to hlavne tri faktory:

1. Ukázalo sa, že neutrón je takmer univerzálny prostriedok na skúmanie štruktúry atómových jadier. Neutrón nemá elektrický náboj, ľahko preniká do atómového jadra i vtedy, keď má takmer nulovú kinetickú energiu a v závislosti od svojej energie môže vyvolať najrozmanitejšie jadrové reakcie. V súčasnosti sa reálne dostupný interval energie neutrónov používaný na skúmanie štruktúry jadier a látok rozprestiera od 10^{-7} eV do 10^8 eV. Tento interval obsahuje 15 rádov a je najširší zo všetkých elementárnych častíc.

2. Neutrón hrá kľúčovú úlohu pri využívaní objavov jadrovej fyziky priamo v praxi. Na prvom mieste treba spomenúť reťazovú reakciu štiepenia atómových jadier, ktorá umožňuje vo veľkom rozsahu využívať jadrovú energiu. V jadrových reaktoroch, v ktorých prebieha riadená reťazová reakcia, sa jadrová energia transformuje na tepelnú energiu. Jadrové reaktory sú zároveň aj mohutnými zdrojmi neutrónov. Na ich základe sa rozpracovala veľmi citlivá prvková analytická metóda - neutrónová aktivačná analýza. Uvedená metóda dovoľuje určovať koncentrácie stopových prvkov rádové 10^{-8} - 10^{-13} atómov/kg.

3. Pomocou neutrónov sa dosiahli významné úspechy pri skúmaní stavby a dynamiky kryštálov. Pomalý neutrón ($E < 1$ eV) má vlnovú dĺžku a rýchlosť porovnateľnú s medziatómovou vzdialenosťou a rýchlosťou kmitavého pohybu atómov v kryštále, preto použitie neutrónov na štruktúrnu analýzu je často výhodnejšie ako použitie röntgenového žiarenia. Neutrón, na rozdiel od γ -kvánt, má magnetický moment a je nezameniteľný pri skúmaní magnetickej štruktúry látok. Len pomocou neutrónov sa podarilo dokázať existenciu antiferomagnetik.

Neutrónová fyzika si udržiava svoje popredné miesto v jadrovej fyzike aj v súčasnosti. Tomu napomáha potreba vývoja energetických zariadení budúcnosti - rýchlych jadrových reaktorov a termojadrových reaktorov. Počas tohto vývoja treba urobiť obsiahle neutrónovo-fyzikálne merania. Vieme, že tepelné reaktory, ktoré sa teraz v jadrovej energetike vo veľkom zavádzajú, sú síce ekonomicky rentabilné, ale rýchle reaktory umožňujú prostredníctvom transmutácie neštípiteľného izotopu uránu (^{238}U) na štípiteľný izotop plutónia (^{239}Pu) veľmi

efektívne využívať jadrové palivo a budú mať významnú úlohu až do priemyselného nástupu termojadrových reaktorov. Hlavnou prednosťou termojadrových reaktorov je skutočnosť, že by mali produkovať približne 1000-krát menej odpadových rádioaktívnych látok v porovnaní so štípnymi jadrovými reaktormi rovnakého výkonu a ako palivo môžu využívať obrovské zásoby deutéria na našej Zemi (v počiatočnom období aj ohraničené zásoby lítia, z ktorého je možné v neutrónovom poli získať trícium).

O neutrónovo-fyzikálne merania prejavuje stály záujem aj teoretická jadrová fyzika. Budovanie výkonných neutrónových zdrojov na báze urýchľovačov protónov i rozvoj metód registrácie neutrónov a sekundárnych častíc vznikajúcich v reakciách, umožňujú súčasne merať mnohé charakteristiky jadrovej reakcie a tak poskytnúť teórii cenné experimentálne údaje. Neutrónová fyzika poskytuje mimoriadne cenné údaje o charaktere vysoko-excitovaných stavov atómových jadier.

Neutrónová fyzika pomáha nachádzať odpoveď aj na niektoré principiálne otázky súčasnej fyziky. Jednou z takýchto otázok je symetria času vo fyzikálnom svete, ktorá, ako sa zistilo roku 1964, sa narušuje pri rozpade K^0 - mezónu. Zatiaľ je to jediný experimentálny dôkaz narušenia časovej parity. O univerzálnosti tohto narušenia by už svedčil objav elektrického dipólového momentu neutrónu D , ktorý môže byť rôzny od nuly len vtedy, ak sa časová parita narušuje.

Súčasnú teoretickú predstavu zjednotenia elektroslabých a silných interakcií predpokladajú malé narušenie zákona zachovania bariónového čísla B . Jednotlivé modely však predpokladajú rôzny charakter tohto narušenia, niektoré pripúšťajú procesy len so zmenou $\Delta B = 1$, iné aj s $\Delta B = 2$. Boli však publikované aj také práce, ktoré nepripúšťajú $\Delta B = 1$, ale predpovedajú $\Delta B = 2$, kam patrí aj proces oscilácií medzi stavmi neutrón a antineutrón. Úlohou experimentu je overiť jestvujúce modely a zistiť, ktorý z predpokladaných procesov $\Delta B = 1$ alebo $\Delta B = 2$ sa realizuje.

Predkladané učebné texty predstavujú úvod do neutrónovej a reaktorovej fyziky a majú pomôcť širokému okruhu poslucháčov prírodovedného i technického smeru oboznámiť sa s jej základmi. Autori predpokladajú, že čitateľ absolvoval základný kurz jadrovej fyziky a kvantovej mechaniky.



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

2 ZÁKLADNÉ VLASTNOSTI NEUTRÓNU

2.1 Objav neutrónu



J. Chadwick

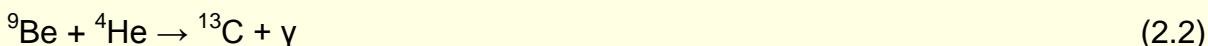
Objav neutrónu Chadwickom v roku 1932 [1] bol kulmináčnym bodom výskumov niekoľkých európskych laboratórií. Okrem Chadwicka, hlavnými účastníkmi týchto výskumov boli W. Bothe a H. Becker v Nemecku a I. Curie a F. Joliot vo Francúzsku, ktorí študovali silnoprenikajúce žiarenie vznikajúce pri bombardovaní berýlia alfa časticami. Obe laboratóriá pracovali s neutrónmi rok predtým, ako Chadwick objasnil podstatu tzv. berýlievej radiácie. Ich chyba bola v tom, že sa pokúšali interpretovať toto silnoprenikajúce žiarenie ako gama kvantá.

Bothe a Becker určovali absorpčnou metódou energiu žiarenia z berýlia. Prišli na to, že koeficient absorpcie tohto žiarenia v olove je rovný $0,22 \text{ cm}^{-1}$, hoci jeho najmenšia hodnota v olove pre gama žiarenie mohla byť $0,46 \text{ cm}^{-1}$.

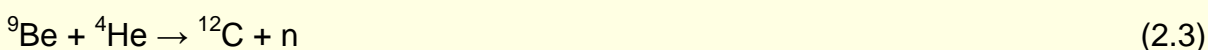
I. a F. Joliot-Curie pomocou Wilsonovej komory zistili, že objavené žiarenie vyráža z parafínu, látky bohatej na vodík, protóny a ich dobeh vo vzduchu bol až 0,26 m. Podľa známeho vzťahu dobeh - energia určili, že energia protónov je rovná 4,3 MeV. Ak sa vychádza z predpokladu, že protóny sú vyrážané gama kvantami, podobne ako elektróny pri Comptonovom rozptyle, energia dopadajúceho gama žiarenia môže byť určená zo známeho vzťahu pre Comptonov rozptyl (čelná zrážka)

$$E = \frac{h\nu}{1 + \frac{mc^2}{2h\nu}} \quad (2.1)$$

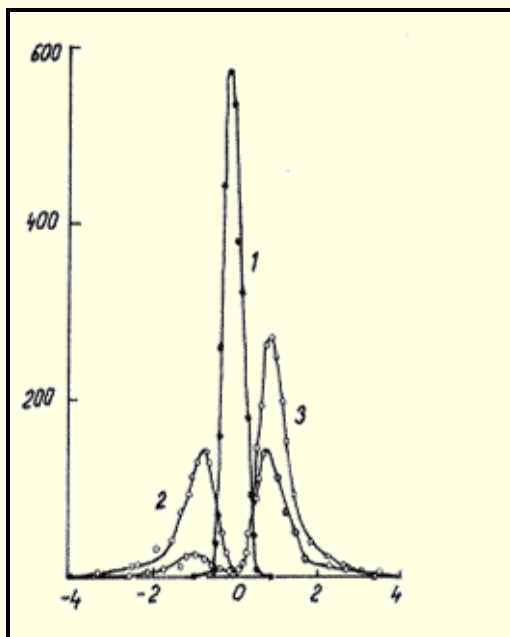
kde E je energia vyrazenej častice (protónu), $h\nu$ - energia dopadajúcich gama kvánt, m - hmotnosť protónu. Keď dosadíme do vzorca /2.1/ $E = 4,3 \text{ MeV}$, pokojovú energiu protónu $mc^2 = 938 \text{ MeV}$, zistíme, že $h\nu = 47 \text{ MeV}$. Taká veľká energia gama kvánt nebola v súlade so zákonom zachovania energie v predpokladanej reakcii



Rutherford už v r. 1920 vyslovil hypotézu, že v atómových jadrách okrem protónov musia byť aj neutrálne častice (aby objasnil rozdiel medzi poradovým a hmotnostným číslom prvku). Domnieval sa, že by to mal byť viazaný stav protónu a elektrónu. Hľadaním tejto neutrálnej častice sa zaoberal aj J. Chadwick. Preto v skúmaní berýlievej radiácie videl možnosť experimentálneho dôkazu existencie neutrálnej častice. V experimente s impulznou ionizačnou komorou prvý použil kombináciu lineárneho zosilňovača a osciloskopu. To mu dovolilo v pomerne krátkom čase urobiť obširne merania. Pozoroval, že toto žiarenie vyráža nielen protóny z parafínu, ale aj jadrá Li, B, C a N zo zodpovedajúcich terčikov. Chadwick určil maximálnu energiu vyrazených jadier N rovnú 1,2 MeV. Podľa vzorca /2.1/ by energia gama kvánt musela byť až 70 MeV. Preto Chadwick urobil uzáver, že berýlievá radiácia pozostáva nie z gama kvánt, ale z častíc s pokojovou hmotnosťou blízkou k hmotnosti protónu a s nulovým, alebo veľmi malým, elektrickým nábojom. To im umožňuje ľahko prenikať cez látkové prostredie. Chadwick nazval novú časticu neutrón a napísal reakciu, ktorá prebieha pri ožiarení berýlia alfa časticami



Termín neutrón prvý použil Pauli už v r. 1930 na označenie častice teraz známej ako neutríno. Jej prekrstanie na neutríno navrhol Fermi v r. 1932, s tým, že termín neutrón bude ponechaný neutrálnej častici, ktorá je základným stavebným prvkom atómových jadier.



Obr.2.1 Závislosť početnosti detektora neutrónov N od polohy štrbiny detektora (v mm) vzhľadom k neutrónovému lúču prechádzajúcemu cez oblasť s intenzívnym nehomogénnym poľom (2) a vypnutým poľom (1). V polarizovanom zväzku prevládajú neutróny s jednou orientáciou spinu.

Domnienku, že neutrón je elementárna častica (a nie viazaný stav protónu a elektrónu), prvý vyslovil Ivanenko (apríl 1932) a neskoršie presnejšie sformuloval Heisenberg (jún 1932). Protónovo-neutrónový model jadra sa definitívne presadil až v r. 1934. Dnes vieme, že neutrón pozostáva z 3 kvarkov ($n = udd$, $q_u = +2/3 |e|$, $q_d = -1/3 |e|$).

Príklad 1

Určte hmotnosť neutrónu!

Riešenie

Prvé ohodnotenie hmotnosti neutrónu urobil Chadwick. Pomocou ionizačnej komory určil maximálne energie protónov jadier N rovné 5,7 a 1,2 MeV. Pre čelné zrážky (vtedy amplitúda impulzov dosahuje maximum) platí

$$v_p = \frac{2mv}{m+1}, \quad v_N = \frac{2mv}{m+14}$$

kde m a v je hmotnosť a rýchlosť neutrónu. (Odvoďte obidva vzťahy zo zákona zachovania hybnosti a energie.)

Z pomeru v_p/v_N

$$\frac{14+m}{1+m} = \sqrt{\frac{5,7 \cdot 14}{1,2}} \approx 8$$

odkiaľ $m = 1,15 m_U$

m_U – atómová hmotnostná jednotka .

Presnejšia hodnota sa získala na základe bilancie jadrovej reakcie $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$. Ak použijeme pomalé neutróny ($E \sim 0$) a tiež zoberieme do úvahy, že terčikové jadrá sa nachádzajú v pokoji, potom zo zákona zachovania energie plynie

$$m_N c^2 + m_n c^2 = m_C c^2 + m_p c^2 + E_C + E_H$$

alebo

$$(m_n - m_p) c^2 = (m_C - m_N) c^2 + E_C + E_H$$

Rozdiel $(m_C - m_N) c^2$ bol známy, E_H bolo možné určiť z priamych meraní a E_C výpočtom, vychádzajúc zo zákona zachovania impulzu. Tak bolo určené, že m_n sa nachádza medzi (1,005 – 1,008) m_U , čo bolo v dobrom súlade so sumou pokojových hmotností protónu a elektrónu (1,078 m_U).

2.2 Elektrický náboj neutrónu

Ako prvý kvantitatívne ohodnotil hornú hranicu elektrického náboja neutrónu Dee [3] bezprostredne potom, ako bol objavený neutrón. V jeho experimente prechádzali neutróny cez náplň Wilsonovej komory. Dee zistil, že ak neutróny majú elektrický náboj, môžu vytvoriť najviac jeden elektrón-iónový pár na dráhe dlhej 3 m. Protón s energiou približne 1 MeV vytvorí 10^3 párov na dráhe 1 cm. Pretože pravdepodobnosť ionizácie je úmerná štvorcu náboja, prišiel Dee k záveru, že elektrický náboj neutrónu je najmenej 10^3 -krát menší ako elektrický náboj protónu.

Najpresnejšie nepriame meranie elektrického náboja neutrónu urobil v roku 1960 King [4], keď porovnával hornú hranicu elektrického náboja neutrónov v molekulách H_2 a D_2 . Vychádzal z predpokladu, že rozdiel v elektrickom náboji týchto molekúl je spôsobený elektrickým nábojom neutrónu. Nebol pozorovaný žiadny rozdiel. Z Kingovho experimentu vyplynulo, že náboj neutrónu $Q_n \leq 3 \cdot 10^{-20} e$, kde e je elementárny náboj.

2.3 Spin neutrónu

Z analýzy spinov nuklidov vyplýva, že neutrón musí mať polocelú hodnotu vlastného spinového momentu hybnosti (krátko spin), pretože páro-párne a nepáro-nepárne jadrá majú celočíselný spin, ale páro-nepárne majú vždy polocelý spin. Hodnotu spinu $1/2 \hbar$ potvrdzujú mnohé experimenty, najmä rozptyl neutrónov molekulami vodíka. Polocelá hodnota spinu označuje, že neutrón (podobne ako protón) je fermión, riadi sa Fermiho-Diracovou štatistikou a Pauliho princípom. Na obr. 2.1 je zobrazená závislosť početnosti neutrónov registrovaných detektorom od jeho polohy (v mm) vzhľadom k neutrónovému lúču prechádzajúcemu cez oblasť s intenzívnym nehomogénnym poľom (2) a s vypnutým poľom (1). V polarizovanom zväzku prevládajú neutróny s jednou orientáciou spinu (3).

2.4 Premena neutrónu

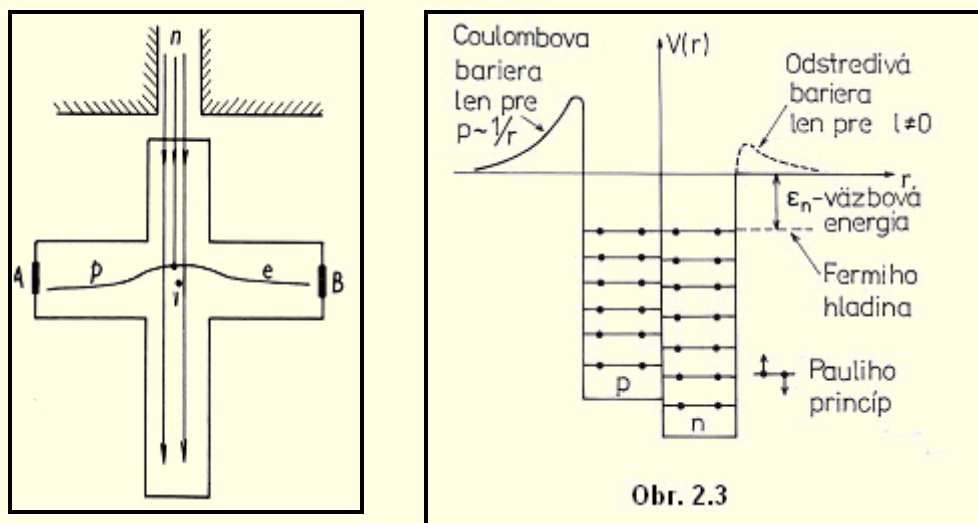
Hmotnosť neutrónu je o 1,294 MeV väčšia ako hmotnosť protónu a tento rozdiel sa rovná 2,5-násobku hmotnosti elektrónu. Chadwick a Goldhaber hneď nato, ako v roku 1935 presnejšie určili hmotnosť neutrónu, sami vyslovili domnienku, že voľný neutrón je rádioaktívny, pretože energia β -premeny je kladná. Teóriu β premeny vypracoval Fermi v roku 1934. Premena neutrónu prebieha podľa schémy



Z energetickej bilancie reakcie /2.4/ vyplýva, že maximálna energia β častíc musí byť 782 keV. Experimentálnym štúdiom premeny neutrónu sa zaoberal A.H. Snell v USA, S.M. Robson v Kanade, P.E. Spivak a A. Sosnovskij v ZSSR. Vo všetkých troch prípadoch metodika experimentu bola v hlavných črtách rovnaká (obr. 2.2). Kolimovaný lúč tepelných neutrónov z jadrového reaktora prechádzal cez trubicu, v ktorej bolo vákuum. Z jednej strany bol detektor protónov A, na opačnej strane spektrometer beta častíc B. Ak je tok neutrónov dostatočne veľký, časť neutrónov sa rozpadne v blízkosti štrbín β -spektrometra a detektora protónov. Elektróda V a zem vytvárajú pole, v ktorom protóny a elektróny boli usmerňované k zodpovedajúcim detektorom, čím sa zväčšila geometrická účinnosť detektorov spomenutých častíc. Oba detektory mohli pracovať v koincidenčnom zapojení. Pokusy sú veľmi komplikované, pretože je potrebné registrovať nízkoenergetické častice (protóny do energie 750 eV, elektróny do 780 keV) v prítomnosti intenzívneho toku gama kvánt. Premenu neutrónu prvý raz pozoroval Snell v roku 1948. Pomocou β -spektrometra Robson [6] určil maximálnu energiu β častíc rovnú 782 ± 13 keV. Táto veľmi dobre súhlasí s hodnotou vypočítanou na základe rozdielu hmotnosti neutrónu a protónu. Výsledky získané rôznymi skupinami v rokoch 1970 – 1980 udávajú [7,8,9] pre dobu polpremeny neutrónu hodnoty blízke k 10 minútam.

Najväčšie problémy boli spojené s presným určením rozmerov objemu (obr. 2.2), z ktorého sa registrujú produkty premeny, t.j. s určením hustoty neutrónov N , pretože počet premien za jednotku času $A = \lambda N = 0,69 N/T_{1/2}$. Premenu neutrónu môžeme pozorovať len vo vákuu. Ak sa

neutrón pohybuje v látkovom prostredí, je pohltý atómovými jadrami prostredia za čas kratší ako 10^{-3} s. V stabilných nuklidoch neutrón "žije" nekonečne dlho, lebo nukleóny (protóny a neutróny) v základnom stave atómového jadra sú na najnižších energetických hladinách (obr. 2.3). Počet neutrónov na jednotlivých hladinách atómového jadra je obmedzený Pauliho princípom a preto protón, ktorý vznikne po premene neutrónu, by musel prejsť na niektorú vyššiu hladinu. V stabilných jadrách, bez dodatočnej energie, premena neutrónu nemôže nastať.



Obr. 2.2. Schematické zobrazenie experimentu na registráciu premeny neutrónu.

2.5 Magnetický moment neutrónu

Neutrón je navonok elektricky neutrálna častica, má však zložitú vnútornú štruktúru rozdelenia elektrického náboja, o čom svedčí existencia magnetického momentu neutrónu.

Prvé náznaky toho, že neutrón má magnetický moment μ_n ukázali pokusy O. Sterna a R. Frischa v roku 1933, v ktorých boli určené magnetické momenty protónu a deuterónu, zodpovedajúce $\mu_p = 2,5 \mu_0$ a $\mu_d = 0,8 \mu_0$, kde μ_0 je jadrový magnetón rovný $\hbar \cdot e / 2m_p \cdot c$. Číselná hodnota jednotky magnetického momentu $\mu_0 = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ A} \cdot \text{m}^2$. Už v tom čase bolo známe, že spiny neutrónu a protónu v deuteróne sú paralelné. Aby sa mohla objasniť hodnota $\mu_d = 0,8 \mu_0$, muselo sa pripustiť, že magnetický moment neutrónu $\mu_n \sim 2 \mu_0$ a jeho vektor je opačný ako vektor spinu, t.j. má zápornú hodnotu. Záporný znak μ_n , súhlasne s elektrodynamikou, je spojený s otáčaním sa nie kladného, ale záporného náboja.

Absolútnu hodnotu μ_n prvý raz experimentálne určili v roku 1939 L.W. Alvarez a F. Bloch, ktorí použili Rabiho rezonančnú metódu. V tejto metóde prechádza zväzok polarizovaných neutrónov cez oblasť, v ktorej je homogénne magnetické pole B_1 a naň kolmé B_2 oscilujúce s frekvenciou ω .

2.6 Elektrický dipólový moment neutrónu

V r.1964 Christenson pozoroval premenu K_2^0 -mezónu na π^+ a π^- mezón. Takáto premena nie je v súlade so zákonom zachovania časovej parity v jadrových reakciách, čo znamená, že vlnová funkcia opisujúca uvedený proces nie je symetrická vzhľadom na inverziu času (pri zámene t na $-t$). Ak sa časová parita nezachováva, môžu mať elementárne častice elektrický dipólový moment.

Existencia elektrického dipólového momentu sa dá najjednoduchšie zistiť pri neutróne, pretože, hoci má neutrón zložitú štruktúru rozdelenia náboja, je navonok neutrálny. Elektrický náboj by pri experimente pôsobil rušivo. Ak dipólový moment neutrónu $\mathbf{D} \neq 0$, to znamená, že medzi ťažiskami kladného a záporného náboja je určitá vzdialenosť r , ktorá určuje veľkosť dipólového momentu ako $\mathbf{D} = e \mathbf{r}$, kde e je elementárny náboj. Pretože jediný vyznačený smer v neutróne je smer, ktorý udáva spin neutrónu \mathbf{s} , dipólový moment \mathbf{D} môže byť orientovaný

paralelne alebo antiparalelne s vektorom \mathbf{s} . Ale výraz $\mathbf{D} = e \mathbf{r}$ má pri časovej inverzii iné transformačné vlastnosti ako

$$\mathbf{s} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times [d(m\mathbf{r})/dt].$$

Naozaj, pri zámene t na $-t$ znamienko D sa nemení, ale znamienko s sa zmení. Kým sa predpokladalo, že časová parita T sa zachováva pri všetkých interakciách, muselo sa požadovať $D = 0$.

Ak by narušala CP-paritu silná interakcia, tak maximálna hodnota dipólového momentu neutrónu by bola $\mathbf{D} = e \mathbf{r}$, kde $r \sim 10^{-15}$ m je charakteristický rozmer neutrónu. Ak by CP-paritu narušali slabé interakcie (narušenie zachovania P-parity v slabých interakciách bolo experimentálne dokázané v roku 1957), tak elektrický dipólový moment neutrónu by bol rovný $\mathbf{D} = e \cdot r \cdot 10^{-7} = e \cdot 10^{-22}$ m, kde veličina 10^{-7} udáva pomer amplitúdy slabej interakcie k amplitúde silnej interakcie u neutrónu. Ak za narušenie CP-parity by boli zodpovedné hypotetické superslabé interakcie, tak elektrický dipólový moment neutrónu by bol menší ako $e \cdot 10^{-31}$. Experimenty uskutočnené v rokoch 1965 - 1993 ukázali, že $D \leq e \cdot 1 \cdot 10^{-27}$ m.

KONTROLNÉ OTÁZKY

1. V čom je význam neutrónovej fyziky?
2. Akým spôsobom bol neutrón objavený? Kedy a kým?
3. Aké sú základné vlastnosti neutrónu?
4. Prečo neutróny sú stabilné v atómových jadrách, keď voľné sú nestabilné?

SÚHRN

Neutróny sú stavebným prvkom každého atómového jadra (s výnimkou H) a tvoria viac ako polovicu hmoty našej planéty. Podľa súčasných predstáv o zrode vesmíru, neutróny sa zrodili v dobe okolo 10^{-4} s po Veľkom tresku. Neutróny sú významným inštrumentom na skúmanie štruktúry hmoty a zároveň oni sami sú predmetom výskumu. Napr. nulový elektrický náboj neutrónov by znamenal, že medzi elektrickým nábojom elektrónu a protónu je malý rozdiel, ktorý by objasnil rozpínavosť vesmíru.

Neutróny sa zúčastňujú v slabých interakciách (beta premena neutrónu), v silných interakciách (jadrová interakcia), v elektromagnetických (magnetický moment neutrónu) a v gravitačných interakciách. Výnimočnosť neutrónu ako elementárnej častice je v tom, že všetky tieto druhy interakcií boli experimentálne overené.

Neutrón má elektrický náboj $e = 0$, pokojovú hmotnosť $m = 1,00866$ u, čomu odpovedá pokojová energia = 939,6 MeV. Hmotnosť neutrónu je $\sim 1838,6$ hmotnosti elektrónu. Neutrón pozostáva z 3 kvarkov ($n = udd$, $q_u = +2/3 |e|$, $q_d = -1/3 |e|$). Jeho bariónové číslo $B=+1$, parita $P=+1$, spin $s=1/2 \hbar$, magnetický moment $\mu = -1,9 \mu_0$, a izotopický spin $T=1/2$. Doba života voľného neutrónu je 888 s. Záhadná je veľká hodnota magnetického momentu neutrónu. Nie je jasné, ako sa pohybujú nabité kvarky, že z jednej strany vytvárajú magnetický moment a z druhej strany, vytvárajú nulový celkový elektrický náboj bez zjavnej separácie kladného a záporného náboja.



Návrat z acrobat readera - ✖ (zatvorením okna)

3 VŠEOBECNÉ ZÁKONITOSTI JADROVÝCH REAKCIÍ S NEUTRÓNMI

3.1 Zvláštnosti interakcie neutrónov s atómovými jadrami

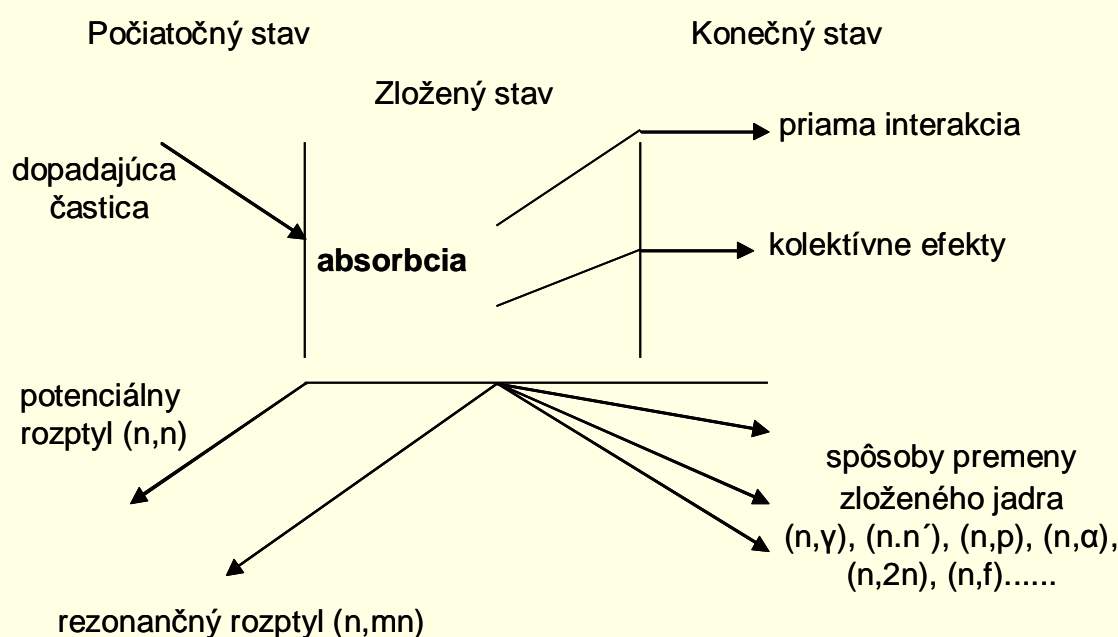
Neutrón je elektricky neutrálna častica, preto veľmi ľahko preniká do oblasti pôsobenia jadrových síl a interaguje s jadrom. Pri takejto interakcii môže byť neutrón rozptýlený, alebo môže vyvolať jadrovú reakciu, v dôsledku ktorej jadro emituje inú časticu. Štúdium týchto javov, v ktorých neutrón vystupuje ako nerelativistická častica, sa zaoberá neutrónová fyzika. V súčasnosti predstavuje neutrónová fyzika už samostatnú oblasť jadrovej fyziky. Jej dôležitosť vzrástla v spojitosti s praktickým využívaním jadrovej energie.

Hlavnou zvláštnosťou interakcie neutrónov s atómovými jadrami je rozmanitosť procesov, ktoré tieto častice môžu indukovať. Zatiaľ nebudeme uvažovať o slabej, elektromagnetickej a gravitačnej interakcii, ale sústredíme sa len na interakciu neutrónu s jadrom v dôsledku pôsobenia jadrových síl (silná interakcia).

Jedným z najpravdepodobnejších procesov je pružný rozptyl neutrónu. Pružný rozptyl môže mať charakter potenciálneho rozptylu (neutrón sa odráža od povrchu jadra ako biliardová guľa), alebo neutrón prenikne do jadra, vytvorí zložený stav (neutrón + terčové jadro) a z jadra je emitovaný s tou istou energiou (v ťažiskovej sústave súradníc). V tomto prípade záchyt a emisia neutrónu bude závisieť od toho, či suma väzbovej a kinetickej energie neutrónu je blízka k niektorej hladine zloženého jadra, t.j. v účinnom priereze sa budú prejavovať rezonančné efekty, na rozdiel od potenciálneho rozptylu, kde závislosť účinného prierezu od energie neutrónu má monotónny charakter.

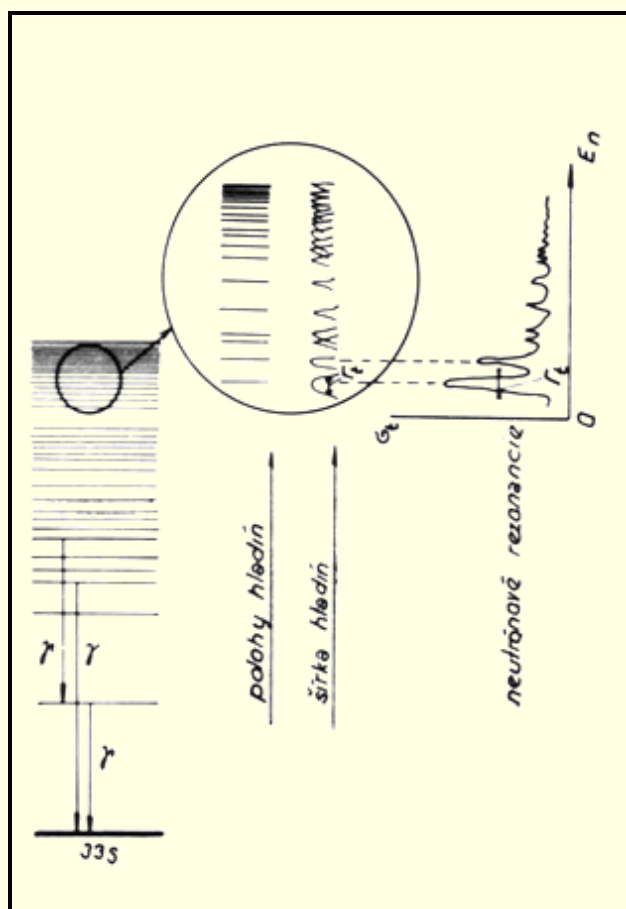
Neutrón pohltý jadrom môže vykonať aj tzv. nepružný rozptyl. V tomto prípade časť svojej kinetickej energie odovzdá jadru. Jeho energia sa zníži minimálne o hodnotu energie prvej hladiny terčového jadra. I keď v tomto prípade sa vráti späť ako častica, ale s menšou energiou, nepružný rozptyl neutrónov zahrňujeme do skupiny nepružných procesov (nepružný rozptyl + jadrové reakcie).

Nepružné procesy indukované pomalými a rezonančnými neutrónmi prebiehajú cez štádium vytvorenia zloženého jadra. Pre rýchle neutróny s energiou $E > 10$ MeV sú typické tzv. priame reakcie, v ktorých aj keď neutrón prenikne do oblasti jadra, vyráža nukleóny len z prístupnej oblasti.



Interakcia neutrónov s jadrami sa od interakcie nabitých častíc líši takto:

Neutrón nemá elektrický náboj a preto coulombovská bariéra nebráni neutrónu preniknúť do oblasti jadra. S relatívne veľkou pravdepodobnosťou interagujú neutróny s jadrom pri ľubovoľnej kinetickej energii E dokonca aj vtedy, keď $E \sim 0$.



Obr. 3.1. Energetické hladiny v zloženom jadre a neutrónové rezonancie. (hladiny nad väzbovou energiou neutrónu).

Keď má neutrón veľmi malú kinetickú energiu ($E < 1$ eV), v podstatnej miere sa prejavujú vlnové vlastnosti neutrónu. Napríklad pri dĺžke vlny neutrónov λ , porovnateľnej so vzdialenosťou medzi atómami kryštálu, treba brať do úvahy interferenčné efekty.

Interakcia neutrónu s jadrom sa začína až vtedy, keď sa priblíži na dosah jadrových síl. Neutrón je obvyčajne pohltý atómovým jadrom a vytvorí sa tzv. zložené jadro. Do zloženého jadra neutrón vnáša energiu W , ktorá, ako neskôršie na to poukážeme, sa rovná súčtu jeho väzbovej a kinetickej energie

$$W = (M_A + m_n - M_c)c^2 + E \quad M_A / (M_A + m_n) = \epsilon_n + kE \quad (3.1)$$

kde M_A , m_n , M_c sú hmotnosti terčíkového jadra A_ZX , neutrónu, a zloženého jadra $^{A+1}_ZX$. E je kinetická energia neutrónu. Prvý člen ϵ_n vo výraze /3.1/ má pre veľkú väčšinu jadier hodnotu 6 až 8 MeV. Preto aj pri takmer nulovej kinetickej energii neutrón vnáša do zloženého jadra značnú energiu, t.j. zložené jadro je vo vysokoexcitovanom stave.

Na obr. 3.1 sú znázornené energetické hladiny zloženého jadra. Pravdepodobnosť záchytu neutrónu terčíkovým jadrom (pravdepodobnosť vytvorenia zloženého jadra) σ_c bude závisieť od toho, či suma jeho kinetickej a väzbovej energie je blízko k niektorej hladine zloženého jadra. To znamená, že veličina σ_c sa bude v závislosti od E prudko meniť, budú sa pozorovať rezonancie. Druhý faktor, ktorý bude vplývať na pravdepodobnosť vytvorenia zloženého jadra, je vlnová dĺžka neutrónu. Čím je väčšia hodnota vlnovej dĺžky neutrónu, tým je spravidla väčšia hodnota σ_c . V dôsledku pôsobenia oboch faktorov môžeme predpokladať, že závislosť $\sigma_c(E)$ bude mať podobný tvar ako na obr. 3.1.

V dôsledku pôsobenia jadrových síl sa prinesená energia v zloženom jadre rýchlo rozdelí medzi všetky nukleóny. Zložené jadro bude existovať dovtedy, kým sa dostatočná energia nesústreďí na jednej častici (neutróne, protóne) alebo zhľuku častíc (alfa častice) a týmto sa podarí opustiť atómové jadro. Z experimentálnych údajov vyplýva, že zložené jadro je v excitovanom stave dostatočne dlho $\sim 10^{-14}$ s, čo je zhruba 10^8 -krát dlhší čas ako tzv. jadrový čas

(10^{-22} s). Preto, podľa Bohra, jadrové reakcie s neutrónmi prebiehajú cez dve navzájom nezávislé štádiá:

a. Vytvorenie zloženého jadra. Pravdepodobnosť tohto procesu charakterizujeme účinným prierezom σ_c .

b. Premena zloženého jadra. Ako sme už spomenuli, zložené jadrá sa môžu premeniť niekoľkými spôsobmi (kanálmi). Pravdepodobnosť premeny cez i-kanál budeme charakterizovať veličinou $G(i)$.

Koncepcia zloženého jadra sa ukázala cenná práve tým, že dovoľuje skúmať premenu zloženého jadra nezávisle od spôsobu jeho vzniku. V súčasnosti je známe, že nie všetky reakcie prebiehajú cez štádium vytvorenia zloženého jadra, no pre neutróny s $E < 10$ MeV prebieha väčšina reakcií práve uvedeným spôsobom.

Neutrón nalietajúci na jadro má orbitálny moment l , ktorý si môžeme predstaviť v klasickom zmysle ako vektorový súčin vzdialenosti od centra jadra ρ a hybnosti p . Podľa postulátov kvantovej mechaniky l môže mať len celočíselnú hodnotu $|l| = |\rho \times p| = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}$. Aby neutrón interagoval s atómovým jadrom, musí prelietať vo vzdialenosti ρ menšej alebo rovnjej polomeru pôsobenia jadrových síl (ktorý je zhruba rovný polomeru atómového jadra R)

$$\rho = \frac{\hbar}{p} \sqrt{\ell(\ell+1)} = \lambda \sqrt{\ell(\ell+1)} \leq R \quad (3.2)$$

Pre neutróny, ktoré majú kinetickú energiu $E < 1000$ eV, tzv. pomalé neutróny, dĺžka vlny neutrónu $\lambda > R$ a podmienka 3.2/ môže byť splnená len pre neutróny s $\ell = 0$. Konkrétne hodnoty maximálnej kinetickej energie neutrónov, pri ktorej neutróny interagujú len keď majú $\ell = 0$, môžu byť ohodnotené na základe takýchto úvah:

Ak je orbitálny moment neutrónu $l \neq 0$ v Schrödingerovej rovnici, ktorá opisuje interakciu neutrónu s jadrom, treba vziať do úvahy aj odstredivý potenciál. Pre neutrón hodnota odstredivého potenciálu na hranici jadra, známa ako výška bariéry, bude rovná

$$V(R) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} = \frac{1 \cdot 10^{-68} l(l+1)}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-27} (1,4 \cdot 10^{-15} A^{\frac{1}{3}})^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = \frac{1 \cdot 10^7 l(l+1)}{A^{\frac{2}{3}}} \text{ eV}$$

Konkrétne hodnoty $V(R)$ pre $\ell = 1$ sú rovné 20 MeV pre jadro ^1H , 3,2 MeV pre jadro ^{16}O a 0,4 MeV pre ^{238}U .

Ak neutrón má kinetickú energiu $E < 0,4$ MeV a $\ell \geq 1$, odstredivý potenciál mu bráni preniknúť do ľubovoľného jadra. Efektívne budú interagovať len neutróny s $\ell = 0$. Neutróny, ktoré majú $\ell = 0$, nazývame s-neutróny, s $\ell = 1$ nazývame p-neutróny, atď. v súhlase so spektroskopickým označením. Preto pri analýze reakcií, v ktorých má dopadajúci neutrón energiu $E < 0,4$ MeV, stačí brať do úvahy len s-neutróny, p-neutróny môžu interagovať len tunelovým efektom, čo silne znižuje pravdepodobnosť interakcie. Rozvinuté experimentálne metódy neutrónovej spektroskopie však umožňujú zaregistrovať aj takúto interakciu pri energiách $E < 0,4$ MeV.

3.2 Jadrové reakcie s neutrónmi

Ako sme už spomenuli, pri záchyťe pomalého neutrónu jadrom sa vytvorí zložené jadro, ktoré môžeme charakterizovať strednou dobou života τ . Reciproká hodnota $1/\tau$ udáva pravdepodobnosť premeny za jednotku času. Výhodnejšie je používať tvar \hbar/τ , pretože táto hodnota je proporcionálna pravdepodobnosti premeny zloženého jadra a zároveň charakterizuje energetickú šírku daného excitovaného stavu a označuje sa ako celková (totálna) šírka Γ_t . Vyplýva to z kvantovo-mechanického vzťahu (Heisenbergov princíp neurčitosti) $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$. Kvôli zjednodušeniu budeme Γ_t nazývať aj pravdepodobnosťou premeny, no nesmieme zabúdať, že Γ_t je súčin Planckovej konštanty $h/2\pi$ a pravdepodobnosti premeny. Fyzikálny zmysel Γ_t je zrejmy aj z obr. 3.1.

Zložené jadro sa môže premeniť niekoľkými kanálmi. Pravdepodobnosť premeny zloženého jadra bude rovná algebraickému súčtu pravdepodobnosti premeny cez jednotlivé kanály

$$\Gamma_t = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \dots = \sum \Gamma_i \quad (3.3)$$

Relatívnu pravdepodobnosť reakcie prebiehajúcej cez i-kanál môžeme vyjadriť ako

$$G(i) = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_t} \quad (3.4)$$

Najpravdepodobnejšie spôsoby premeny zloženého jadra, ktoré vzniklo po záchytcе pomalého neutrónu, je emisia neutrónu alebo gama kvanta. So zväčšovaním energie dopadajúcich neutrónov rastie počet spôsobov premeny (v jadrovej fyzike sa zaužíval názov počet otvorených kanálov).

V tabuľke 3.1 sú uvedené dve ustálené označenia účinného prierezu reakcií s neutrónmi s výnimkou dvojstupňovej reakcie $(n, \gamma\alpha)$, kde označenie $\sigma_{\gamma\alpha}$ by mohlo byť príčinou zámieny, že ide o reakciu (γ, α) . Preto treba pre uvedenú reakciu (a iné dvojstupňové reakcie) používať neskrátené označenie. Prehľad typických reakcií je v tabuľke 3.1.

V závere je možné zhrnúť, že celkový totálny účinný prierez σ_t bude rovný

$$\sigma_t = \sigma_n + \sigma_{n'} + \sigma_\gamma + \sigma_p + \sigma_\alpha + \sigma_f + \dots$$

V neutrónovej fyzike sa ustálili aj dva ďalšie názvy a to

a. Účinný prierez nepružných procesov $\sigma_x = \sigma_t - \sigma_n$

b. Absorpčný účinný prierez $\sigma_a = \sigma_t - (\sigma_n + \sigma_{n'})$

Tab. 3.1

	Vstupný kanál	Výstupný kanál	Názov reakcie	Označenie	
				parciálnej šírky	účinného prierezu
1.	$n + {}^A_ZX \rightarrow {}^A_ZX + n$		pružný rozptyl	Γ_n	$\sigma(n, n); \sigma_n$
2.	$n + {}^A_ZX \rightarrow {}^A_ZX^* + n'$		nepružný rozptyl	$\Gamma_{n'}$	$\sigma(n, n'); \sigma_{n'}$
3.	$n + {}^A_ZX \rightarrow {}^{A+1}_ZX + \gamma$		radiačný záchyt	Γ_γ	$\sigma(n, \gamma); \sigma_\gamma$
4.	$n + {}^A_ZX \rightarrow {}^{A-1}_{Z-1}X + p$		reakcia (n, p)	Γ_p	$\sigma(n, p); \sigma_p$
5.	$n + {}^A_ZX \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2}X + \alpha$		reakcia (n, α)	Γ_α	$\sigma(n, \alpha); \sigma_\alpha$
6.	$n + {}^A_ZX \rightarrow {}^{A-1}_ZX + 2n$		reakcia $(n, 2n)$	Γ_{2n}	$\sigma(n, 2n); \sigma_{2n}$
7.	$n + {}^A_ZX \rightarrow f$		reakcia štiepenia (f – označuje všetky možné častice, ktoré sú uvoľňované v tomto procese)	Γ_f	$\sigma(n, f); \sigma_f$
8.	$n + {}^A_ZX \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2}X + \gamma + \alpha$		dvojstupňová reakcia $(n, \gamma\alpha)$	$\Gamma_{\gamma\alpha}$	$\sigma(n, \gamma\alpha); \sigma_{\gamma\alpha}$

3.3 Účinné prierezy

Pri zrážke neutrónov s atómovými jadrmi sa neutróny buď rozptyľujú alebo vyvolávajú rôzne jadrové reakcie. Kvalitatívnou charakteristikou uvedených javov je všeobecne známy pojem **účinný prierez**.

Nech kolimovaný zväzok monochromatických neutrónov J_0 (J_0 počet neutrónov prechádzajúci cez jednotku plochy kolmú na zväzok za jednotku času) dopadá na látku s hrúbkou l , ktorá obsahuje N rovnakých atómových jadier v jednotke objemu. Časť neutrónov vyvedených zo zväzku dJ v hĺbke x terčíka na dráhe dx (obr. 3.2) bude

$$-dJ = J N \sigma_t \quad (3.5)$$

kde J je počet neutrónov vo zväzku v hĺbke x terčika, σ_t je totálny účinný prierez, t.j. pravdepodobnosť všetkých možných procesov prebiehajúcich pri interakcii neutrónov s atómovými jadrami. Integrovaním výrazu /3.5/ od 0 do l dostaneme

$$J = J_0 e^{-N\sigma_t l} \quad (3.6)$$

Pri odvodzovaní vzťahu /3.5/ sa predpokladalo, že neutróny sú zo zväzku vyvedené hneď po prvej zrážke s atómovými jadrami, niekoľkonásobný rozptyl sa neuvažuje. Odvodenie vzťahov určujúcich zoslabenie zväzku v reálnych podmienkach čitateľ môže nájsť v knihe uvedenej v doporučenej literatúre pod indexom 1.

Ak je súčin $N\sigma_t l \ll 1$ (takýto terčik sa nazýva tenký), môžeme vzťah /3.6/ zjednodušiť ($\Delta J = J_0 - J$)

$$\Delta J = J_0 \sigma_t N_a$$

kde N_a je počet atómov na jednotke plochy ($N_a = N l$). Ak nás zaujíma len počet neutrónov vyvedených zo zväzku, ktoré vyvolali i-reakciu

$$\Delta J_i = C_i = J_0 \sigma_t N_a (\sigma_i / \sigma_t) = J_0 \sigma_i N_a \quad (3.7)$$

kde C_i je hustota počtu udalostí i-reakcie.

V neutrónovej a najmä v reaktorovej fyzike sa často používa veličina $\sigma_i N = \Sigma_i$ a nazýva sa makroskopický účinný prierez i-procesu. Uvedenú veličinu je možné interpretovať ako pravdepodobnosť toho, že neutrón vyvolá i-proces na jednotke dráhy. Ak Σ_t je totálny makroskopický účinný prierez, tak táto veličina vyjadruje pravdepodobnosť vyvedenia neutrónu zo zväzku na jednotku dráhy. Stredná vzdialenosť, ktorú prejde neutrón dotedy, kým nie je vyvedený zo zväzku v dôsledku rozptylu alebo absorpcie, bude rovná

$$\frac{\int_0^{\infty} x e^{-\Sigma_t x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\Sigma_t x} dx} = \frac{1}{\Sigma_t} = \lambda_t \quad (3.8)$$

kde λ_t je stredná relaxačná dĺžka. Analogicky s výrazom /3.8/ v neutrónovej fyzike sa používa termín λ_n - stredná dĺžka rozptylu a λ_a - stredná dĺžka absorpcie neutrónov, ktoré sú charakterizované zodpovedajúcimi veličinami $\Sigma_n = \sigma_n N$ a $\Sigma_a = \sigma_a N$. Platí

$$\frac{1}{\lambda_t} = \frac{1}{\lambda_n} + \frac{1}{\lambda_a}$$

Príklad 2

Vypočítajte počet atómov v 1 m^3 grafitu s hustotou $\rho = 1,6 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$.

Riešenie:

Označíme N_A - Avogadrovo číslo, A - hmotnostné číslo. Platí

$$N = \frac{\rho N_A}{A} = \frac{1,6 \cdot 10^3}{12} 6,025 \cdot 10^{26} = 0,03 \cdot 10^{28} \text{ atómov / m}^3$$

3.4 Stredný čas života neutrónov

Neutrón pohybujúci sa v látkovom prostredí nekonečných rozmerov bude sa rozptyľovať. Stredný čas života neutrónu τ v látkovom prostredí sa určuje ako doba, počas ktorej neutrón pohybujúci sa rýchlosťou v prejde vzdialenosť rovnú strednej dĺžke absorpcie. Z definície vyplýva

$$\tau = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{v\Sigma_a} \quad (3.9)$$

Pre ľubovoľné látkové prostredie $\tau \ll T_{1/2}$, kde $T_{1/2}$ je doba polpremeny neutrónu.

Príklad 3

Vypočítajte stredný čas života neutrónov pohybujúcich sa rýchlosťou 2200 m/s v grafitе, v ktorom $\sigma_a = 4,5 \cdot 10^{-31} \text{ m}^2$.

Riešenie:

Dosadíme do vzťahu /3.9/ zadané hodnoty a N z príkladu č. 2. Dostaneme $\tau = 0,012 \text{ s}$

KONTROLNÉ OTÁZKY:

5. Čím sa líšia interakcie neutrónov a nabitých častíc s jadrami?
6. Čo je to zložené jadro?
7. Vymenujte typické reakcie neutrónov s jadrami.
8. Aký je rozdiel v čase života voľného neutrónu a neutrónu pohybujúceho sa v látkovom prostredí?

SÚHRN

Neutrón je elektricky neutrálna častica, preto veľmi ľahko preniká do oblasti pôsobenia jadrových síl a **interaguje s jadrom**. Pri takejto interakcii môže byť neutrón **rozptýlený**, alebo môže vyvolať **jadrovú reakciu**, v dôsledku ktorej jadro emituje inú časticu. Pravdepodobnosť záchytu neutrónu jadrom závisí od toho, či suma väzbovej a kinetickej energie je blízka k niektorej z početných hladín jadra, nachádzajúcich sa nad hraničnou hodnotou väzbovej energie neutrónu. Preto v závislosti účinného prierezu záchytu neutrónu od jeho kinetickej energie sa prejavujú výrazné piky, nazývané **neutrónové rezonancie**.

Neutrón nemá elektrický náboj a preto coulombovská bariéra jadra nebráni jeho preniknutiu do oblasti pôsobenia jadrových síl. Zato vo výraznejšej miere ako u protónov alebo alfa častíc sa prejavuje vplyv odstredivej bariéry. Preto s dostatočne vysokou pravdepodobnosťou jadrá budú zachytávať len neutróny s $\ell = 0$, tzv. s-neutróny, s vyššou hodnotou ℓ len cez tunelový efekt.



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

4 NEUTRÓNOVÉ POLE. HUSTOTA, TOK, PRÚD A FLUENCIA NEUTRÓNŮV

Priestor, v ktorom sa pohybujú voľné neutróny, nazývame neutrónové pole. Nech tento priestor má objem V . Vnútri objemu V zvolíme objemový element ΔV . V ďalších úvahách budeme vychádzať z týchto predpokladov :

a/ Budeme uvažovať len stacionárne polia, t.j. zanedbáme závislosť charakteristík poľa od času.

b/ Budeme predpokladať, že aj vnútri objemu ΔV je počet neutrónov dostatočne veľký, štatistické fluktuácie nebudeme brať do úvahy.

c/ Zanedbáme vzájomnú interakciu medzi neutrónmi, budeme uvažovať len interakciu medzi neutrónmi a atómovými jadrami prostredia.

Počet neutrónov v objemovom elemente si označme ako $P(\Delta V)$. Funkcia

$$n(r) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{P(\Delta V)}{\Delta V} \quad (4.1)$$

definuje hustotu neutrónov v bode A určeným polohovým vektorom r (obr. 4.1). Je zrejmé, že počet neutrónov v objeme V bude rovný

$$P(V) = \int n(r) dV$$

Pokiaľ objem ΔV je dostatočne malý, môžeme písať

$$P(\Delta V) = n(r)\Delta V$$

Takto definovaná hodnota neutrónov nám udáva celkový počet neutrónov v jednotke objemu nezávisle od ich rýchlosti (energie), alebo smeru pohybu. Pokiaľ sa zaujímate aj o tieto charakteristiky, tak stacionárne neutrónové pole popisujeme diferenciálnou hustotou neutrónov $n(r, \Omega, E)$. Súčin $n(r, \Omega, E) dV d\Omega dE$ udáva očakávaný počet neutrónov v elemente objemu dV , ktoré sa pohybujú smerom Ω vnútri priestorového uhla $d\Omega$ s kinetickou energiou v intervale od E do $(E + dE)$. Takže $n(r, \Omega, E)$ [$m^{-3} \cdot sr^{-1} \cdot eV^{-1}$] je počet neutrónov v $1 m^3$ s energiou E , so šírkou intervalu $1 eV$, pohybujúcich sa v jednotkovom priestorovom uhle okolo vektora Ω .

Určenie diferenciálnej hustoty neutrónov je jednou zo základných úloh reaktorovej fyziky. V prípadoch, keď sa nepotrebuje zaoberať uhlovou závislosťou hustoty neutrónov, používame spektrálnu hustotu neutrónov definovanú funkciou

$$n(r, E) \cdot dV \cdot dE = \left[\int_{4\pi} n(r, \Omega, E) d\Omega \right] dV dE \quad (4.2)$$

kde symbol 4π vyjadruje integráciu cez všetky smery

V neutrónovej a reaktorovej fyzike sa najčastejšie používa iná funkcia, nazývaná hustota toku neutrónov. Jej fyzikálny zmysel si ozrejníme nasledujúcim príkladom. V predchádzajúcej časti sme spomenuli, že makroskopický účinný prierez Σ_i môžeme interpretovať tak, že určuje pravdepodobný počet interakcií jedného neutrónu na jednotke dráhy ($\Sigma_i = 1/\lambda_i$), ktorej dôsledkom je i -proces, napr. rozptyl. Ak $|v| = v$ je rýchlosť neutrónu, tak súčin $\Sigma_i \cdot v$ určuje pravdepodobný počet interakcií za jednotku času. Keď počet

neutrónov v jednotke objemu, ktoré majú rýchlosť $v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$ je $n(r, E)$, tak počet interakcií C_i v jednotke objemu za jednotku času a vzťahovaný na jednotkový interval energie, bude zrejmé rovný

$$C_i = \Sigma_i(E) \cdot v \cdot n(r, E) = \Sigma_i \Phi(r, E) \quad (4.3)$$

kde $\Phi = v \cdot n(r, E)$ je celková hustota toku neutrónov. Výraz (4.3) je totožný s (3.7), ale pri odvodzovaní sme neurobili žiadny predpoklad o charaktere neutrónového poľa /kolimovaný zväzok, homogénne pole, a pod./, preto má všeobecnú platnosť, ak je splnená podmienka $\sigma_i N \ll 1$.

Pre diferenciálnu hustotu toku neutrónov môžeme napísať obecný vzťah

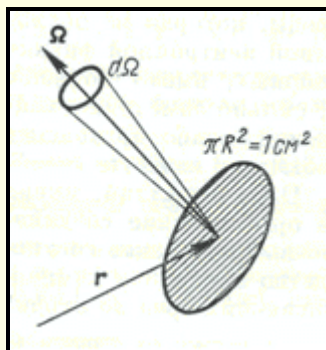
$$\Phi(r, \Omega, E) = v(E) n(r, \Omega, E),$$

ktorá má rozmer $[m^{-2}, sr^{-1}, eV^{-1}, s^{-1}]$. Veličina $\Phi(r, \Omega, E) d\Omega dE$ udáva počet neutrónov v bode r s energiami v intervale dE okolo E a pohybujúcich sa smerom Ω vnútri priestorového uhlu $d\Omega$, ktoré prechádzajú za jednotku času jednotkovou plochou kolmou na smer Ω . Integráciou diferenciálnej hustoty toku neutrónov cez všetky smery, získame spektrálnu hustotu toku neutrónov

$$\Phi(r, E) dV dE = \left[\int_{4\pi} \Phi(r, \Omega, E) d\Omega \right] dV dE$$

alebo celkovú hustotu toku neutrónov

$$\Phi(r) dV = \left[\int_0^\infty \Phi(r, E) dE \right] dV \cong n(r) \langle V \rangle \quad (4.4)$$



Obr.4.1.

Ako diferenciálna, tak i spektrálna a celková hustota toku neutrónov sa často nazývajú len ako hustota toku neutrónov a ich význam potom vyplýva zo závislosti, symbolov a argumentov funkcie, ktorá popisuje hustotu toku neutrónov.

Teraz si môžeme bližšie objasniť fyzikálny význam hustoty toku $\Phi(r, E)$. Uvažujme jednotkovú kruhovú plochu (napr. $\pi R^2 = 1 \text{ m}^2$), ktorej stred je umiestnený v bode r /obr. 4.1/. $\Phi(r, \Omega, E) d\Omega$ je počet neutrónov prechádzajúcich touto plochou v priestorovom uhle $d\Omega$ okolo jej normály za jednotku času. Z obrázku je zrejmé, že integráciou vzťahu (4.4), ktorou obdržíme hustotu toku $\Phi(r, E)$ môžeme znázorniť rotáciou tejto plochy vo všetkých smeroch, okolo pevného streda. Pri tejto rotácii kruhová plocha opíše guľu o ploche povrchu $4\pi R^2 = 4 \text{ m}^2$

Hustota toku neutrónov Φ je teda počet neutrónov, ktoré preniknú do tejto guľe zo všetkých strán za jednotku času. V izotropnom poli každým elementom povrchu tejto guľe prejde rovnaký počet neutrónov. Pretože každý neutrón prejde guľovou plochou dvakrát, prvý krát zvonku do vnútra, druhý krát zvnútra von, prejde celkom 2Φ neutrónov povrchom guľe $4\pi R^2$. (Uvažujeme len prípad, keď objem neobsahuje zdroj neutrónov.) Z tejto skutočnosti vyplýva, že v izotropnom poli prechádza jednotkovou plochou (1 m^2) povrchu guľe $2 \Phi/4 = \Phi/2$ neutrónov za jednotku času.

Stručne, hustotu toku neutrónov definujeme ako podiel počtu dopadajúcich neutrónov dF/dt , ktoré dopadli na povrch guľe /za jednotku času/ s plochou hlavného rezu da .

$$\Phi = \frac{dF}{dt da} \quad (4.5)$$

kde symbol F označuje **fluenciu** neutrónov. Integráciou toku neutrónov podľa času získame novú veličinu, ktorá sa nazýva fluenciou neutrónov. Z tohoto dôvodu pre hustotu toku neutrónov sa často používa aj termín **príkion fluencie neutrónov**.

Ak pri definícii hustoty toku neutrónov $\Phi(r, E) = v n(r, E)$ skalárnu veličinu v nahradíme vektorom \mathbf{v} , získame novú charakteristiku neutrónového poľa nazývanú **hustota prúdu neutrónov**.

Všimnime si rozdiel medzi hustotou toku a hustotou prúdu neutrónov. Tok neutrónov je úmerný sume neutrónov prechádzajúcich cez plochu dS obidvoma smermi, prúd neutrónov je rovný ich rozdielu. V homogénnom neutrónovom poli prúd neutrónov je rovný nule, tok neutrónov má kladnú hodnotu. Pokiaľ máme rovnobežný zväzok, hustota toku a prúdu neutrónov má rovnakú hodnotu. **Hustota prúdu neutrónov** nám charakterizuje počet neutrónov, ktoré boli

prenesené cez jednotkovú plochu z jednej časti priestoru do druhého, oddelených práve touto plochou.

4.1 Klasifikácia neutrónov

Neutróny interagujú aj pri veľmi malých energiách ($E < 1$ eV), keď sa prejavujú vlnové vlastnosti neutrónu. Napríklad pri dĺžke vlny neutrónu λ porovnateľnej so vzdialenosťami medzi atómami kryštálu treba brať do úvahy interferenčné efekty a účinný prierez makroskopického objektu nebude sumou účinných prierezov na jednotlivých jadrách atómu, tak ako to platí pri vyšších energiách.

Aditivnosť účinných prierezov sa predpokladala aj pri odvodzovaní vzťahov (3.5) až (3.8), a preto pri veľmi malých energiách neutrónov rádové meV uvedené vzťahy neplatia. Na druhej strane, pri $\lambda \sim R$, kde R je polomer jadra, prejavujú sa difrakčné efekty.

Dĺžku vlny nerelativistického neutrónu môžeme určiť zo vzťahu

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{0,0286}{\sqrt{E}} \quad (4.6)$$

kde λ je v nanometroch a E v eV.

Tabuľka 4.1

Spektrálna skupina	Energia	Krátka charakteristika
	Dĺžka vlny [m]	
Ultrachladné neutróny	$< 10^{-6} \text{ eV}$	Rýchlosť $v_n < 10 \text{ m/s}$. Je splnená podmienka úplného odrazu od stien pri ľubovoľnom uhle dopadu. Ultrachladné neutróny je možné v princípe udržať v uzavretom objeme až do času určenom dobou polpremeny neutrónov ~ 600 s.
	$> 2,8 \cdot 10^{-8}$	
Chladné neutróny	$10^{-6} - 0,005 \text{ eV}$	Nemôže nastať Braggov odraz, pretože podmienka $2d \cdot \sin \theta = n \cdot \lambda$ nie je splnená, lebo vzdialenosť medzi atómovými jadrami d je menšia ako λ .
	$2,8 \cdot 10^{-8} - 4 \cdot 10^{-10}$	
Tepelné neutróny	$0,005 - 0,5 \text{ eV}$	Spektrálna skupina, ktorá sa ľahko získava pri difúzii neutrónov v látkovom prostredí, keď nastáva výmena energie medzi neutrónmi a atómovými jadrami látkového prostredia. Je splnená podmienka pre Braggov odraz.
	$4 \cdot 10^{-10} - 4 \cdot 10^{-11}$	
Rezonančné neutróny	$0,5 - 1000 \text{ eV}$	V účinnom priereze sa prejavujú rezonančné javy.
	$4 \cdot 10^{-11} - 9 \cdot 10^{-13}$	
Neutróny so strednými energiami	$1 - 500 \text{ keV}$	Excitačné hladiny zloženého jadra sa navzájom prekrývajú, rezonančné javy nepozorujeme.
	$9 \cdot 10^{-13} - 4 \cdot 10^{-14}$	
Rýchle neutróny	$0,5 - 20 \text{ MeV}$	Vlnová dĺžka je porovnateľná s rozmermi atómových jadier.
	$4 \cdot 10^{-14} - 6,4 \cdot 10^{-15}$	
Veľmi rýchle neutróny	$> 20 \text{ MeV}$	Vlnová dĺžka je porovnateľná s rozmermi nukleónov.
	$< 6,4 \cdot 10^{-15}$	

Tepelný neutrón (energie okolo 0,01 eV) má vlnovú dĺžku vhodnú na skúmanie štruktúry látok. K týmto účelom sa používa aj elektromagnetické žiarenie a zväzky urýchlených elektrónov. Na porovnanie uvádzame vzťahy medzi vlnovou dĺžkou a energiou pre uvedené typy častíc v jednotkách nm a eV.

$$\lambda_n = 0,0286 E^{-1/2}$$

$$\lambda_\gamma = 1230 E^{-1/2}$$

$$\lambda_e = 1,226 E^{-1/2}$$

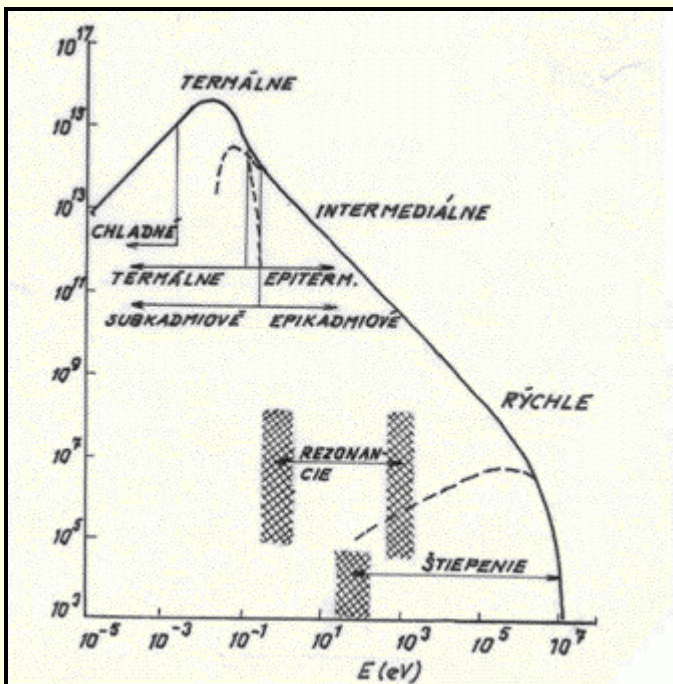
Neutrónové zdroje sú najdrahšie, preto sa používajú len v tých prípadoch, kedy je to nevyhnutné. O prednostiach a nedostatkoch skúmania štruktúry látok pomocou neutrónov budeme pojednávať neskôr.

V závislosti od kinetickej energie neutrónov /a tým aj vlnovej dĺžky/ zaraďujeme neutróny do niekoľkých skupín. Jedna z možných klasifikácií neutrónov, ktorá podčiarkuje fyzikálnu stránku interakcie neutrónov s jadrami je v tabuľke 4.1.

Jednotlivé spektrálne skupiny sa budú zdôvodňovať v kapitole 9. Ultrachladné, chladné, tepelné a rezonančné neutróny sa zahŕňajú pod spoločný názov **pomalé neutróny**. Energetické hranice jednotlivých spektrálnych skupín nie sú ostré, sú závislé aj od typu jadra (ľahké, stredné alebo ťažké jadro). Napríklad excitačné hladiny v ťažkých jadrách sa prekrývajú aj pri $E_n < 1$ keV a v ľahkých jadrách sa rezonančné javy pozorujú aj pri $E_n \sim 1$ MeV.

Tab. 4.2 Rôzne klasifikácie neutrónov podľa energie

Rýchle		Intermediárne		Termálne		
Rel.	Rýchle	Stredné	Rezonančné	Tepelné	Chladné	Ultrachl.
Epi-Cd				Sub-Cd		
Epitermálne				Termálne		
Rýchle neutróny				Pomalé neutróny		



Obr.4.2.

Typické spektrum neutrónov vychádzajúcich z jadrového reaktora.

V reaktorovej fyzike a dozimetrii neutrónov sa používa často iná klasifikácia, tak ako je to uvedené na obr. 4.2. Táto klasifikácia sa opiera o skutočnosť, že pomocou listu kadmia, hrubého 0,5 – 1 mm môžeme odtieniť neutróny s energiou nižšou ako 0,5 eV. Ak detektor neutrónov sa

nachádza v neutrónovom poli, ktoré tvoria neutróny rozdielnych energií, tak detektor neobalený Cd bude registrovať neutróny všetkých energií (termálne a epitermálne) a detektor obalený Cd len neutróny s energiou vyššou ako 0,5 eV (epitermálne). Takto môžeme určiť podiel termálnych a epitermálnych neutrónov v spektre neutrónov. Musíme však zobrať do úvahy, že hranica medzi tepelnými a epitermálnymi neutrónmi sa nachádza okolo hodnoty 0,17 eV a preto je potrebné zaviesť korekčné koeficienty. Podrobnejší popis metodiky je dostupný v doporučenej literatúre [1]

KONTROLNÉ OTÁZKY

9. Čo rozumieme pod pojmom neutrónové pole?
10. Definujte hustotu toku neutrónov a čím sa odlišuje od hustoty prúdu neutrónov!
11. Čo je fluencia neutrónov?
12. Rozdeľte a charakterizujte neutróny podľa energie!

SÚHRN

Priestor, v ktorom sa pohybujú voľné neutróny, nazývame **neutrónové pole**. Slabé neutrónové pole existuje aj v našej atmosfére, ale intenzívne polia poskytujú len jadrové reaktory a urýchľovače častíc. Všeobecne rozdeľujeme neutróny podľa energie na **pomalé a rýchle**. Pomalé sa delia ešte na niekoľko energetických skupín ako **ultrachladné, chladné, tepelné a rezonančné**. Určenie charakteristík stacionárnych polí predstavuje zložitú úlohu.



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

5 INTERAKCIA NEUTRÓNŮV S ATÓMOVÝMI JADRAMI

5.1 Rozptyl neutrónov

Skúmanie interakcií neutrónov s atómovými jadrami je aj v súčasnosti bohatým zdrojom informácií o štruktúre atómových jadier. Typické usporiadanie experimentu: polarizovaný alebo nepolarizovaný rovnobežný zväzok neutrónov s meniteľnou energiou dopadá na polarizovaný alebo nepolarizovaný terčik pozostávajúci z obohatených izotopov. Prvky s prírodným obsahom izotopov sa v súčasnosti používajú zriedkavejšie. Časť dopadajúceho zväzku prejde bez zmeny, časť sa mení na rozbiehavý zväzok a časť je absorbovaná jadrami terčika, z ktorého sú emitované sekundárne častice. Detektorom rozptýlených alebo sekundárnych častíc sa meria uhlová alebo energetická distribúcia. Spravidla detektor je mimo primárneho zväzku neutrónov.

Pripomenieme si niekoľko základných poznatkov z kvantovej mechaniky.

Keď vlnová dĺžka λ dopadajúcich častíc (projektilov) je porovnateľná s polomerom R pôsobenia jadrového potenciálu alebo je väčšia, je potrebné uvažovať zrážku ako interakciu vln so silovým centrom, ktoré je určené potenciálom $V(r)$. O potenciáli predpokladáme, že nezávisí od času a $V(r) \neq 0$ len pre $r \leq R$ (R - nazývame dosahom jadrových síl).

Proces zrážky sa odohráva v priestore a čase, preto by sme ho mali popisovať časovou Schrödingerovou rovnicou. Takéto riešenie by bolo matematicky komplikované. Môžeme však uvažovať prípad stacionárneho zväzku častíc s presne definovanou energiou, dopadajúcich v smere osi z . Rozptylové zrážky budú prebiehať stacionárne. Pretože hybnosť častice je veľmi presne definovaná, bude vlna, ktorá ju reprezentuje, mať v dôsledku princípu neurčitosti veľký rozmer v smere osi z . Ďalej, bude aj λ_x a λ_y veľmi veľké, pretože $p_x = p_y = 0$ vzhľadom na vzťah $p = h/\lambda$, t.j. môžeme počítať s dopadajúcou rovinnou vlnou. Riešenie stacionárnej Schrödingerovej rovnice pre pohyb voľnej častice je de Broglieho rovinná vlna typu ($e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$). Keby nebolo silového centra, uvedené riešenie v celom priestore by bolo reprezentované takouto rovinnou vlnou. Možno preto očakávať, že riešenie za prítomnosti silového centra v dostatočne veľkej vzdialenosti ($|\mathbf{r}| \gg R$) bude superpozíciou rovinnnej vlny a rozptýlenej vlny Ψ_s . Vo veľkej vzdialenosti od rozptylového centra (ktoré sa nachádza v počiatku súradníc) za dobré priblíženie rozptýlenej vlny možno

považovať rozbiehavú sférickú vlnu typu $\frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r}$ s amplitúdou, ktorá vo všeobecnosti bude závisieť od smeru v priestore. Takže asymptotické riešenie môžeme zapísať v tvare

$$\Psi(r) \rightarrow A \left[e^{ikz} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r} \right] \quad (5.1)$$

kde koeficient A slúži pre splnenie normovacích a okrajových podmienok a pre naše úvahy nie je podstatný. Ako vyplynie z ďalšieho výkladu môžeme považovať $A = 1$.

Jednou zo základných charakteristík rozptylu je diferenciálny účinný prierez, ktorý určujeme ako pomer počtu častíc dN_s rozptýlených za jednotku času do priestorového uhla $d\Omega$, k hustote toku dopadajúcich častíc j_d na jediné jadro v jednotkovej ploche terčika

$$d\sigma(\theta, \varphi) = \frac{dN_s(\theta, \varphi)}{j_d} = \frac{j_s}{j_d} ds = \frac{j_s}{j_d} r^2 d\Omega \quad (5.2)$$

kde j_s - je hustota toku rozptýlených častíc na veľkej vzdialenosti od rozptylového centra a ds - element plochy.

Hustota častíc P je určovaná výrazom $P = \Psi^* \Psi$, hustota toku dopadajúcich častíc reprezentovaných rovinnou vlnou $[A \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})]$ je $j_g = v A^2$, kde v je rýchlosť častíc. Hustota toku j_s bude

$$j_s = v \left| Af(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r} \right|^2 = \frac{vA^2}{r^2} |f(\theta, \varphi)|^2 \quad (5.3)$$

Pri rozptyle rýchlosť častíc v sa nemení (uvažujeme ťažiskový súradnicový systém). Dosadením nájdených hodnôt do (5.2) určíme

$$d\sigma(\theta, \varphi) = |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega \quad (5.4)$$

$f(\theta, \varphi)$ nazývame amplitúdou rozptylu. Vidíme, že ak poznáme amplitúdu rozptylu, môžeme určiť diferenciálny a aj integrálny účinný prierez

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega \quad (5.5)$$

Rovnice (5.4) a (5.5) ukazujú, že výsledok zrážkového experimentu vieme predpovedať, ak poznáme amplitúdu rozptylu.

Asymptotický tvar vlnovej funkcie popisujúcej rozptyl častíc v tvare (5.1) sme odvodili na základe názorných fyzikálnych predstáv. Zavedením tzv. Greenových funkcií je možné korektne dokázať, že existuje také riešenie Schrödingerovej rovnice. Týmto spôsobom sa získa riešenie závislé od potenciálu interakcie $V(\mathbf{r})$ v tvare integrálnej rovnice, ktorú je možno riešiť jednoduchými iteračnými metódami. Jednou z najčastejšie používaných metód približného výpočtu amplitúdy rozptylu je Bornova aproximácia. Táto metóda je vhodná na výpočet amplitúdy rozptylu pre reakcie indukované rýchlymi neutrónmi, kde sú prítomné neutróny aj s $l > 1$. Pre pomalé neutróny, kde dominantnú úlohu hrajú len neutróny s $l = 0$ je veľmi vhodná fázová teória rozptylu. Základné princípy fázovej teórie si ozrejníme na nasledujúcom príklade.

5.2 Rozptyl bezspinovej častice v sféricky symetrickom poli

V kvantovej mechanike rozptyl častice s hmotnosťou μ (redukovaná hmotnosť zrážajúcich sa častíc) a kladnou energiou E v potenciálnom poli $V(\mathbf{r})$ sa popisuje Schrödingerovou rovnicou (výpočet sa uskutočňuje v T-sústave)

$$(\Delta + k^2) \Psi(\mathbf{r}) = v(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}) \quad (5.6)$$

kde Δ je Laplaceov operátor, $k^2 = 2\mu E/\hbar^2$, $v(\mathbf{r}) = 2\mu V/\hbar^2$

Ak rozptyľujúci potenciál je sféricky symetrický, riešenie rovnice (5.6) má tvar

$$\Psi(r) = \sum_{l=0}^{\infty} 2(\ell + 1) i^l \frac{R_l(r)}{kr} P_l(\cos\theta) \quad (5.7)$$

kde $P_l(\cos\theta)$ sú Legendrove polynómy a θ je uhol medzi vektormi \mathbf{r} a \mathbf{k} . Radiálna časť vlnovej funkcie môže byť určená z rovnice

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell + 1)}{r^2} + k^2 \right\} R_l(r) = v(r) R_l(r) \quad (5.8)$$

s hraničnou podmienkou $R_l(0) = 0$.

Z matematického hľadiska funkciu $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = \exp(ikr \cos\theta)$ môžeme predstaviť v tvare nekonečného radu

$$\exp(ikr \cos\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2\ell + 1) i^l j_l(kr) P_l(\cos\theta) = \Psi_d \quad (5.9)$$

kde j_l sú sférické Besselove funkcie. Z fyzikálneho hľadiska, tak vlnovú funkciu dopadajúcej voľnej častice Ψ_d reprezentovanou rovinnou vlnou $e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$, nahradzujeme vlnovou funkciou parametrizovanou podľa momentu hybnosti (rozklad rovinatej vlny cez vlastné funkcie operátora momentu hybnosti). Pretože nás zaujíma vlnová funkcia popisujúca riešenie Schrödingerovej rovnice v oblasti \mathbf{r} omnoho väčšej ako je polomer pôsobenia potenciálu R (riešenie vo veľkej

vzdialenosti od miesta rozptylu), ohraničíme sa asymptotickým tvarom Besselových funkcií pre $x \gg 1$

$$j_\ell = \left[\frac{\sin(x - \frac{\ell\pi}{2})}{x} \right]$$

Vlnová funkcia Ψ_d na veľkej vzdialenosti od oblasti pôsobenia potenciálu bude mať tvar

$$\Psi_d = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l P_l(\cos \theta) \rho_l(r) \quad (5.10)$$

kde

$$\rho_l(r) = \sin(kr - \frac{l\pi}{2}) = \frac{1}{2} \left\{ e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})} - e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})} \right\} \quad (5.11)$$

Prvý člen v zátvorke reprezentuje zbiehavú sférickú vlnu (smerujúcu do centra zrážky) a druhý, rozbiehavú sférickú vlnu. Prítomnosť rozptylového centra modifikuje len vystupujúce sférické vlny. Preto radiálna časť vlnovej funkcie (5.8) pri $kr \gg 1$ bude mať tvar

$$R_l = \frac{i}{2} \left\{ e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})} - S_l e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})} \right\} \equiv \sin(kr - \frac{l\pi}{2}) + \frac{S_l - 1}{2i} \exp \left[i(kr - \frac{l\pi}{2}) \right] \quad (5.12)$$

koeficienty S_l , ktoré určujú pomer amplitúd rozbiehavých a zbiehavých vln, zodpovedajú orbitálnemu momentu. Dosadením (5.12) do (5.7) získame

$$\Psi(r) = \Psi_d(r) + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (5.13)$$

kde amplitúda rozptylu $f(\theta)$

$$f(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) (1 - S_l) \quad (5.14)$$

Elementy S_l sú komplexné čísla a v prípade len pružného rozptylu môžu byť vyjadrené cez reálne hodnoty fázového posunu (alebo fázy rozptylu)

$$S_l = \exp(2i \delta_l) \text{ alebo } S_l - 1 = 2i e^{i\delta_l} \sin \delta_l$$

Parameter δ_l vyjadruje rozdiel fáz parciálnych vln v prípade existencie rozptylového potenciálu, v porovnaní s prípadom, keď $V = 0$. Pokiaľ poznáme amplitúdu rozptylu, môžeme určiť diferencielny účinný prierez $d\sigma(\theta, \varphi) = |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left[\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - S_l) P_l(\cos \theta) \right]^2 \quad (5.15)$$

Tento výraz vedie obecné k nesymetrickej uhlovej distribúcii, lebo obsahuje interferenčné členy medzi rôznymi P_l . Naša úloha bude vyriešená, ak budeme môcť pre určitý rozptyľujúci potenciál udať faktory S_l .

Integrálny účinný prierez ľahko určíme, pretože z ortogonalít Legeandrových polynómov vyplýva

$$\int P_l P_l d\Omega = \frac{4\pi}{2l+1} \delta_{ll}$$

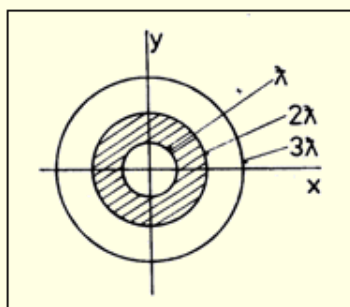
Po integrácii

$$\sigma_s = (\pi/k^2) \sum_l (2l+1) (1 - S_l)^2 = \sum_l \sigma_{Sl} \quad (5.16)$$

kde sme rozložili celkový účinný prierez rozptylu na súčet parciálnych prierezov rozptylu σ_{Sl}

$$\sigma_{Sl} = (\pi/k^2) (2l+1) (1 - S_l^2) = (\pi/k^2) (2l+1) T_l \quad (5.17)$$

kde $T_l = (1 - S_l^2)$ sú označované ako transmisné koeficienty.



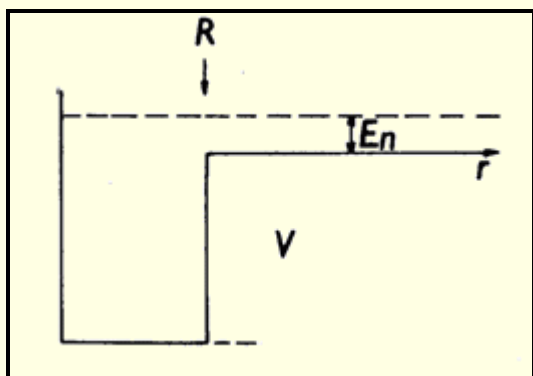
Obr.5.1.

Rozklad lúča kolmo dopadajúcich častíc do kruhových zón.

Účinný prierez je určovaný súborom čísel S_l , ktoré môžeme usporiadať do matice (S – matica). Naša úloha bude vyriešená, ak budeme môcť pre určitý rozptyľujúci potenciál udať faktory S_l (S-maticu). Všeobecne S_l sú komplexné čísla a obyčajne sa predstavujú v tvare $S_l = \eta_l \exp(2i\delta_l)$. V tomto výraze η_l je reálne číslo s hodnotami medzi $0 \leq \eta_l \leq 1$ a popisuje zmenšenie amplitúdy rozptýlenej vlny, ktoré môže nastať v prípade jadrovej reakcie, prispievajúcej k redukcii rozptýlených častíc. Pri úplnej absorpcii dopadajúcich častíc $\eta_l = 0$. Parameter $2\delta_l$ vyjadruje rozdiel fáz parciálnych vln v prípade existencie rozptyľového potenciálu, v porovnaní s prípadom, keď $V = 0$. Preto parameter δ_l voláme fázou rozptylu.

K fyzikálnej interpretácii výrazu (5.17) použijeme nasledujúcu úvahu. Nech zväzok častíc s vlnovou dĺžkou λ dopadá na jedno rozptyľové centrum (jadro) v smere kolmo na rovinu obr. 5.1. Častice budú prechádzať okolo jadra v rôznej vzdialenosti. Oblasť okolo jadra si rozdelíme na kruhové zóny s polermi $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$. Platí $p = \hbar k = \hbar/\lambda$. Častice dopadajúce vo vzdialenosti $b = \ell \lambda$ (ℓ – celé číslo) majú orbitálny moment hybnosti $p b = p \ell \lambda = \ell \hbar$. Podľa tohto klasického poňatia sa v ℓ -zóne pohybujú častice, ktorých orbitálny moment hybnosti leží medzi $\ell \hbar$ a $(\ell+1)\hbar$. Príslušný celkový účinný prierez je rovný odpovedajúcej ploche prstenca

$$\sigma_l = \pi (\ell+1)^2 \lambda^2 - \pi \ell^2 \lambda^2 = \pi (2\ell+1) \lambda^2 \quad (5.18)$$



Obr. 5.2. Aproximácia jadrového potenciálu v tvare pravouhlej jamy.

Na dosahu rozptyľujúceho potenciálu závisí, ktoré ℓ_{\max} vystupuje vo vzťahu (5.18). Ak porovnáme výsledok (5.18) s (5.17) vidíme, že presný postup viedol k zavedeniu korekčného faktora T_l , ktorý môžeme interpretovať ako pravdepodobnosť prekonania dopadajúcou časticou skoku potenciálu na hranici jadra.

Spomínali sme, že rozptyl pomalých neutrónov prebieha s dostatočnou pravdepodobnosťou len v stave s $\ell = 0$ (rozptyl s-neutrónov). Pretože $P_0 \equiv 0$, po dosadení (5.18) v (5.17) bude amplitúda rozptylu rovná

$$f_0 = \lambda \exp(i\delta_0) \sin \delta_0 \quad (5.19)$$

a

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = |f_0|^2 = \lambda^2 \sin^2 \delta_0 \quad (5.20)$$

pri danej energii je konštanta. Rozptyl je izotropný a celkový účinný prierez

$$\sigma_0 = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0 = 4\pi |f_0|^2 \quad (5.21)$$

dovoľuje použiť interpretáciu, že rozptylové centrum má tvar gule s polomerom f_0 . Hraničnú hodnotu $-f_0$ pre veľmi malé energie neutrónov označujeme ako **dĺžku rozptylu a** (►N_priloha 2).

5.3 Rozptyl neutrónov na protóne

Súvislosť medzi potenciálom a fázovým posunom si najlepšie ozrejníme na jednoduchom príklade. Uvažujme rozptyl s- neutrónov ($\ell = 0$) na príťažlivom sférickom potenciáli v tvare pravouhlej jamy (obr. 5.2) a nech energia relatívneho pohybu neutrónu (kinetická energia v T-sústave) E je omnoho menšia ako hĺbka potenciálovej jamy. Budeme uvažovať rozptyl s-vln (bude len jediný uhol δ_0). Dopadajúca vlna je na potenciálovom skoku vždy čiastočne odrazená (pružný rozptyl). Nájdeme vzťah medzi δ_0 a parametrami pravouhlého potenciálu. Pretože potenciál závisí len od r , nemusíme uvažovať uhlové závislosti vlnovej funkcie Ψ , ale len jej radiálnu časť $R(r)$ (5.8). Použijeme substitúciu $u(r) = r \Psi = r R(r)$ a s ohľadom na $\ell = 0$, môžeme Schrödingerovu rovnicu napísať v tvare

$$\ddot{u} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - v(r)]u = \ddot{u} + k^2 u = 0 \quad (5.22)$$

kde $k^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - v(r)]$. Druhý člen v rovnici (5.8) vypadol, lebo riešime prípad keď $\ell = 0$.

Použijeme známe riešenia Schrödingerovej rovnice pre $r < R$ a $r > R$ s podmienkou spojitosti oboch riešení v bode $r = R$.

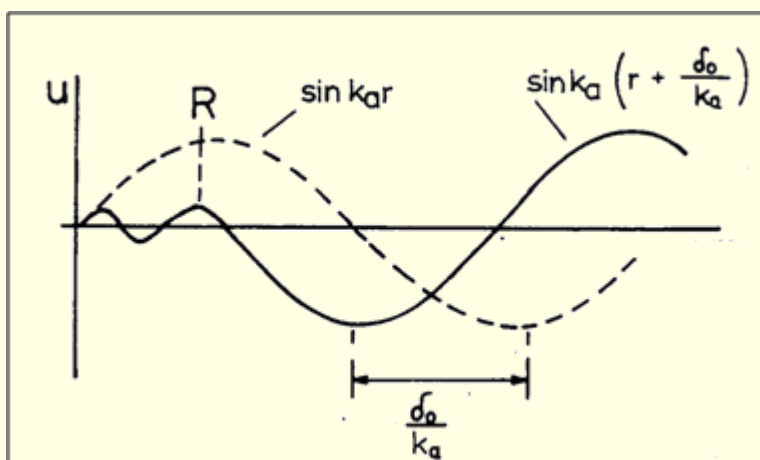
V oblasti $r < R$ bude $k_i = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E + V_0)}$ a riešenie rovnice má tvar

$$U_i = A \sin k_i r \quad (5.23)$$

Predpokladáme, že $E \ll V_0$.

V priestore mimo jadra $V(r) = 0$ a $k_a = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu E}$ a môžeme použiť vlnovú funkciu (5.12), v ktorej bude len jeden člen zodpovedajúci $\ell = 0$

$$u_t = r \Psi_t = \frac{i}{2k_a} [e^{-ik_a r} - e^{2i\delta_0} e^{ik_a r}] = \frac{1}{k_a} e^{i\delta_0} \sin(k_a r + \delta_0) = \frac{e^{i\delta_0}}{k_a} \sin k_a \left(r + \frac{\delta_0}{k_a} \right) \quad (5.24)$$



Obr. 5.3. Znáznornenie fázového posunu

Pre $r = R$ musí byť splnená podmienka $u_i = u_t$, a $u_i' = u_t'$, odkiaľ môžeme explicitne vypočítať δ_0

$$\delta_0 = -k_a R + \arctg\left(\frac{k_a}{k_i} \operatorname{tg} k_i R\right) \quad (5.25)$$

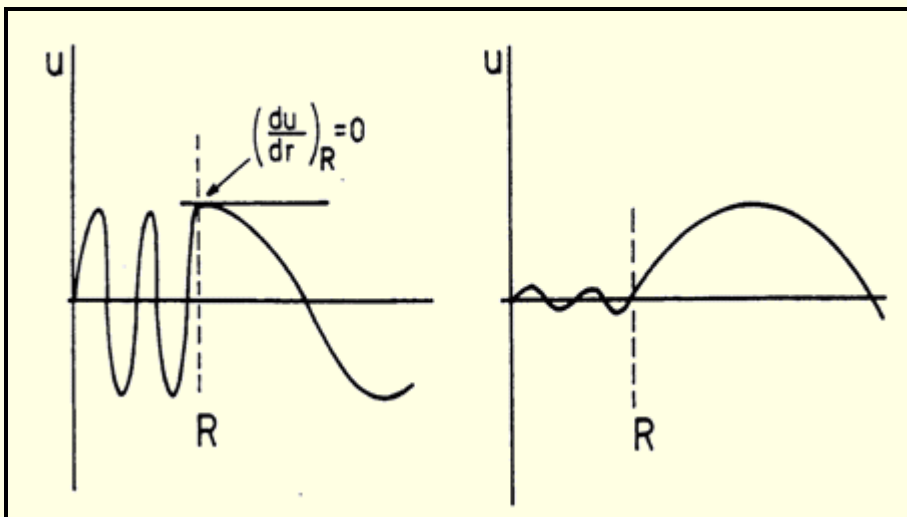
Vidíme, že δ_0 je určované polomerom pôsobenia jadrových síl R , energiou častice E (cez k_a) a hĺbkou potenciálovej jamy V (cez k_i). (Pri danej energii rovnaká hodnota δ_0 sa získava pri plytkej a širokej jame, alebo hlbokoj a úzkej jame. Variantov je nekonečne veľa a nevedú k jednoznačnému určeniu parametrov potenciálu. Neskôršie ukážeme, že jeden významný parameter – hĺbka potenciálovej jamy – môže byť jednoznačne určený z hodnoty tzv. silovej funkcie).

Na základe tohto príkladu môžeme názorne interpretovať δ_0 . Pre $\ell = 0$ je dopadajúca rovinná vlna rovná

$$U = r \Psi = \frac{i}{2k_a} (e^{-ik_a r} - e^{ik_a r}) = \frac{1}{k_a} \sin(k_a r) \quad (5.26)$$

To je riešenie pri "vypnutom" potenciáli. Pri "zapnutom" potenciáli dostaneme sínusovú vlnu posunutú na osi r o hodnotu δ_0/k_a (obr. 5.3). Toto fázové posunutie je nutné, aby sa funkcie mohli spojiť v bode $r = R$. Napojenie obidvoch riešení je závislé od energie dopadajúcej častice (cez k_a). Niekedy má vlna vo vnútri potenciálovej jamy obzvlášť veľkú amplitúdu, vtedy hovoríme o rezonančnom rozptyle, inokedy k napojeniu dôjde v blízkosti prechodu sínusovej funkcie nulou (obr. 5.4) a dopadajúca vlna prakticky nepreniká do vnútra jadra. Hovoríme o potenciálovom rozptyle. Účinný prierez rozptylu, úmerný $\sin^2 \delta_0$, bude obzvlášť veľký v prípade rezonančného rozptylu, lebo ako je zrejmé z obr. 5.4 medzi potenciálovým a rezonančným rozptylom, je fázové posunutie $\pi/2$. Z obr. 5.4 je taktiež zrejmé, že v prípade rezonančného rozptylu dotyčnica v bode $r = R$ je vodorovná ($u' = 0$). O tento fakt sa budeme opierať pri odvodzovaní Breit-Wignerovho vzorca.

Zo vzťahu (5.25) vyplýva, že ak $k_a \rightarrow 0$ aj $\delta_0 \rightarrow 0$. Takže pre tento limitný prípad amplitúda rozptylu vo vzťahu (5.21) môže byť zapísaná v tvare



Obr. 5.4. Prispôsobenie vlnovej funkcie na okraji potenciálu (vľavo v prípade rezonančného rozptylu, vpravo, v prípade potenciálového rozptylu).

$$f_0 = \frac{e^{i\delta_0}}{k_a} \sin \delta_0 \cong \frac{\delta_0}{k_a} = -a \quad (5.27)$$

Zápornú hodnotu limity sme označili symbolom a , nazývame ju **dĺžkou rozptylu** (►N_priloha 2). Je to často používaná veličina v teórii rozptylu, znamienko a absolútna hodnota nám poskytuje informáciu o charaktere a veličine potenciálu medzi rozptyľujúcimi časticami.

5.4 Jadrové reakcie (nepružné procesy)

Pri interakcii neutrónov s atómovými jadrami okrem pružného rozptylu prebiehajú s väčšou alebo menšou pravdepodobnosťou aj jadrové reakcie. Pod pojem nepružné procesy zahrňujeme všetky procesy s výnimkou pružného rozptylu. Pri výskyte len pružného rozptylu je integrál $\int j d\Omega = 0$, lebo do sféry obklopujúcej rozptylové centrum vstupuje toľko častíc, koľko vystupuje. Ak prebiehajú reakcie (pri nepružnom rozptyle sa menia kvantové charakteristiky častíc vo vstupnom a výstupnom kanále, čím sa odlišujú od pružného rozptylu) vznikne nenulový prúd. Účinný prierez rozptylu je spätý s hustotou toku rozptýlených častíc j_s vzťahom $\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{j_s r^2}{j_d}$. Pre výpočet

účinného prierezu nepružných procesov musíme vychádzať z celkovej hustoty prúdu j_t , ktorej prísluší ψ_t . Potom

$$\sigma_r = \frac{1}{j_d} \int j_t \cdot r^2 d\omega$$

kde j_t spočítame podľa známeho kvantovo-mechanického výrazu pre hustotu toku častíc

$$j = \frac{\hbar^2}{2im} [\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*]$$

ako výsledok dostávame

$$\sigma_r = (\pi/k^2) \sum_l (2l+1) (1 - |S_l|^2) = \sum \sigma_{r, l} \quad (5.28)$$

Pre účinný prierez rozptylu sme získali $\sigma_s = (\pi/k^2) \sum_l (2l+1)(1-S_l)^2$. Maximálna hodnota σ_r sa dosahuje pri hodnote $|S_l| = \eta_l = 0$. Pre σ_s pri hodnote $S_l = -1$, vtedy $\sigma_s = 4\sigma_r$ čo objasňujeme interferenciou medzi vstupnou a výstupnou vlnou, kedy amplitúda sa zdvojnásobí a účinný prierez vzrastie 4-krát.

5.5 Breit-Wignerov vzorec

Základná úloha teórie rozptylu spočíva v tom, aby sme spojili maticu rozptylu s fyzikálnymi charakteristikami jadra a rozptýlených častíc. V princípe je možné určiť maticu rozptylu, ak poznáme vlnové funkcie popisujúce stav jadra a potenciál interakcie medzi časticou s nukleónmi jadra. Praktickému riešeniu bráni v súčasnej dobe neznalosť vlnových funkcií zložitých mnohonukleónových sústav, akými sú atómové jadrá a komplikovaný matematický aparát. Používajú sa rôzne značne zjednodušené modelové predstavy, na základe ktorých je možné určiť napr. energetickú závislosť účinných prierezov rozptylu a reakcií.

Začnime z jednoduchej predstavy o jadre ako o oblasti, kde pôsobia jadrové sily. Nech táto oblasť je ohraničená sférickým povrchom s polomerom R , s ostrým rozhraním od oblasti, kde vplyv jadrových síl je zanedbateľný. Budeme uvažovať interakciu pomalých neutrónov ($l = 0$) s jadrami. Kvôli zjednodušeniu zápisu, označíme S_0 ako S . Ak poznáme S , môžeme určiť

$$\sigma_s = \pi/k^2 |1 - S|^2$$

a

$$\sigma_r = \pi/k^2 (1 - |S|^2)$$

Vlnová funkcia Ψ popisujúca pohyb neutrónu vo vonkajšej oblasti má tvar

$$r \psi = u = \frac{1}{2k} (e^{-ikr} - S e^{ikr}) \quad (5.29)$$

Z hraničnej podmienky pri $r \rightarrow \infty$ vyplýva, že $|S| \leq 1$. V prípade pružného rozptylu $|S| = 1$ a vtedy δ je reálne číslo. Je logické požadovať splnenie podmienky spojitosti v bode R pre vnútornú a vonkajšiu vlnovú funkciu ako aj pre ich prvé derivácie. Obe podmienky môžeme spojiť do jednej, ak požadujeme, aby funkcia $\frac{\dot{u}}{u}$ v bode $r = R$ bola spojitá. Je účelné definovať na okraji jadra funkciu f , ktorá sa nazýva logaritmickej derivácia takto

$$f = \left\{ R \frac{d(r\psi)}{dr} \right\}_{r=R} = R \left\{ \frac{d \ln u(r)}{dr} \right\}_{r=R} = -ix \frac{1 + Se^{2ix}}{1 - Se^{2ix}}, \quad (5.30)$$

kde $x = kR$.

Odkiaľ

$$S = -e^{-2ix} \frac{x - if}{x + if}. \quad (5.31)$$

Vzhľadom k podmienke spojitosti je f jednoznačne určená pomermi vo vnútri jadra (pokiaľ rozohranie je ostré, vonkajšia vlnová funkcia na hranici jadra je jednoznačne závislá od vnútornej vlnovej funkcie). Ak je splnená podmienka $|S|=1$, tak f je reálna funkcia. Dosadením (5.31) do $\sigma_s = \pi/k^2 |1 - S|^2$ dostávame

$$\sigma_s = \frac{\pi}{k^2} \left| \frac{-2ix}{f - ix} + e^{ix} \sin x \right|^2 = \frac{\pi}{k^2} |A_r + A_{\text{pot}}|^2 \quad (5.32)$$

Ozrejmime si fyzikálny význam A_r a A_{pot} . Prvý člen obsahuje logaritmickú deriváciu a maximálna hodnota účinného prierezu je keď $f = 0$ (rezonancia). Preto sa nazýva rezonančným členom.

V dôsledku spojitosti vonkajšej a vnútornej vlnovej funkcie hodnoty $f_i = 0$ súvisia s vnútornou štruktúrou jadra.

Druhý člen sme označili ako amplitúdu potenciálového rozptylu, pretože veličina účinného prierezu závisí len od polomeru jadra R . Skutočne

$$\sigma_s^{\text{pot}} = \frac{4\pi}{k^2} |A_{\text{pot}}|^2 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 kR = 4\pi R^2 \quad (5.33)$$

Pri nekonečne hlbokoj potenciálovej jame (názorne to môžeme interpretovať ako rozptyl na pružnej guli s polomerom R), vlnová funkcia sa úplne odráža od hranice jadra a potom v bode $r = R$ vlnová funkcia $u(r) = 0$. Podľa (5.30) potom $f \rightarrow \infty$ a $A_{\text{rez}} = 0$. Do účinného prierezu rozptylu prispieva len A_{pot} .

Keď pri interakcii neutrónov s jadrom sú indukované aj jadrové reakcie, tak časť vlny je absorbovaná jadrom a $|S| < 1$. Vo všeobecnosti logaritmická derivácia je komplexnou funkciou, ktorú môžeme vyjadriť ako $f = f_0 + ih$.

Dosadením do (5.31) dostávame

$$S = -e^{-2ix} \frac{(x-h) - if_0}{(x+h) + if_0} \quad (5.34)$$

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \frac{4xh}{(x+h)^2 + f_0^2} \quad (5.35)$$

$$\sigma_s = \frac{4\pi}{k^2} \left[\frac{x}{i(x+h) - f_0} + e^{ix} \sin x \right]^2 \quad (5.36)$$

Ako sme spomínali, pri rezonančnej energii E_r logaritmická derivácia $f(E_r) = 0$. Aby sme mohli popísať zmenu σ od energie v okolí rezonancie rozložíme funkciu do mocninového radu podľa $(E - E_r)$ a ohraničíme sa len lineárnym členom

$$f_0(E) = f(E_r) + \left(\frac{df}{dE} \right)_{E_r} (E - E_r) \dots \approx \left(\frac{df_0}{dE} \right)_{E=E_r} (E - E_r) \quad (5.37)$$

Ak zavedieme označenie $\Gamma_s = -\frac{2x}{\left(\frac{df_0}{dE}\right)_{E=E_r}}$ (5.38)

a $\Gamma_r = -\frac{2h}{\left(\frac{df_0}{dE}\right)_{E=E_r}}$ (5.39)

dostávame Bright-Wignerov vzorec, popisujúci zmenu účinného prierezu rozptylu a jadrových reakcií v okolí izolovanej rezonancie (značili sme $\Gamma = \Gamma_s + \Gamma_r$)

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_r \Gamma_s}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (5.40)$$

$$\sigma_s = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_s^2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} + 4\pi R^2 - \frac{4\pi R}{k} \frac{\Gamma_s (E_r - E)}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (5.41)$$

Skutočne, pri energii rovnkej hodnote E_r , ktorú označujeme ako rezonančnú energiu, účinný prierez dosahuje maximálnu hodnotu $\sigma_{s \max}^r$ a pri energii odlišujúcej sa od E_r o hodnotu $\Gamma / 2$ účinný prierez klesá na polovičnú hodnotu v porovnaní s maximom $\sigma_s = \frac{1}{2} \sigma_{s \max}^r$. Preto môžeme povedať, že šírka rezonancie na polovičnej výške od maxima je rovná Γ .

V okolí izolovanej rezonancie do účinného prierezu rozptylu dominantný vklad dáva prvý (rezonančný) člen. Skutočne, celkový účinný prierez σ_t

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_s (\Gamma_n + \Gamma_r)}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_s \Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (5.42)$$

Nech v danej rezonancii prevláda pružný rozptyl a vklad nepružných procesov je malý. Vtedy $\Gamma \sim \Gamma_s$ a maximálna hodnota

$$\sigma_t^{\max} = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_s^2}{\Gamma^2} \approx 4\pi \lambda^2 \quad (5.43)$$

Pre pomalé neutróny platí $\lambda \gg R$, tak vidíme, že v rezonanciách účinný prierez mnohonásobne prevyšuje hodnotu, ktorá sa pozoruje v oblasti vzdalenej od rezonancie ($\sigma_s^p = 4\pi R^2$). Táto veličina je známa z klasickej mechaniky a popisuje rozptyl pružnej gule na pružnom jadre a nazýva sa potenciálový rozptyl. Jeho veličina nezávisí od energie zrážajúcich sa častíc. Veličina Γ_s sa nazýva časticovou šírkou, odpovedajúcou pružnému rozptylu častíc vo vstupnom kanále. V neutrónovej fyzike sa prijal názov neutrónová šírka a označuje sa Γ_n , preto v ďalších častiach budeme používať toto označenie. Platí $\Gamma_n = \Gamma_s$. Časticová šírka Γ_n určovaná výrazmi (5.38) a (5.39) môže byť vyjadrená ako súčin dvoch faktorov $\Gamma_s = 2k\gamma^2$. Prvý $2k$ závisí len od energie relatívneho pohybu neutrónu a jadra a druhý činiteľ

$$\gamma^2 = -\frac{R}{\left(\frac{df_0}{dE}\right)_{E=E_r}} \quad (5.44)$$

závisí od vnútornej štruktúry jadra a nazýva sa redukovanou časticovou (neutrónovou) šírkou. Časticová šírka rastie úmerne s energiou.

Veličina Γ_r sa nazýva reakčná šírka, určuje pravdepodobnosť premeny zloženého jadra všetkými možnými spôsobmi (kanálmi) s výnimkou pružného rozptylu.

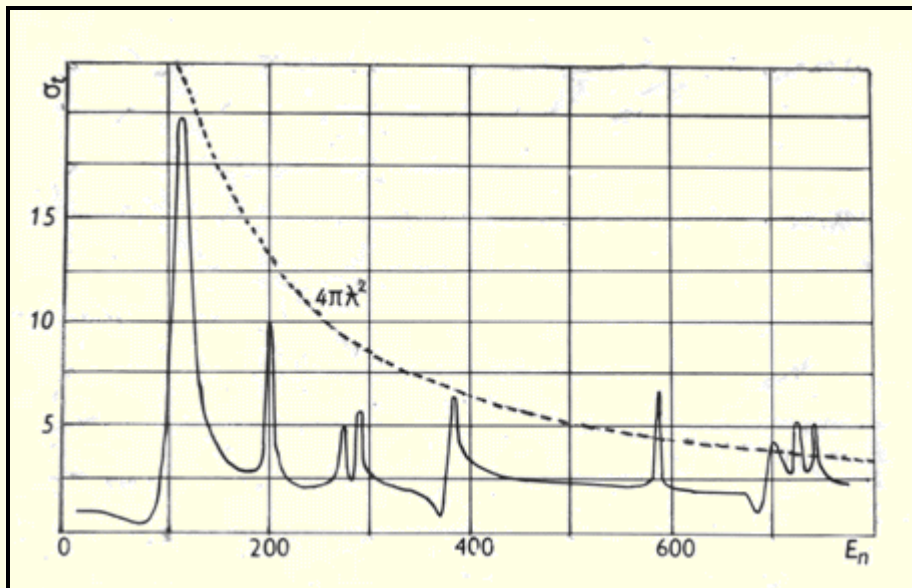
Celkový účinný prierez $\sigma_t = \sigma_n + \sigma_r$ si môžeme predstaviť ako sumu účinného prierezu rozptylu a sumy parciálnych účinných prierezov reakcií $\sum \sigma_{ri}$

$$\sigma_t = \sigma_n + \sigma_r = \sigma_n + \sum \sigma_{ri} = \sum \sigma_i \quad (5.45)$$

Potom v oblasti rezonancie účinný prierez i-procesu môžeme vyjadriť nasledovne

$$\sigma_i = \sigma_c \frac{\Gamma_i}{\Gamma} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \cdot \frac{\Gamma_i}{\Gamma} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_i}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (5.46)$$

$$\text{kde } \sigma_c = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (5.47)$$



Obr. 5.5. Zmena totálneho účinného prierezu pre nuklid ^{32}S od kinetickej energie neutrónov (keV).

môžeme interpretovať ako pravdepodobnosť vytvorenia zloženého jadra a (Γ_i/Γ) ako pravdepodobnosť premeny zloženého jadra i-tým kanálom. Z toho vyplýva, že ak poznáme hodnoty Γ_i a Γ môžeme určiť účinný prierez i-procesu.

Parametre, ktoré vchádzajú do Breit-Wignerovho vzorca (Γ_n , Γ_t , Γ_{ri} , E_r) sa považujú za empirické, pretože teória nie je schopná určiť ich hodnoty. Teória popisuje len všeobecnú závislosť účinných prierezov od energie. Stanovenie týchto hodnôt je cieľom neutrónovej spektroskopie.

Účinný prierez rozptylu je určovaný štvorcem sumy amplitúd rezonančného a potenciálového rozptylu (5.32). Medzi rezonančným a potenciálovým rozptylom sa pozoruje interferencia. Táto skutočnosť je odzrkadlená v treťom, tzv. interferenčnom člene vo výraze (5.41), ktorý spôsobuje, že rezonančná krivka nie je symetrická; v oblasti $E < E_r$ sa v závislosti $\sigma_n(E)$ pozoruje minimum. Názorne to ilustruje obr. 5.5, kde je závislosť $\sigma_t(E)$ pre nuklid ^{32}S , pre ktorý platí podmienka $\sigma_t \approx \sigma_n$.

Štatistický faktor

Breit-Wignerov vzorec sme odvodili pre rozptyl bezspinových častíc. Blatt aj Weisskopf ukázali, že uvedené vzťahy platia aj pre spinové častice, ak sa vynásobia korekčným faktorom

$$g = \frac{2J+1}{(2S+1)(2I+1)} \quad (5.48)$$

Je to štatistický faktor, ktorý vyjadruje pravdepodobnosť toho, že spin neutrónu s a spin terčového jadra I budú orientované tak, aby dali hodnotu spinu zloženého jadra J . Realizovať sa však budú len také stavy zloženého jadra, ktoré vyhovujú zákonom zachovania momentu hybnosti a parity.

Podrobné odvedenie štatistického faktoru nájde čitateľ v kap. (Š. Šáro: Úvod do fyziky jadrových reakcií).

Filtrované zväzky neutrónov

V niektorých prípadoch minimum v účinnom priereze je veľmi výrazné, čo sa využíva na získanie tzv. filtrovaných zväzkov neutrónov.

Stacionárne neutrónové zdroje reaktorového typu poskytujú neutróny v širokom energetickom spektre. Ak do dráhy neutrónového zväzku umiestnime dostatočne hrubý filter (ako materiál sa používa skandium, kremík, železo a iné), tak zo zväzku budú vyvedené neutróny všetkých energií, s výnimkou neutrónov, ktoré majú energiu v oblasti minima. Týmto spôsobom sa získavajú neutrónové zväzky s energiou 2 keV s použitím Sc-filtra, 24,5 keV s použitím Fe-filtra a 144 keV s použitím Si-filtra. Konštrukčne filtre sú usporiadané tak, že okrem základného materiálu, napr. Sc o hrúbke 300 mm obsahujú ďalšie tenšie vrstvy z takých materiálov ako Al, S, V, Ti a Co, ktoré potláčajú neutróny s energiou odlišnou od základnej skupiny.

5.6 Výpočet účinných prierezov na základe jednoduchých predstáv o stavbe jadra

Vypočítame účinný prierez pružného rozptylu a reakcie pre neutróny s vlnovou dĺžkou λ značne menšou ako polomer jadra R . Budeme predpokladať, že každý neutrón, ktorý dopadol na jadro, je ním pohltý. (Model absolútne "čierneho" jadra). Pretože $\lambda \ll R$, môžeme použiť kvaziklasické priblíženie. S jadrom budú interagovať len tie neutróny, ktorých orbitálny moment $l \ll kR = R/\lambda$. Matica rozptylu neutrónov "čiernym" jadrom s polomerom R bude rovná

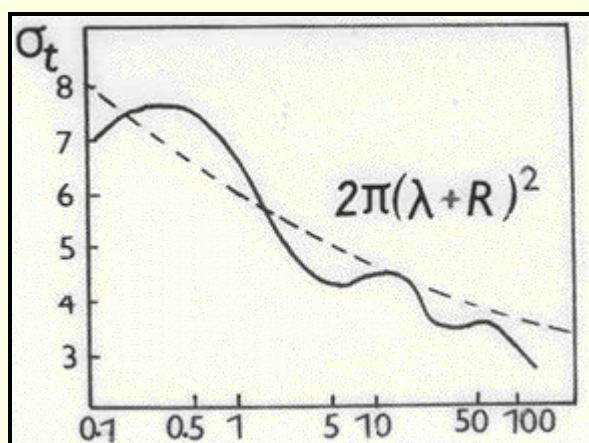
$$S_l = \begin{cases} 0, \dots, \text{ak} \dots l \leq kR \\ 1, \dots, \text{ak} \dots l \geq kR \end{cases} \quad (5.49)$$

Z (5.16) a (5.28) vyplýva

$$\sigma_n = \sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{l=kR} (2l+1) = \pi \lambda^2 (kR+1)^2 = \pi (R+\lambda)^2 \quad (5.50)$$

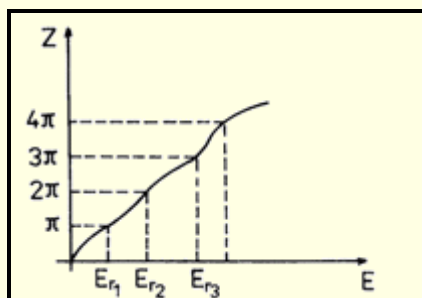
Celkový účinný prierez $\sigma_t = \sigma_n + \sigma_r = 2\pi (R+\lambda)^2$ sa ľahko určuje meraním tzv. **transparentie**. Výsledky meraní potvrdili pokles σ_t s rastom energie neutrónov a ako ukazuje experiment pri $E \approx 50$ MeV sa blíži k asymptotickej hodnote $2\pi R^2$. Týmto spôsobom boli zmerané polomery jadier. Analýzou experimentálnych výsledkov bola získaná závislosť R od nukleónového čísla A v tvare

$$R = (1,37 A^{1/3} + 1,3)10^{-15} \text{ [m]} \quad (5.51)$$



Obr.5.6

Zmena transparentie neutrónov na Cd od energie neutrónov (MeV).



Obr.5. 7. Aproximácia funkcie Z(E)

Experimentálne výsledky celkom nepotvrdili záver, že $\Gamma_n = \Gamma_r$, ani monotónne klesanie σ_t pri raste E . Ilustruje to obr. 5.6, kde je závislosť $\sigma_t(E)$ pre Cd v intervale energií 0,1 - 100 MeV. Vidieť, že v tejto závislosti sa pozorujú oscilácie, ktoré vyvracajú domnienku o jadre ako nepriezračnej prekážke. Tieto oscilácie objasňuje optický model jadra.

Teraz sa budeme zaoberať druhým extrémnym prípadom, keď s jadrom interaguje neutrón s takou malou energiou, že sú zatvorené všetky kanály okrem pružného rozptylu. Potom vlnová funkcia bude superpozíciou zbiehavej a rozbiehavej vlny, ktorej fáza je posunutá o veličinu δ .

$$r\psi = e^{-ik_i r} + e^{i(k_i r + 2\delta)} = 2e^{i\delta} \cos(k_i r + \delta) \quad (5.52)$$

Logaritmickej derivácie bude mať len reálnu časť

$$f_0 = -X \operatorname{tg}(X + \delta) \quad (5.53)$$

Argument tangensu $Z(E) = (X + \delta)$ je funkciou energie relatívneho pohybu neutrónu a jadra. Nulové hodnoty logaritmickej derivácie zodpovedajú rezonančným energiám a dosahujú sa vtedy, keď $Z(E) = n\pi$, kde n - je celé číslo. Predpokladajme, že funkcia $Z(E)$ vzrastá monotónne a má tvar podobný ako na obr. 5.7. V okolí rezonančnej hodnoty E_r budeme aproximovať $Z(E)$ lineárnou funkciou

$$Z(E) = \frac{\pi}{D}(E - E_r) \quad (5.54)$$

kde

$$\frac{\pi}{D} = \left\{ \frac{\partial Z(E)}{\partial E} \right\}_{E=E_r} \quad (5.55)$$

Za veličinu D môžeme považovať strednú vzdialenosť medzi rezonančnými hladinami s rovnakým spinom a paritou, ktoré sú excitované neutrónmi. Dosadením (5.54) do (5.53) určíme

$$f_0 = -k_i R \cdot \operatorname{tg} \frac{\pi}{D}(E - E_r) \quad (5.56)$$

a ak v malej oblasti energií zanedbáme závislosť k_i od energie, tak dosadením do (5.38) a (5.39) určíme neutrónovú šírku

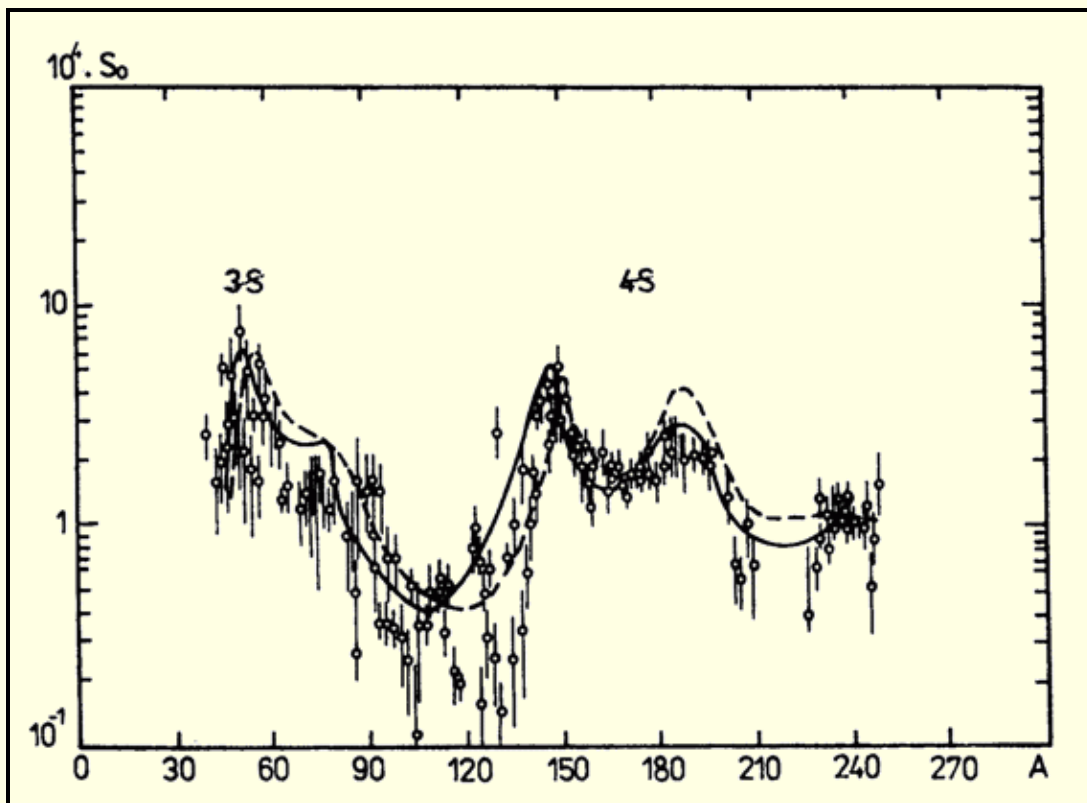
$$\Gamma_n = \frac{2kD}{\pi k_i} = \frac{D}{2\pi} \cdot \frac{4k}{k_i} = \frac{D}{2\pi} \cdot T \quad (5.57)$$

odkiaľ vyplýva, že $\gamma^2 = D/\pi k_i$. Aby bolo možné jednotlivé rezonancie odlíšiť, musí byť splnená podmienka $\Gamma_n \ll D$, čo je rovnocenné požiadavke, že $k \ll k_i$. Pre pomalé neutróny je táto podmienka splnená. Dosadením konkrétnych hodnôt za k a k_i do (5.57) dostaneme

$$\Gamma_n = \frac{4}{2\pi} \cdot \frac{1}{|V|^{1/2}} \cdot E^{1/2} D = S E^{1/2} D \quad (5.58)$$

kde S zahŕňa len vnútorné charakteristiky jadra a nazýva sa silová funkcia. Pretože pomalé neutróny interagujú len s $\ell = 0$, uvedená silová funkcia sa nazýva silová funkcia pre s-neutróny. Vidíme, že Γ_n vzrastá so zväčšovaním E . Aby sa vylúčila táto energetická závislosť, v neutrónovej fyzike sa používa redukovaná neutrónová šírka rovná

$$\Gamma_n^0 = \frac{\Gamma_n}{E^{1/2}} \quad (5.59)$$



Obr. 5.8. Neutrónová silová funkcia v závislosti od hmotnostného čísla A . Parameter optického potenciálu $V = -43,5\text{MeV}$ pre /- - - -/ a od $V_0 = -41,5\text{MeV}$ pre /——/.

Experimenty závislosť $\Gamma_n \approx E^{1/2}$ všeobecne potvrdzujú, no medzi Γ_n^0 jednotlivých rezonancií toho istého nuklidu sa pozorujú veľké fluktuácie. Ukazuje sa, že redukované neutrónové šírky sa podrobujú tzv. Porterovmu-Thomasovmu rozdeleniu.

Silová funkcia je jedna z dôležitých charakteristík jadier a jej závislosť od A je na obr. 5.8. Experimentálne sa určuje podľa vzťahu (5.58), t.j.

$$S = \frac{\Gamma_n}{E^{1/2}D} = \frac{\Gamma_n^0}{D} = \frac{4}{2\pi} \cdot \frac{1}{|V|^{1/2}} \quad /5.60/$$

Za hodnotu D sa prijíma stredná vzdialenosť medzi rezonanciami s rovnakými kvantovými charakteristikami a pre hodnotu Γ_n^0 sa berie stredná hodnota všetkých zmeraných rezonancií. Ako vidieť z obr.5.8 za strednú hodnotu silovej funkcie môžeme prijať veličinu $1 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^{-1/2}$. Zo vzťahu (5.61) vyplýva, že hĺbka potenciálovej jamy v jadrách je $V \approx 42 \text{ MeV}$. Závislosť silovej funkcie od A uspokojivo vysvetľuje optický model jadra.

Fyzikálny význam silovej funkcie najlepšie ozrejmuje vzťah (5.57), odkiaľ

$$T = 2\pi \frac{\Gamma_n}{D} = 2\pi \cdot S \cdot E^{1/2} \quad (5.61)$$

Transmisný koeficient, normovaný na jednotkový interval energie, je úmerný silovej funkcii.

5.7 Zákon $1/v$

Pre pomalé neutróny sú najpravdepodobnejšie dva procesy - pružný rozptyl a radiačný záchyt. Preto celková šírka bude $\Gamma_t = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$. Použijeme Breit-Wignerov vzorec (5.46)

$$\sigma(n, i) = \frac{\pi}{k_i^2} \frac{g\Gamma_n \cdot \Gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \cdot \frac{\Gamma_i}{\Gamma} = \sigma_c \cdot \frac{\Gamma_i}{\Gamma} \quad (5.62)$$

a určíme maximálnu hodnotu σ_t v rezonancii

$$\sigma_{t\max} = \sigma_{n\max} + \sigma_{\gamma\max} = 4\pi\lambda^2 \cdot \frac{g\Gamma_n(\Gamma_n + \Gamma_\gamma)}{\Gamma^2} = 4\pi\lambda^2 \frac{g\Gamma_n}{\Gamma} \quad (5.63)$$

Vidíme, že sa určuje len pomerom neutrónovej a celkovej šírky.

Pri excitačnej energii okolo 8 MeV je pre stredné jadrá hodnota $\Gamma_\gamma \approx 0,1$ eV, čo zodpovedá strednému času života zloženého jadra $\tau_c = \frac{\hbar}{\Gamma_\gamma} = 10^{-14}$ s. Γ_γ sa prakticky nemení s energiou

neutrónov a veľmi málo závisí aj od A . Na druhej strane $\Gamma_n \sim E^{1/2}$ a pri $E < 1$ eV pre väčšinu prvkov $\Gamma_n < \Gamma_\gamma$.

Pri $E \ll 1$ eV je vlnová dĺžka porovnateľná so vzdialenosťou medzi atómami v kryštáloch. Vznikajú efekty interferencie a difrakcie. Týmito procesmi sa budeme zaoberať v podkapitole 9. Interferenčné efekty zatiaľ zanedbáme. V oblasti $E \ll 1$ eV bude $\Gamma_t \sim \Gamma_\gamma$ a celkový účinný prierez v tejto oblasti bude závisieť od polohy najnižšej rezonancie. Keď je poloha najnižšej rezonancie v oblasti $E_r > 1$ eV bude

$$\sigma_t = \sigma_n + \sigma_\gamma \cong \sigma_\gamma = \pi\lambda^2 g \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma}{E_r^2} = c \frac{1}{v^2} v = c \frac{1}{v} \quad (5.64)$$

kde sme zanedbali Γ v porovnaní s E_r ($E_r > 1$) a použili závislosť $\lambda \sim 1/v$ a $\Gamma_n \sim E^{1/2} \sim v$.

Vidíme, že účinný prierez vzrastá so znižovaním energie (alebo rýchlosti) neutrónov. Zákon $1/v$ pre účinný prierez absorpcie neutrónov môžu narušovať rezonancie, ktoré sú v bezprostrednej blízkosti $E = 0$. Často sú tzv. záporné rezonancie, t.j. vzbudené stavy zloženého jadra, ktoré majú menšiu energiu ako je väzbová energia neutrónu v zloženom jadre.

V prípade, že je poloha najnižšej rezonancie v oblasti $E \gg 1$ eV, bude v uvažovanej oblasti ($E \ll 1$ eV)

$$\sigma_\gamma = \pi\lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{E_r} \approx 0$$

$$a \quad \sigma_t = \sigma_n + \sigma_\gamma \approx \sigma_n^p = 4\pi R^2$$

t.j. bude rovný účinnému prierezu potenciálového rozptylu, ktorý pre pomalé neutróny nezávisí od E . Takýto charakter zmeny účinného prierezu majú nuklidy D, ^4He , ^9Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al , Mg a Si.

5.8 Vzdialenosť medzi hladinami

Polohy rezonancií pozorované v experimente zodpovedajú stavom zloženého jadra s energiou excitácie $W = \varepsilon_n + E_r$, kde ε_n je energia, ktorú prináša do zloženého jadra neutrón nulovej energie a je rovná separačnej energii neutrónu v zloženom jadre. Energetická šírka rezonancie zodpovedá šírke hladín Γ_t , vzdialenosť medzi rezonanciami zodpovedá vzdialenosti hladín v zloženom jadre. E_r je energia neutrónu v ťažiskovom súradnicovom systéme.

Šírku rezonančnej krivky charakterizuje veličina Γ_t , ktorá je úmerná reálnej časti logaritmickej derivácie vlnovej funkcie na povrchu jadra (5.38, 5.39). Ak urobíme konkrétny výpočet s použitím pravouhlého potenciálu V o hĺbke ~ 50 MeV a za predpokladu, že dopadajúci neutrón má malú energiu ($E \ll V$), tak zistíme, že Γ_t je rádovo 1 MeV. Rezonancie tohto typu označujeme ako jednočasticové rezonancie a ich šírku označíme Γ_e .

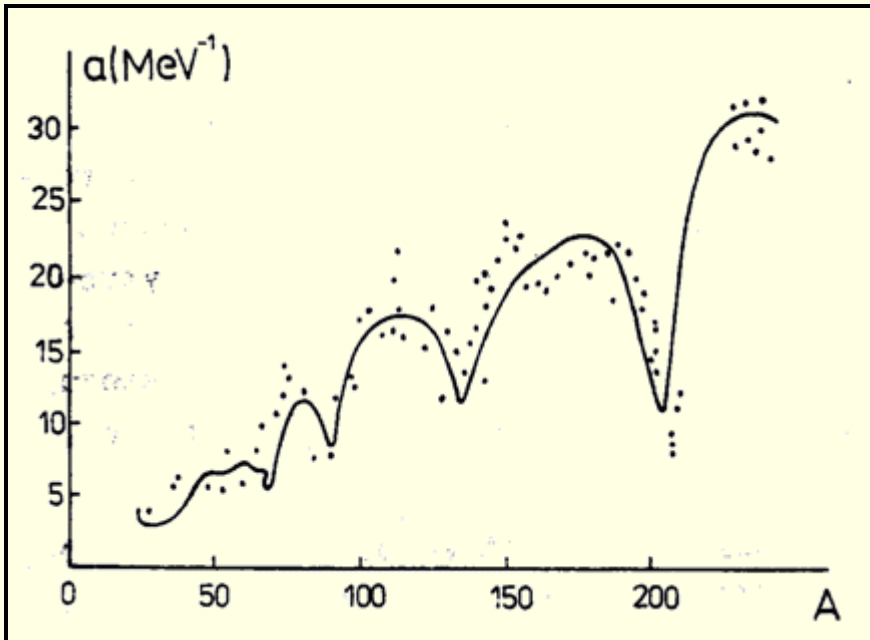
V experimentoch s pomalými neutrónmi však pozorujeme rezonancie so šírkou 0,01 - 10 eV. Príčina rozporu spočíva v tom, že sme zanedbali vzájomnú interakciu medzi nukleónmi v jadre a dopadajúcou časticou. Jadro v základnom stave sa skladá z A nukleónov (ich súradnice označíme x_i), k nim v reakcii pripojíme ďalšiu časticu so súradnicami x_c . Vlnovú funkciu Ψ môžeme vypočítať zo Schrödingerovej rovnice

$\hat{H}\psi = E\psi$, kde hamiltonián

$$H = H_{x_i} + E(r) + \sum_{i=1}^A V_i(x_i, x_{\zeta}) = H_{x_i} + E(r) + V_{opt} + \left[\sum_{i=1}^A V_i(x_i, x_{\zeta}) - V_{opt} \right] =$$

$$= H_{x_i} + E(r) + V_{opt} + V_{rest}$$

H_x je Hamiltonova funkcia terčového jadra a $E(r)$ je kinetická energia dopadajúcej častice. Ďalej H obsahuje súčet cez párové interakcie nukleón-nukleón medzi nukleónmi terčového jadra a dopadajúcou časticou. Na pravej strane rovnice sme zaviedli stredný potenciál V_{opt} a zvyškové interakcie v hranatých zátvorkách. Bez zvyškových interakcií by dopadajúca častica skutočne vytvorila jednočasticový stav o šírke Γ_{ζ} v potenciáli V_{opt} , ktorý pochádza od A nukleónov. Zvyškové interakcie spôsobia rozštiepenie jednočasticového stavu na veľký počet jednotlivých hladín. Jednoduchým spôsobom ohodnotíme ich počet.



Obr. 5.9. Závislosť parametra hustoty hladín v jadrách s rôznym hmotnostným číslom. Najmenšia hustota hladín je pre nuklidy blízke k magickým číslam.

Predpokladáme pohyb častíc v self-konzistentnom strednom poli V_{opt} . Môžeme použiť jednočasticové funkcie, ich súčin vytvára vlnovú funkciu jadra. Ďalej predpokladáme, že spektrá všetkých častíc sú totožné, vytvárajú rad rovnako vzdialených hladín o hodnotu D . Máme A častíc. Energiu excitácie W môžeme zapísať v tvare

$$W = \sum_{i=1}^A n_i D \quad (5.65)$$

kde n_i sú celé čísla, ukazujúce, na ktorej z hladín vlastného spektra sa nachádza každá častica, t.j. daná energia W môže byť realizovaná takým počtom spôsobov, akým môžeme získať zo sumy celých čísiel dané celé číslo. Preto stav s energiou excitácie W je silne degenerovaný, so stupňom degenerácie rovným počtu spôsobov, akým sa realizuje daná suma. Riešenie tejto kombinatorickej úlohy (v asymptotickom priblížení) vedie k vzťahu

$$\rho(n) = \frac{1}{4\sqrt{3n}} e^{\pi\sqrt{2/3n}} \quad (5.66)$$

Konkrétne, nech $D = 2 \cdot 10^5$ eV a $W = 8$ MeV. Potom $n = 8 \cdot 10^6 / 2 \cdot 10^5 = 40$. Číslo 40 má $\rho(n) = 4 \cdot 10^4$. Ak zvyškové interakcie spôsobia rozštiepenie hladiny na $4 \cdot 10^4$ podhladin, tak vzdialenosť medzi nimi bude

$$\Delta = \frac{D}{\rho(n)} = \frac{2 \cdot 10^5 \text{ eV}}{4 \cdot 10^4} = 5 \text{ eV}$$

Tieto stavy, na vytvorení ktorých sa podieľa mnoho nukleónov jadra terčika, nazývame **zloženými** stavmi.

Vzťah (5.66) upravíme nasledovne

$$\rho(n) \approx \exp\left(2\sqrt{\frac{\pi^2}{6}n}\right) = \exp\left(2\sqrt{\frac{\pi^2 W}{6D}}\right) = \exp(2\sqrt{aW}) \quad (5.67)$$

kde $a = \pi^2 / 6D$ je parameter hustoty hladín a vzťah (5.67) nám popisuje závislosť hustoty hladín $\rho(W) \sim 1/\Delta \sim \rho(n)$ od energie excitácie. Parameter hustoty hladín je dôležitou charakteristikou atómových jadier a experimentálne hodnoty sú zobrazené na obr. 5.9.

Ukazuje sa však, že jednočasticový charakter vlnovej funkcie sa úplne nestráca. Ak budeme stredovať (alebo merať závislosť $\sigma(E)$ so slabým energetickým rozlíšením), dostaneme hrubú štruktúru, ktorá má šírku ako jednočasticové rezonancie.

5.9 Určenie rezonančných parametrov /s-neutróny/

V rezonančnej oblasti energií neutrónov sa priamo neurčuje závislosť $\sigma(E)$ ale rezonančné parametre. Dôvodom sú nasledujúce skutočnosti:

Zmena účinného prierezu v oblasti rezonancie je tak výrazná, že vyžaduje zdroj neutrónov s veľmi vysokými požiadavkami na monochromatizáciu zväzku. Reálne zdroje neutrónov majú vždy určitý rozptyl energie (konečnú rozlišovaciu schopnosť).

Šírky Γ_i jednotlivých reakcií, ktoré prebiehajú pri premene zloženého jadra z vysokoexcitovaných stavov, sú rovné rádovo 100 MeV, čo je hodnota porovnateľná s energiou tepelných kmitov atómových jadier terčika. Preto aj keby sme mali prísne monochromatický zdroj neutrónov, kinetická energia vzájomného pohybu neutrónu a jadra by bola rozdielna v závislosti od toho, či je tepelný pohyb jadra v smere alebo protismere pohybu neutrónu. Tento jav nazývame **Dopplerov efekt**.

Existuje niekoľko spôsobov určenia rezonančných parametrov. Tu opíšeme len najjednoduchší spôsob - tzv. metódu plôch. Kvôli zjednodušeniu budeme uvažovať, že pri interakcii neutrónu s jadrom prebiehajú len dva procesy: rezonančný pružný rozptyl a radiačný záchyt. V okolí rezonancie platí vzťah ($\sigma_t = \sigma_c$).

$$\sigma_t(E) = \pi\lambda^2 \frac{g\Gamma_n\Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5.68)$$

keď označíme

$$\sigma_0 = 4\pi\lambda^2 g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \quad (5.69)$$

môžeme (5.68) zapísať v tvare

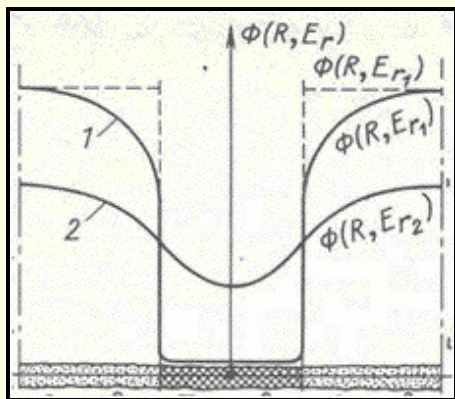
$$\sigma_t(E) = \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{E - E_0}{\Gamma/2}\right)^2} \quad (5.70)$$

Energetická závislosť **transparencie terčika** (► N_priloha 3). bude v tvare

$$T(E) = \frac{n}{n_0} = \exp\left[-\frac{N_a\sigma_0}{1 + \left(\frac{E - E_0}{\Gamma/2}\right)^2}\right] \quad (5.71)$$

kde N_a je počet atómov daného izotopu na jednotku plochy. Plochu pod krivkou priepustnosti určuje integrál

$$A = \int_{E_0-\varepsilon}^{E_0+\varepsilon} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{N_a \sigma_0}{1 + \left(\frac{E - E_0}{\Gamma/2} \right)^2} \right] \right\} dE \quad (5.72)$$



Obr.5.10.

Zmena hustoty toku neutrónov v okolí palivového prútu obsahujúceho urán v prípade vysokej hodnoty $\sigma_0(E_{r1})$ a pri nízkej hodnote $\sigma_0(E_{r2})$

V tomto integráli hranice integrovania musia zahŕňať celú rezonanciu. Podstatný príspevok do integrálu (5.72) vnesie len oblasť v okolí rezonancie, preto hranice integrovania môžu byť rozšírené do $\varepsilon = \pm \infty$. Vtedy integrál je rovný

$$A(N_a \sigma_0, \Gamma) = \frac{\pi}{2} N_a \sigma_0 \Gamma \cdot \exp(-N_a \sigma_0 / 2) [Y_0(N_a \sigma_0 / 2) + Y_1(N_a \sigma_0 / 2)] \quad (5.73)$$

kde Y_0 a Y_1 sú Besselove funkcie a veličina A v závislosti od $N_a \sigma_0$ a Γ môže byť vyjadrená graficky alebo pomocou tabuliek. V niektorých prípadoch môžeme nájsť pre túto závislosť analytický výraz.

Nech $N_a \sigma_0 \ll 1$ (tenký terčik). Exponent v integráli (5.72) môžeme rozvinúť do mocninového radu a ohraničiť sa prvým členom. Pre A dostávame

$$A_t = \frac{\pi}{2} N_a \sigma_0 \Gamma = \frac{\pi}{2} N_a (4\pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n}{\Gamma}) \Gamma \quad (5.74)$$

V druhom prípade, keď $N_a \sigma_0 \gg 1$ (tzv. hrubý terčik), integrál (5.72) je rovný

$$A_h = \Gamma \sqrt{\pi N_a \sigma_0} \quad (5.75)$$

Vidíme, že meraním priepustnosti tenkého a hrubého terčika môžeme získať rôzne kombinácie, z ktorých môžeme určiť ich vlastné hodnoty. Vzťahom (5.74) môžeme určiť aj $g\Gamma_n$, prípadne aj $\Gamma_\gamma = \Gamma_n - \Gamma$. Prednosťou metódy plôch je skutočnosť, že plocha pod krivkou rezonancie nezávisí od rozlíšenia experimentálnej aparatury.

Dopplerov efekt zohráva významnú úlohu pri stabilizácii tepelného režimu jadrových reaktorov. Typický tepelný reaktor pozostáva z veľkého množstva palivových prútov, v ktorých je umiestnené palivo – urán. Aj v obohatenom uráne dominuje neštíepiteľný ^{238}U , ktorý prispieva k absorpcii neutrónov cez radiačný záchyt. Silná rezonancia s vysokou hodnotou σ_0 spôsobí, že prakticky všetky neutróny s energiou rezonancie sú absorbované už v prívrchovej vrstve paliva. Jadrá ^{238}U vnútri palivového prútu sú blokované (obr. 5.10). Pri zvyšovaní teploty reaktora, rezonancia sa rozširuje, σ_0 klesá (plocha pod rezonanciou sa nemení) a na absorpcii neutrónov sa budú podieľať aj jadrá vo vnútri palivového prútu. Výsledkom je zníženie hustoty toku neutrónov, tým aj počet štiepení jadier ^{235}U a následne pokles teploty v jadrovom reaktore.

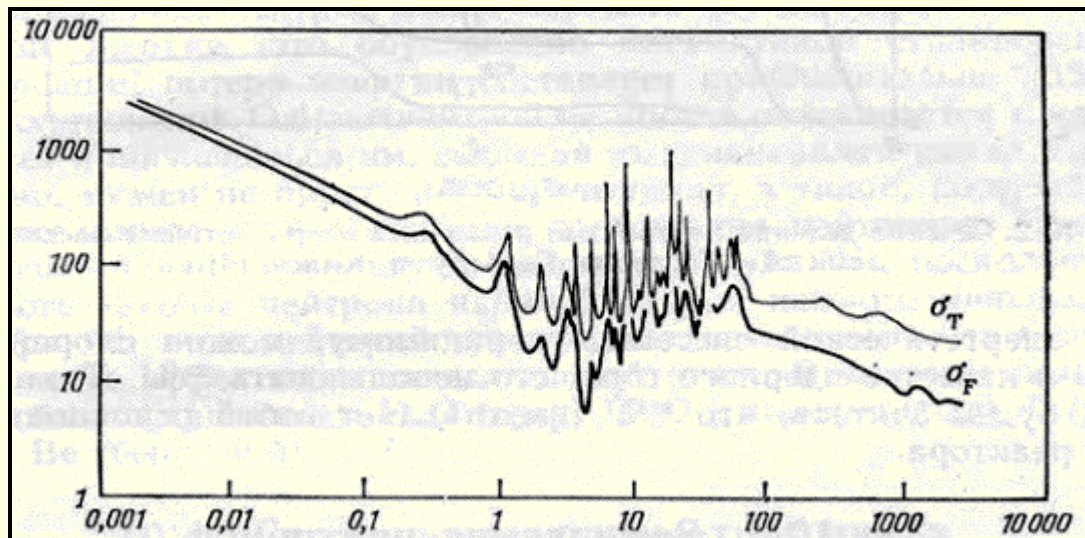
KONTROLNÉ OTÁZKY:

13. Ako sa mení energetická závislosť účinných prierezov reakcií indukovaných neutrónmi $a/$ v tepelnej oblasti, $b/$ v rezonančnej oblasti a pre rýchle neutróny?

14. Aké základné parametre vchádzajú do Breit-Wignerovho vzorca a ako sa určujú?

15. Čo je silová funkcia?

16. Čo sú jednočasticové a zložené stavy jadier?



Obr. 5.11. Závislosť celkového účinného prierezu σ_T a účinného prierezu reakcie štiepenia σ_F od energie neutrónov (eV) pre izotop ^{235}U . Takáto zmena neutrónových účinných prierezov je typická pre prevážnu časť nuklidov.

SÚHRN

Fázová analýza fyzikálnych procesov sa v širokej miere využíva v mnohých oblastiach fyziky, včítane jadrovej a subjadrovej fyziky. Výhoda metódy je v tom, že na základe obecných predstáv sa získava veľmi užitočná informácia. Široké využitie v neutrónovej fyzike spôsobila skutočnosť, že pri analýze procesov indukovaných pomalými neutrónmi stačí brať do úvahy len jednu parciálnu vlnu (s-neutróny).

Procesy indukované neutrónmi rozdelujeme do dvoch skupín: **pružný rozptyl** a **nepružné procesy (jadrové reakcie a nepružný rozptyl neutrónov)**. V oblasti energií, ktorá je charakteristická pre rýchle neutróny, účinný prierez pružného rozptylu je zhruba rovný účinnému prierezu nepružných procesov (sume všetkých parciálnych reakcií).

Z fázovej analýzy vyplynulo, že pri nižšej energii neutrónov by mali byť pozorované výrazné zmeny účinných prierezov od ich kinetickej energie. Z odvodeného Breit-Wignerovho vzorca vyplýva, že v okolí E_r účinný prierez (rozptylu, reakcií) prudko vzrastá, maximálna hodnota sa dosahuje pri $E = E_r$ (E_r sa označuje ako poloha rezonancie). Každá **rezonancia** sa popisuje svojou celkovou šírkou Γ , parciálnymi šírkami Γ_n a Γ_i , ďalej spinom (alebo len štatistickým faktorom g). Konkrétne hodnoty týchto parametrov sa určujú experimentálne individuálne pre každý izotop a uvádzajú sa v zborníku CINDA, ktorý v pravidelných 5 ročných intervaloch vydáva Medzinárodná agentúra pre atómovú energiu vo Viedni.

V oblasti energií zhruba pod 1 eV účinný prierez jadrových reakcií sa mení podľa **zákona 1/v**. Obr. 5.11 ilustruje typickú závislosť zmien účinných prierezov od energie neutrónov v širokom energetickom intervale.



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

6 VÝZNAMNEJŠIE PROCESY INDUKOVANÉ NEUTRÓNMI

6.1 Stručná charakteristika mechanizmov jadrových reakcií indukovaných neutrónmi

Jadrová reakcia predstavuje zložitý proces prestavby jadra, ktorý podobne ako štruktúru jadra (mnohočasticový problém) nie je možné striktné opísať. Tak ako štruktúra jadra sa aproximuje rôznymi modelmi, tak i na popis jadrových reakcií sa používajú rôzne modely (mechanizmy) jadrových reakcií. Mechanizmus jadrovej reakcie zahŕňa fyzikálnu predstavu a matematický formalizmus. Vystihnúť fyzikálnu podstatu priebehu reakcie vo všeobecnosti je veľmi problematické, obyčajne každá predstava je aplikovateľná len na určitý okruh reakcií a len na určitú energetickú oblasť.

V predchádzajúcej kapitole sme sa zoznámili s popisom pružného rozptylu a reakcie, v ktorých jadro sa považuje za ostro ohraničené hmotné prostredie schopné lomiť a pohlcovať de Broglieho vlny dopadajúcich častíc. Aby vo vzťahu $S_{11} = \eta_1 \exp(2i\delta_1)$ bolo $\eta < 1$, je nutné požadovať opis jadra komplexnou potenciálovou jamou

$$V = V_{\text{opt}}(r) + iW_{\text{opt}}(r) \quad (6.1)$$

Vhodným výberom parametrov a použitím matematického formalizmu môžeme vypočítať transmisné koeficienty T (5.17). Tento optický model rozpracoval Feshbach, Porter a Weisskopf [1] v roku 1954. V časti 5 sme poukázali, že pomocou optického modelu môžeme získať cez jednotlivé rezonancie stredované charakteristiky jadrovej reakcie, akým je napr. závislosť účinných prierezov od energie, tzv. excitačná funkcia.

Dôležitú úlohu v jadrových reakciách zohral koncept zloženého jadra zavedený N. Bohrom, podľa ktorého jadrová reakcia prebieha cez štádium vytvorenia zloženého jadra a spôsob premeny zloženého jadra nezávisí od spôsobu vzniku. Táto hypotéza nám dovolila vyjadriť účinný prierez reakcie ako súčin dvoch nezávislých pravdepodobností /podkapitola 3/. Reakcie prebiehajúce cez zložené jadro rozdeľujeme na rezonančné a nerezonančné. Objasníme to nasledujúcou úvahou.

Hypotéza nezávislosti premeny od spôsobu vzniku zloženého jadra má svoje opodstatnenie vtedy, keď energia dopadajúcej častice spadá do oblasti izolovanej rezonancie. V tomto prípade jadrová reakcia prechádza cez jeden kvantový stav zloženého jadra a charakteristika tohto stavu nezávisí od toho, akým spôsobom vzniklo. Avšak energetická šírka stavu má konečnú hodnotu, rezonančné krivky sa čiastočne prekrývajú a nikdy sa nerealizuje len jeden kvantový stav. Nepresnosť hypotézy Bohra môžeme kvantitatívne ohodnotiť pomerom šírky hladín k k vzdialenosti medzi nimi (Γ/D).

V oblasti stredných energií neutrónov, keď šírky rezonančných hladín sú porovnateľné so vzdialenosťami medzi nimi ($\Gamma \sim D$), excitujú sa súčasne rôzne stavy jadra a fázové vzťahy medzi nimi závisia od spôsobu vzniku zloženého jadra. V tomto prípade Bohrova hypotéza stráca svoje opodstatnenie. Opäť nadobúda platnosť, keď energia prekrývajúcich sa rezonancií ($\Gamma \gg D$) v reakcii sa zúčastňuje veľký počet stavov, medzi ktorými fázové posuny majú náhodné hodnoty. Hypotézu zloženého jadra použili Hauser a Feshbach v roku 1952 [2] ako základ štatistického modelu jadrových reakcií, podľa ktorého častica v jadre rýchle stráca svoju energiu a odovzdá ju všetkým nukleónom. Takto jadro získa určitú teplotu. Nejaký čas (čas života zloženého jadra) ani jeden nukleón nemá energiu dostatočnú opustiť jadro. V dôsledku fluktuácie môže jeden neutrón získať dostatočnú energiu a "vypariť" sa z jadra. Potom emitované neutróny by sa mali podrobovať Maxwellovmu distribučnému zákonu, t.j. ich energetické spektrum môže byť opísané funkciou

$$N(E) dE \sim E \cdot \exp(-E/kT), \quad (6.2)$$

kde v prípade jadier kladieme $k = 1$ a T udávame v jednotkách MeV. Ukazuje sa, že experimentálne výsledky vyhovujúco potvrdzujú vzťah (6.2) opisujúci vyparovacie (evaporačné) spektrum, ak položíme $T = 0,8 - 1$ MeV.

Pri dostatočne vysokej energii projektilov je možné vychádzať z predstavy o jednostupňovej reakcii, na ktorej sa zúčastňuje len jeden nukleón alebo jedna skupina nukleónov a prebieha cez jadrový čas $t = 2 R/v \sim 10^{-14} \text{ m}/0,3c = 10^{-22}$ s. Charakteristickou črtou priamych reakcií je výlet častíc smerom dopredu, pozoruje sa predo-zadná asymetria v uhlovej distribúcii. Energia vyletujúcich častíc je vysoká, energia zostatkového jadra je malá. Zvyšok jadra sa na reakcii zúčastňuje len obmedzene.

Pri nižších energiách môže nastať prípad, keď projektil odovzdá časť svojej energie jednému nukleónu, ale energia každého partnera je už nedostatočná, aby opustili jadro. Stáva sa "zajatcom" v potenciálovej jame a je nútený postupne strácať svoju energiu v kaskáde zrážok, v dôsledku ktorých vznikajú páry častica-diera, nazývané excitónmi. Po uplynutí nejakej relaxačnej doby vznikne stav, ktorý sme nazvali zložené jadro. Takýto prípad nastane vtedy, keď energia jedného alebo oboch partnerov prevyšuje separačnú energiu, ale iné okolnosti (napr. nevhodné spiny) bránia ich výletu z jadra. Častice potom môžu byť emitované počas trvania kaskády, t.j. ešte predtým, ako jadro dosiahne štatistickú rovnováhu.

Teóriu predrovnových reakcií rozpracoval Griffin v r. 1966. Tu sa vychádza z predstavy, že reakcia prebieha cez niekoľko krokov a zahrňuje prechodovú oblasť medzi priamymi reakciami a zloženým jadrom. Poznáme excitónový model, model zrovnováženia Fermiho plynu, hybridný model (ktorý kombinuje dva predchádzajúce) a model vnútrojadrovej kaskády.

Excitónový model vychádza zo základnej myšlienky, že môžeme zapísať potenciál interakcie ako súčet $V = V_0 + V_{\text{rest}}$, kde V_0 je celková potenciálová jama a V_{rest} je zvyšková dvojčasticová interakcia vnútri jadra.

Systém je charakterizovaný počtom excitónov $n = p + h$, kde p je počet častíc a h počet dier. Vývoj systému určuje V_{rest} a v každom kroku je možná emisía.

V jadrových reakciách fakticky sa nerealizuje len jediný mechanizmus, často pôsobia paralelne a konkurencia medzi nimi je závislá od energie častíc. I v súčasnej dobe existuje mnoho nezodpovedaných otázok, ich riešenie si vyžaduje nové teoretické predstavy a dostatočne presné experimentálne údaje.

Získanie experimentálnych údajov je závislé od dostupnosti zdrojov neutrónov v širokom energetickom spektre. Pomocou jedného typu neutrónového zdroja úloha nemôže byť vyriešená. Zdrojmi neutrónov sa budeme zaoberať osobitne v podkapitole 10. Tu pripomenieme, že najuniverzálnejší spôsob získania zdrojov neutrónov s požadovanou energiou je kombinácia impulzných zdrojov a metodiky doby preletu. Energia neutrónov z impulzného zdroja sa určí podľa času preletu známej dráhy L .

Potom doba preletu $t[\text{ns}] = L/v = 72,3 [\text{m}] \cdot (E [\text{MeV}])^{-1/2}$. Napríklad dráhu 1 m preletí neutrón s energiou 1 MeV za 72,3 ns a s energiou 1 eV za 72,3 μs . Odtiaľ vyplývajú aj požiadavky na dĺžku trvania impulzu, v prvom prípade by mal byť ~ 1 ns, v druhom postačuje aj $\sim \mu\text{s}$.

6.2 Rozptyl neutrónov

Pružný rozptyl neutrónov

Proces rozptylu neutrónov atómovými jadrami sme prebrali v prvej časti podkapitoly 5. V tomto odseku zhrnieme základné črty tohto procesu.

Pružný rozptyl neutrónov na jadrách môže prebiehať buď ako zrážka dvoch pružných gúľ (potenciálový rozptyl), alebo cez vytvorenie zloženého jadra, keď je neutrón pohltенý a neskoršie emitovaný v ťažiskovej súradnicovej sústave s tou istou energiou (rezonančný rozptyl). Rezonančný rozptyl prevláda v rezonančnej oblasti energií neutrónov, kde pozorujeme jednotlivé rezonancie, v ktorých účinný prierez interakcie mnohonásobne prevyšuje účinný prierez potenciálového rozptylu. Pri malých energiách neutrónov ($E \sim 0,5$ eV), keď je de Broglieho vlnová dĺžka neutrónov rovná vzdialenosti medzi atómami terčika, bude sa prejavovať

interferencia medzi rozptýlenými vlnami od susedných atómov. Týmto javom sa budeme osobitne zaoberať v podkapitole 9.

Pri vysokých energiách má rozptyl difrakčný charakter. Ak $\lambda \sim R$, charakter rozptylu neutrónovej vlny jadrom bude podobný rozptylu svetelných vln na nepriezračnom tienidle, keď sa pozoruje difrakcia. Ak aplikujeme teóriu optickej difrakcie na neutrónové vlny, zistíme, že v závislosti diferenciálneho účinného prierezu od uhla rozptylu (pre dané λ a R) sa budú prejavovať maximá a minimá a jeho veľkosť je rovná

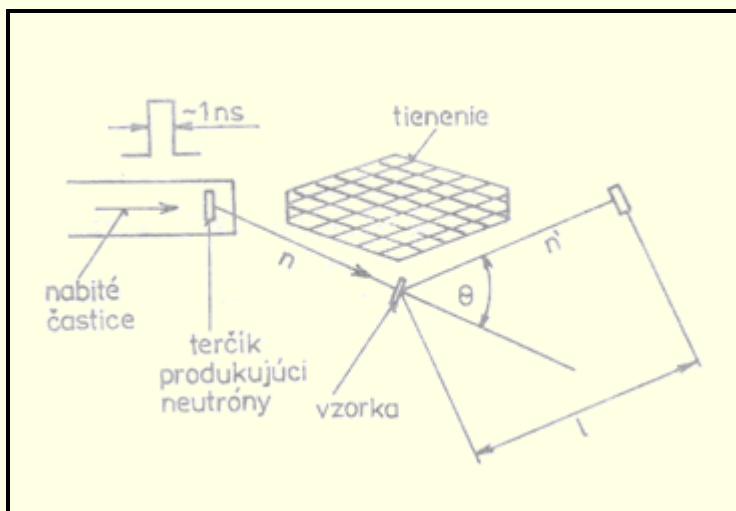
$$\sigma_n(\theta) = R^2 \left[\frac{Y(R/\lambda, \theta)}{\theta} \right]^2 \quad (6.3)$$

kde θ je uhol rozptylu a R - polomer jadra, Y - Besselova funkcia. Integrovaním dostaneme integrálny účinný prierez rozptylu, často označovaný ako difrakčný rozptyl σ_d . Tu uvedieme len konečný výsledok, podrobnosti môže nájsť čitateľ napr. v [13]

$$\sigma_d = \pi(\lambda + R)^2. \quad (6.4)$$

Výsledok je zhodný s /5.50/.

V laboratórnej súradnicovej sústave sa energia neutrónov po zrážke zmenší o tú časť, ktorú odovzdá odrazenému jadru. Zmena energie pri rozptyle je jednoznačne spojená s uhlom rozptylu a zodpovedajúce kinematické vzťahy budú odvodené v časti 9.



Obr. 6.1. Schéma experimentu na meranie energetických a uhlových charakteristík nepružne rozptýlených rýchlych neutrónov. Impulzný charakter neutrónového zväzku umožňuje použitie metodiku doby preletu.

Rozdelenie energie nezávisí od charakteru síl, ktoré pôsobia medzi zrážajúcimi sa časticami. Tieto sa prejavujú len na pravdepodobnosti rozptylu do určitého uhla, t. j. na diferenciálnom účinnom priereze $d\sigma_n(\theta)$. Pretože potenciál interakcie medzi neutrónom a jadrom presne nepoznáme, $d\sigma_n(\theta)$ sa určuje experimentálne. Kým vlnová dĺžka neutrónu značne prevyšuje rozmery jadra, rozptyl bude sféricky symetrický (v ťažiskovej súradnicovej sústave). Na základe experimentálnych údajov môžeme tvrdiť, že to platí až do $E \leq 10$ MeV.

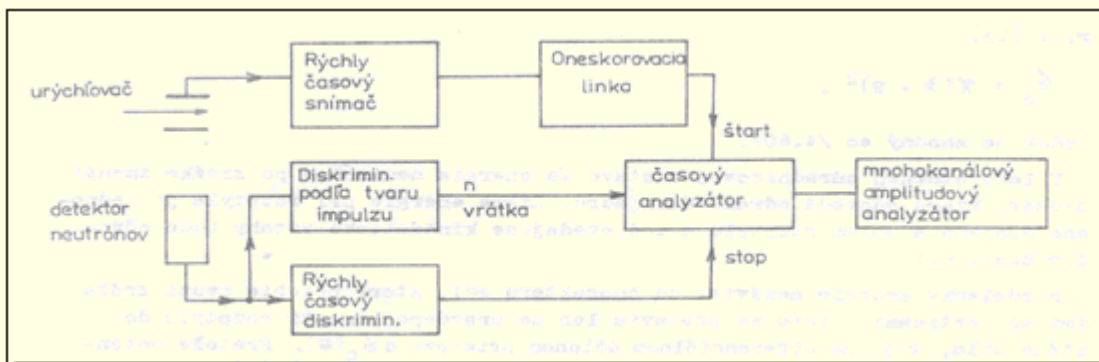
Nepružný rozptyl neutrónov

Nepružným rozptylom rozumieme taký proces, v ktorom neutrón počas zrážky odovzdá časť svojej energie jadru na jeho excitáciu. V ľahkých jadrách je prvý excitovaný stav obyčajne vo vzdialenosti väčšej ako 1 MeV od základného stavu. V ťažkých jadrách je vo vzdialenosti asi 0,1 MeV. Preto proces nepružného rozptylu je možný len pre rýchle neutróny, ktoré majú $E > 0,1$ MeV. Pri dostatočnej kinetickej energii neutrónu prebieha excitácia aj na vyššie hladiny.

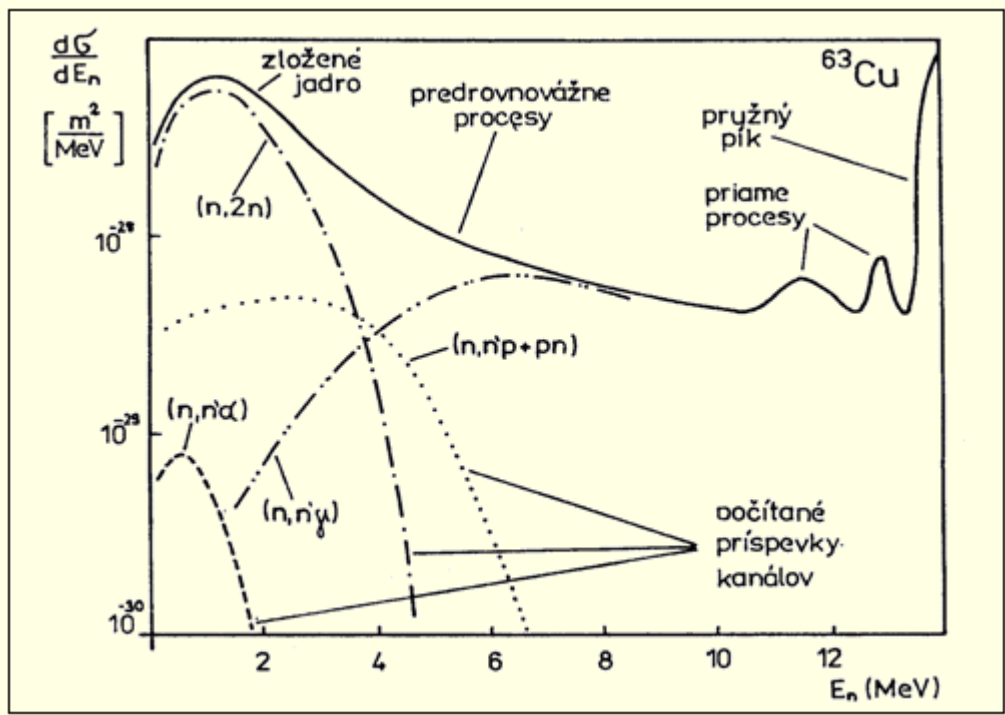
Z excitovaného stavu sa jadro vracia do základného stavu tak, že vyžiari jedno alebo kaskádne (z druhej a vyššej hladiny) niekoľko gama kvánt. Meraním energie týchto gama kvánt sa určuje poloha vzбудených hladín jadier. Táto metóda sa ukázala veľmi užitočná pri zostavovaní schémy hladín jadier.

Účinný prierez nepružného rozptylu sa určuje buď meraním početnosti gama kvánt, ktoré vyžiari jadro pri svojom návrate do základného stavu, alebo prahovými detektormi. Pod tento názov zahŕňame také detektory, ktoré sú citlivé len na neutróny s $E > E_{\text{prah}}$, kde E_{prah} je prahová energia. Na tento účel sa využívajú endoenergetické reakcie.

Omnoho zaujímavejšiu informáciu o stavbe jadier získame, ak budeme merať energetické spektrum nepružne rozptýlených neutrónov. Schéma typického experimentu je zobrazená na obr. 6.1. Pulzný zväzok nabitých častíc z urýchľovača dopadá na terčik, ktorý produkuje neutróny. Ako terčik môže byť použité trícium alebo deutérium, kde v jadrových reakciách vznikajú rýchle monoenergetické neutróny s energiou okolo 14 MeV, resp. 3 MeV. Nepružne rozptýlené neutróny vo vzorke sú registrované rýchlym detektorom neutrónov (na báze kvapalného scintilátora), ktorý sa nachádza v prielietovej vzdialenosti L od vzorky. Bloková schéma elektronického zapojenia je na obr. 6.2. Obsahuje rýchly časový snímač registrujúci prúdový impulz na terčik, ktorý slúži ako štartovací impulz časovému analyzátoru /TAC - Time-to-Analog Converter/. Detektor zaregistruje neutrón po uplynutí doby t , ktorú potrebuje neutrón na prelet vzdialenosti L . Amplitúdovú a tvarovú diskrimináciu zabezpečujú príslušné diskriminátory. Na výstupe časového analyzátoru vznikajú impulzy, ktorých amplitúda je úmerná dobe preletu. Amplitúdové spektrum z časového analyzátoru sa privádza na vstup mnohokanálového amplitúdového analyzátoru, odkiaľ možno po kalibrácii pretransformovať amplitúdové na energetické spektrum.



Obr. 6.2. Blokové schéma aparatury na meranie energetického spektra neutrónov.



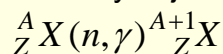
Obr. 6.3. Spectrum nepružne rozptýlených neutrónov $^{63}\text{Cu}(n, xn')$

Obr. 6.3 ilustruje takto namerané spektrum nepružne rozptýlených neutrónov v reakcii $^{63}\text{Cu}(n, xn')$, kde x označuje iné častice (p, α, γ, n). Energia dopadajúcich neutrónov bola ~ 14

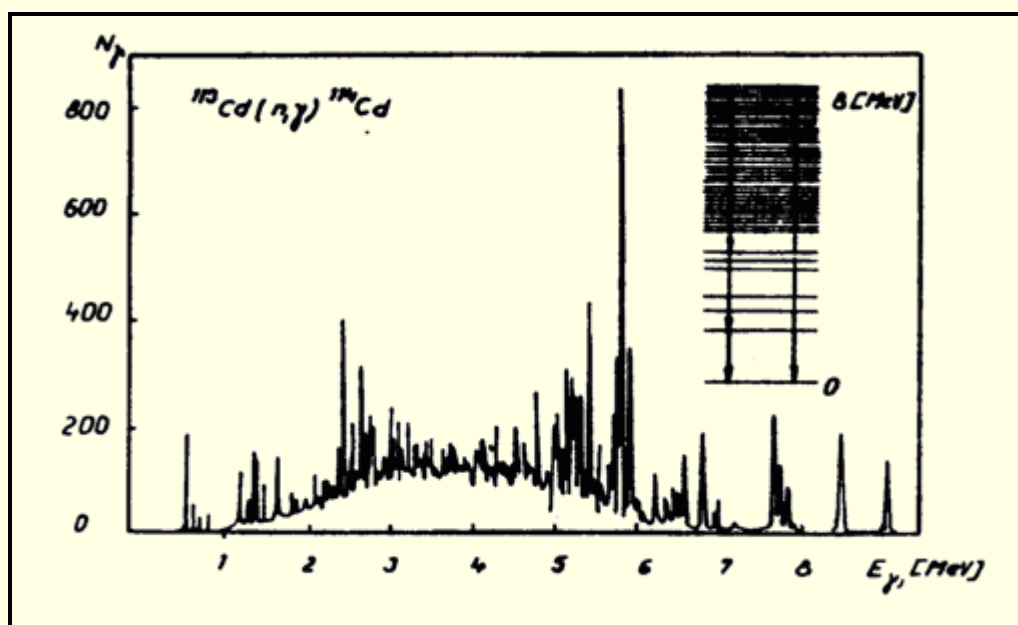
MeV. Pozorujeme pružne rozptýlené neutróny (pružný pík). V oblasti nad 10 MeV sú dva výrazné píky, ktoré majú pôvod v priamych procesoch. Tvar nameraného spektra neutrónov s energiou 4-10 MeV si vysvetľujeme existenciou predrovnovážnych procesov. Nízkoenergetická časť spektra má typický charakter evaporáčného spektra. Prerušenou čiarou sú zobrazené príspevky jednotlivých kanálov v sumárnom spektre, ktoré sa určili výpočtom.

6.3 Radiačný záchyt

Jednou z najrozšírenejších reakcií, ktorá prebieha pri interakcii pomalých neutrónov s atómovými jadrami, je radiačný záchyt. Prebieha podľa schémy



V reakcii sa najprv vytvorí zložené jadro vo vzbudenom stave ${}^{A+1}_Z X^*$, ktoré vyžiarom gama kvanta prechádza do základného stavu. Zostatkové jadro má o jeden neutrón viac ako terčikové jadro, spravidla je rádioaktívne a β premenou prechádza na nuklid ${}^{A+1}_{Z+1} X$ (pozri odkapitolu 8).



Obr. 6.4 Typické energetické spektrum emitovaných gama kvánt v reakcii radiačného záchytu pomalých neutrónov.

Excitačnú energiu zloženého jadra si odnášajú gama kvantá. Keď reakciu vyvolávajú pomalé neutróny ($E \sim 0$), je táto energia rovná väzbovej energii neutrónu v jadre, čo sa často využíva na určenie jej hodnoty.

Pod excitačnou energiou ~ 8 MeV je veľký počet hladín (pre ťažké jadrá okolo 10^5), cez ktoré môže byť vyžiarená energia. Excitačnú energiu si obyčajne odnáša nie jedno, ale niekoľko, najčastejšie 2-6 gama kvánt. V takom obrovskom súbore atómových jadier, akým je ich počet v 1 m^3 ($10^{24} - 10^{29}$ atómov), sa vyskytujú najrozličnejšie prechody, v dôsledku ktorých má spektrum gama kvánt podobný tvar ako na obr. 6.4. Namerané spektrum sa javí spojité s niekoľkými, pre daný izotop charakteristickými čiarami. Tieto čiary, typické pre daný izotop, sa využívajú na identifikáciu prímiesí vo vzorkách. Metóda je známa ako **promptná neutrónová aktivačná analýza** (► N_príloha 5).

Spôsob premeny hladiny zloženého jadra cez gama kanál závisí od rozdielu energie medzi excitovaným a základným stavom a od spinov týchto dvoch stavov. Pre rezonančné neutróny sa rozdiel energie medzi vzbudenými hladinami a základným stavom mení málo, preto počet gama kvánt (t.j. spôsob rozpadu) bude závislý len od spinu hladiny. Ukázalo sa, že rozdiel v počte gama kvánt emitovaných z jednotlivých hladín zloženého jadra je dostatočne veľký na to, aby sa využil

na určenie spinu hladiny (rezonancie). Túto metodiku určenia spinu rezonancie rozpracoval Coceva [3]. Účinný prierez σ_γ , alebo šírka Γ_γ , sa môže merať spoľahlivo s takým detektorom gama žiarenia, ktorý je necitlivý na spôsob premeny zloženého jadra, ale len na celkovú energiu gama kvánt, ktorá sa veľmi málo mení v rezonančnej oblasti energie neutrónov. Na tento účel najlepšie vyhovujú veľkoobjemové (200 - 500 litrov) scintilačné detektory s kvapalným scintilátorom, pretože sú schopné absorbovať všetku energiu gama kvánt pri premene hladiny zloženého jadra. Amplitúda svetelného záblesku v scintilátore bude úmerná celkovej energii, ktorú si odnášajú gama kvantá, t. j. väzbovej energii neutrónu.

Experimenty potvrdzujú, že Γ_γ sa pri zmene kinetickej energie málo mení. Ukazuje sa, že Γ_γ málo závisí aj od atómovej hmotnosti terčikového materiálu.

Reakcie radiačného záchytu zohrali rozhodujúcu úlohu v nukleosyntéze prvkov s $A > 56$. Pod termínom nukleosyntéza rozumieme reťazec jadrových reakcií, v ktorých vznikajú v hviezdach nové ťažšie nuklidy syntézou ľahších izotopov. V jadrovej astrofyzike poznáme protónový a uhlíkovodíkový cyklus, v dôsledku ktorých z vodíka sa vytvárajú jadrá hélia. V tzv. alfa procese z 3 jadier ${}^4\text{He}$ (alfa častica) sa vytvára nuklid ${}^{12}\text{C}$ a ďalej v reakciách ${}^{12}\text{C} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{O} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} \rightarrow \dots$ až nuklid ${}^{28}\text{Si}$. Na vytvorení prvkov až po železo mali hlavný podiel reakcie medzi nabitými časticami.

Podľa súčasných predstáv, prvky nachádzajúce sa za železom (${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{56}\text{Ni}$) vznikali v reakciách s neutrónmi, pretože na rozdiel od nabitých častíc, v prieniku do jadra im nebráni coulombovská bariéra. Rozlišujeme 2 charakteristické procesy:

s-proces. Radiačný záchyt neutrónu, v ktorom prevážna časť vzniknutých jadier β -premenou prechádza na dcérske jadro prv ako ho zasiahne ďalší neutrón. S-procesom vznikli nuklidy až do ${}^{209}\text{Bi}$.

r-proces.

Radiačný záchyt, v ktorom zostatkové jadro je schopné pripojiť aj niekoľko neutrónov prv ako sa stihne rozpadnúť. To je možné len vtedy, ak hustota toku neutrónov je veľmi vysoká, rádovo $10^{28} - 10^{34} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Tak vysoké hustoty toku neutrónov vznikajú v počiatkovej fáze výbuchu supernovy. V dôsledku r-procesu vznikli ťažké prvky, včítane Th a U s hmotnostným číslom až 270.

V termojadrových reakciách vznikajú neutróny v najrozmanitejších reakciách. V procese nukleosyntézy za hlavný zdroj neutrónov sa považujú reakcie: ${}^{22}\text{Ne} + \alpha \rightarrow {}^{25}\text{Mg} + n$, ${}^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow {}^{16}\text{O} + n$ a tiež postupnosť reakcií $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$, ${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu$, ${}^{13}\text{C} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{O} + n$.

6.4 Reakcie s výletom nabitých častíc

Reakcie (n,p) a (n, α) sú pre pomalé neutróny zriedkavé, pretože emisii nabitej častice bráni coulombovská bariéra, ktorú musí nabitá častica prekonať. Pravdepodobnejším procesom je premena zloženého jadra prostredníctvom emisie neutrónu alebo gama kvanta. Premena s emisiou nabitých častíc prebieha so značnou pravdepodobnosťou na ľahkých jadrách vtedy, keď je energia reakcie Q dostatočne veľká.

Väzbová energia protónu alebo alfa častice môže byť väčšia alebo menšia ako väzbová energia neutrónu, preto reakcie (n,p) a (n, α) bývajú na niektorých nuklidoch endoenergetické, na iných exoenergetické. Keď je terčikový nuklid stabilný, Q reakcie (n,p) nemôže prevýšiť hodnotu 0,782 MeV, lebo v opačnom prípade by bolo terčikové jadro nestabilné a premenou β by sa menilo na iný izobarický nuklid.

Z reakcií (n,p) je pre prax dôležitá reakcia ${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$ s $Q = 0,6 \text{ MeV}$, ktorá vyvoláva vznik ${}^{14}\text{C}$ v zemskej atmosfére. Tento izotop je rádioaktívny, s dobou polpremeny 5740 rokov emituje β častice s $E_{\text{max}} = 155 \text{ keV}$. V živom organizme koncentrácia nuklidu ${}^{14}\text{C}$ je v rovnovážnom stave, po odumretí sa bude zmenšovať. Táto skutočnosť sa využíva na určenie veku archeologických nálezov a geologických útvarov starých až $7 \cdot 10^4$ rokov. Ako príklady (n,p) reakcií nám poslúžia reakcie vzniku rádioaktívnych izotopov ${}^{32}\text{P}$ a ${}^{35}\text{S}$. Sú to ${}^{32}\text{S}(n,p){}^{32}\text{P}$ a ${}^{35}\text{Cl}(n,p){}^{35}\text{S}$.

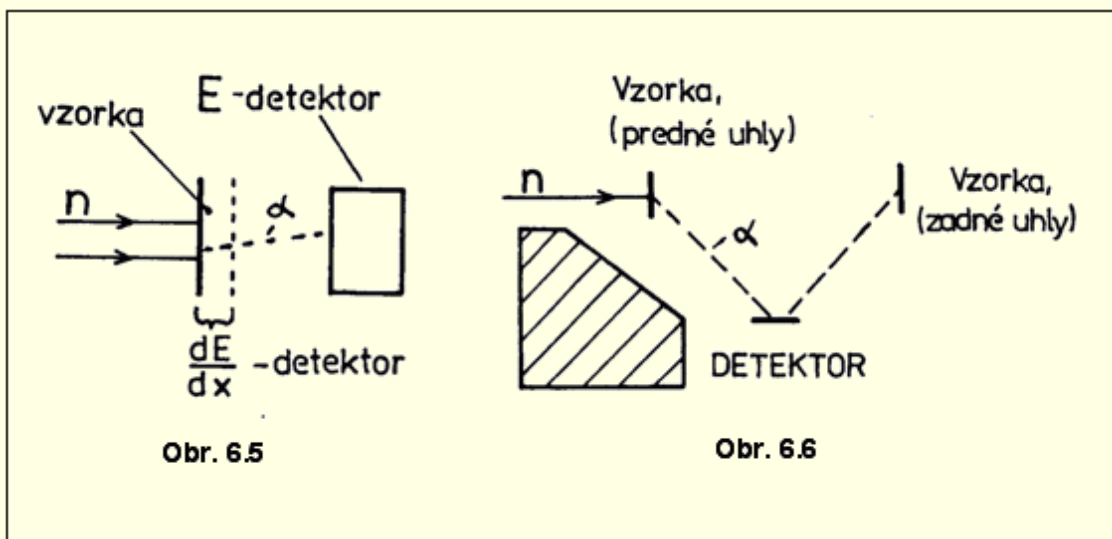
Z reakcií (n, α) si zaslúžia zvláštnu zmienku tieto dve: ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ a ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$. V oboch reakciách vznikajú ťažké nabité častice (α , ${}^3\text{H}$, ${}^7\text{Li}$) s dostatočne vysokou energiou ($Q = 2,79 \text{ MeV}$, resp. $4,7 \text{ MeV}$ pre druhú reakciu) a prebiehajú s vysokým účinným prierezom, meniacim sa podľa zákona $1/v$. Preto sa intenzívne využívajú na detekciu pomalých neutrónov. Druhá reakcia je perspektívna aj z hľadiska produkcie trícia pre potreby termojadrovej energetiky.

Premena α z rezonančných stavov bola prvýkrát pozorovaná až v r. 1966 [4,5]. Všetky podstatné výsledky boli získané v Laboratóriu neutrónovej fyziky Spojeného ústavu jadrových výskumov v Dubne.

Reakčnú šírku Γ_α , je možné určiť na základe analógie so vzťahom (5.62)

$$\Gamma_\alpha = \frac{D}{2\pi} P_\alpha \quad (6.5)$$

kde P_α je koeficient prieniku cez Coulombovu bariéru a D je stredná vzdialenosť medzi rezonanciami s rovnakými kvantovomechanickými charakteristikami. Obyčajne kladieme $D = 2 \langle D \rangle$, kde $\langle D \rangle$ je pozorovaná stredná vzdialenosť medzi rezonanciami. Pretože spin rezonancie $J = I \pm 1/2$ môže mať len jednu z dvoch hodnôt (s-neutróny). Koeficient $D/2\pi$ môžeme názorne interpretovať ako pravdepodobnosť vytvorenia α častice na povrchu jadra. Konkrétne výpočty udávajú pre Γ_α hodnoty v rozpätí $10^{-6} - 10^{-9}$ eV, čo znamená, že emisia α častice z hladiny zloženého jadra je rádovo $10^5 - 10^8$ -krát menej pravdepodobná, ako emisia neutrónu alebo γ kvanta ($\Gamma_\gamma \sim 0,1$ eV).



S ďaleko väčšou pravdepodobnosťou reakcie (n,α) prebiehajú s rýchlymi neutrónmi. Typické usporiadanie experimentu pre reakcie s malým výťažkom je na obr. 6.5., pre reakcie s vysokým výťažkom na obr. 6.6. Zväzok neutrónov dopadá na terčik s hrúbkou $0,1-1$ mg/cm² (hrúbka terčička musí byť podstatne menšia ako dobeh α častice). V prvom prípade detektor sa nachádza priamo vo zväzku neutrónov, čo spôsobuje vysoké pozadie detektora. Podstatné potlačenie pozadia umožňuje teleskopické zapojenie, t.j. kombinácia dE/dx detektora a spektrometra určujúceho celkovú energiu častice E_α . Ako dE/dx detektory sa používajú prietové polovodičové alebo proporcionálne detektory. Spektrometre α častíc sú najčastejšie polovodičové detektory, ionizačné komory alebo scintilačné detektory s kryštálom CsJ.

Usporiadanie experimentu podľa obr. 6.6 má tú prednosť, že detektor je mimo zväzku neutrónov a umožňuje meranie aj diferenciálnych účinných prierezov.

Príklad 4

Nájdite súvislosť medzi neutrónovou šírkou Γ_n , vzdialenosťou hladín zloženého jadra D a pravdepodobnosťou prekonania skoku potenciálu neutrónom na hranici jadra.

Riešenie:

Nech neutrón interaguje s jadrom, ktorého hladiny sú rovnomerne rozdelené a rovné niektorej strednej vzdialenosti $D = \langle D \rangle$. Potom energiu každej hladiny môžeme zapísať v tvare

$$W_n = \varepsilon + nD$$

kde n je celé číslo a ε - väzbová energia neutrónu. Stav s určitou energiou sa v kvantovej mechanike opisuje vlnovou funkciou tvaru

$$\Psi \approx \exp\left(-\frac{iW}{\hbar}t\right) = \exp\left(-i\frac{\varepsilon}{\hbar}t\right) \exp\left(-\frac{inD}{\hbar}t\right)$$

Vlnovú funkciu opisujúcu zložené jadro so všetkými N -stavmi môžeme zapísať

$$\Psi = \sum_{n=1}^N C_n \varphi_n(r) \exp(-i \frac{W_n}{\hbar} t) = \exp(-i \frac{\varepsilon}{\hbar} t) \sum_{n=1}^N C_n \varphi_n(r) \exp(-i \frac{nD}{\hbar} t)$$

kde C_n sú konštanty a $\varphi_n(r)$ je súradnicová časť vlnovej funkcie. Vlnová funkcia má periódu $T = 2\pi\hbar t / D$, pretože $\psi(t + T) = \psi(t)$. T môžeme považovať za čas, po ktorom sa opakuje počiatková konfigurácia častíc v jadre, keď sa na jednom neutróne koncentruje energia W_n . Neutrón môže jadro opustiť, ak prekoná skok potenciálu. Ak symbolom P_n označíme túto pravdepodobnosť, tak doba života zloženého jadra $\tau_c = T/P_n$. Ak ostatné kanály sú zatvorené, tak $\Gamma_n = \Gamma_t = \hbar / P_n$ a pre časticovú šírku dostávame

$$\Gamma_n = \frac{D}{2\pi} P_n$$

Štatistická teória výraz zovšeobecňuje a pre šírku Γ_α môžeme tiež zapísať

$$\Gamma_\alpha = \frac{D}{2\pi} P_\alpha$$

kde P_α je pravdepodobnosť prekonania bariéry α časticou.

Příklad 5

Teleskopický systém pozostáva z tenkého dE/dx – detektora (meria ionizačné straty) a E -detektora (meria energiu nabitej častice). Okrem podstatného zníženia pozadia, takáto konfigurácia umožňuje určiť aj hmotnosť častíc. Zdôvodnite!

Riešenie:

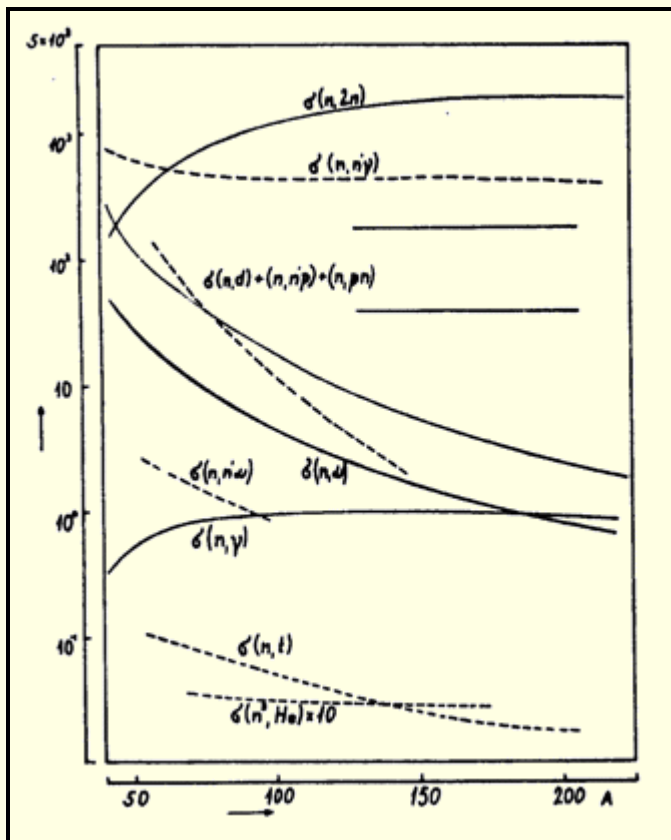
Pre nerelativistickú oblasť platí

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{eZ^2}{mv^2} \text{ a } E = \frac{Mv^2}{2}$$

kde eZ , M , v sú náboj, hmotnosť a rýchlosť častice, m - je hmotnosť elektrónu. Súčin špecifických ionizačných strát a energie častíc

$$\frac{dE}{dx} E \approx M Z^2$$

t.j. pre častice s rovnakým elektrickým nábojom súčin je úmerný hmotnosti častíc.



Obr. 6.7. Orientačné hodnoty účinných prierezov σ_i (jednotkách cm^{-2}) pre rôzne jadrá a energiu neutrónov ~ 14 MeV.

V praxi sa častejšie používa teleskopické zapojenie na dvojparametrickú analýzu, keď údaj na vertikálnej osi je úmerný špecifickým ionizačným stratám a údaj na horizontálnej osi celkovej energii častíc.

6.5 Reakcia (n, 2n)

Aby z jadra mohli byť emitované neutróny, musí byť dodaná terčovému jadru energia rovná väzbovej energii neutrónu ~ 8 MeV, ktorú treba na uvoľnenie druhého neutrónu. Preto táto reakcia môže prebiehať len pri kinetickej energii dopadajúcich neutrónov väčšej ako 8 MeV. Reakcie, ktoré prebiehajú len od určitej energie neutrónov, nazývame, ako sme už povedali, prahovými reakciami a závislosť $\sigma(E)$ nazývame **excitačnou funkciou**. Pri energii neutrónov 14 až 15 MeV, ktoré sa získavajú na neutrónových generátoroch z reakcie $T(d,n)^4He$ je najpravdepodobnejšou reakciou reakcia (n, 2n) s účinným prierezom rovným 10^{-29} m². Na meranie účinného prierezu $\sigma(n, 2n)$ sa využíva fakt, že zostatkové jadro je obyčajne pozitronový žiarič. Účinný prierez sa potom určuje zo známej aktivity zostatkového jadra.

Orientačné hodnoty účinných prierezov σ_i pre rôzne jadrá a energiu neutrónov ~ 14 MeV sú uvedené na obr. 6.7.

KONTROLNÉ OTÁZKY

17. Aké sú základné postuláty koncepcie jadrových reakcií prechádzajúcich cez štádium zloženého jadra?
18. Čo rozumieme pod pojmom pružný rozptyl neutrónov, a v akom procese hrá významnú úlohu?
19. Od akej energie neutrónov prebieha proces nepružného rozptylu? Od čoho to závisí?
20. Popíšte reakciu radiačného záchytu! Ako sa mení pravdepodobnosť tejto reakcie s energiou neutrónov?
21. Aký význam má reakcia radiačného záchytu v astrofyzike?
22. Vymenujte aplikácie reakcií $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ a $^6Li(n,\alpha)^3H$?
23. Od akej energie neutrónov prebieha reakcia (n, 2n)? Čo rozumieme pod pojmom „excitačná funkcia“?

CITOVANÁ LITERATÚRA:

1. FESHBACH, H., PORTER, C, WEISSKOPF, V.: Phys. Rev. 96, 448 /1954/
2. HAUSER, W., FESHBACH, H.: Phys. Rev. 87, 366 /1952/
3. COCEVA, C. a iní: Nucl. Phys. A 117, 586 /1968
4. KVITEK, J., POPOV, J. P.: Phys. Lett. 22, 186 /1966
5. POPOV, J. P., FLOREK, M.: Jadernaja fizika, 2, 1169 /1969/

SÚHRN

Pri interakcii pomalých neutrónov s atómovými jadrmi ako najpravdepodobnejšie procesy sú **pružný rozptyl** a **radiačný záchyt**. Ešte s dostatočne vysokou pravdepodobnosťou prebiehajú aj reakcie (n, α), ale len na ľahkých jadrách, ak Q reakcie je dostatočne vysoké. Tieto reakcie sa využívajú na registráciu neutrónov. Reakcie radiačného záchytu sa ukázali veľmi užitočné pri zostavovaní schém vzbudených hladín atómových jadier.

Pre absorpciu rýchleho neutrónu počet možných reakcií rýchle rastie s rastom energie neutrónov. Pomerne častou reakciou je **nepružný rozptyl neutrónov** a v intervale energií okolo 14 MeV najpravdepodobnejšou reakciou je **reakcia (n, 2n)**. V súčasnej dobe táto reakcia je v popredí záujmu v spojitosti s pripravovanými projektami demonštračných termojadrových reaktorov, v ktorých zdrojom energie bude reakcia $T(d, n)^4He$. V reakcii sa uvoľňujú neutróny s energiou okolo 14 MeV.



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

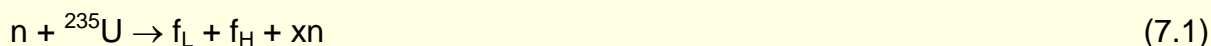
7 ŠTIEPENIE JADIER

7.1 Objav štiepenia jadier

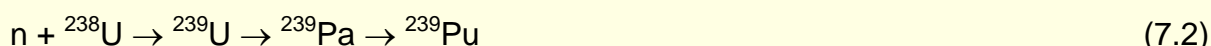
Objav štiepenia jadier bol jedným z najdramatickejších objavov v jadrovej fyzike. Taliansky fyzik E. Fermi v roku 1934 ožaroval neutrónmi rôzne prvky a zistil, že pri jednom z nich, pri uráne, vzniká niekoľko umelých rádioaktívnych prvkov s dobou polpremeny $T_{1/2} = 10 \text{ s}, 40 \text{ s}, 13 \text{ min}$ a 90 min. Fermi urobil záver, že v tomto procese vznikajú nové rádioaktívne prvky - transurány, pretože aktivitu s takými dobami polpremeny nemohol prisúdiť žiadnemu prvku so Z medzi 82 až 92. Prvé pochybnosti o existencii transuránov vyslovila Ida Nodak už v r. 1934. Podľa jej názoru neznáme rádioaktívne izotopy môžu patriť prvkom zo stredu Mendelejevovej tabuľky, vznikajúce pri delení jadier uránu. Avšak autorita Fermiho bola taká veľká, že jej námietky v tom čase sa nebrali vážne.

O. Hahn a F. Strassman [1] v roku 1939 dokázali presnou rádiochemickou analýzou, že pri ožarení uránu neutrónmi vzniká prvok Ba, ktorý je v strede Mendelejevovej tabuľky. L. Meitnerová a O. Frisch [2] pomohli ich výsledky správne interpretovať ako dôkaz štiepenia uránu na dve jadrá s približne rovnakou hmotnosťou. Na základe porovnania hmotnosti jadra U s hmotnosťou dvoch jadier zo stredu Mendelejevovej tabuľky sa ukázalo, že v procese štiepenia sa uvoľňuje energia ~ 200 MeV. Už v januári 1939 Frisch pomocou ionizačnej komory experimentálne dokázal, že štiepne fragmenty skutočne majú energiu prevyšujúcu energiu alfa častíc zhruba desaťnásobne, čo potvrdzovalo, že sa v takomto procese sa uvoľňuje obrovská energia.

Až po nejakej dobe sa vyjasnilo, že proces štiepenia prebieha na izotope ^{235}U :



ale existuje aj druhá vetva reakcie - na izotope ^{238}U vznikajú transuránové prvky:



Druhá vetva vedie k transmutácii ^{238}U na izotop ^{239}Pu . Prvý sa štiepi len pôsobením rýchlych neutrónov, vzniknutý nový izotop aj pôsobením pomalých neutrónov.

7.2 Elementárna teória štiepenia

Elementárna teória štiepenia vychádza z predpokladu, že ťažké jadro má v základnom stave sférický tvar a môže sa rozdeliť na dve rovnaké polovice. Z porovnania hmotnosti ťažkého prvku M_0 a prvkov vzniknutých štiepením M_1 a M_2 vyplýva, že rozdiel hmotnosti $\Delta M = M_0 - (M_1 + M_2)$ bude kladný pre všetky izotopy s $A > 100$, keď $M_1 = M_2$, t.j. že reakcia je exoenergetická a uvoľňuje sa energia $W = \Delta M c^2$.

Teóriu štiepenia jadier rozpracoval N. Bohr a J. W. Wheeler [3] a nezávisle od nich sovietsky fyzik Frenkel [4], ktorí vychádzali z predstavy o jadre ako o kvapke kvapaliny. Pôsobením povrchových síl a síl elektrostatického odpudzovania dostane jadro sférický tvar. Keď jadro prijme energiu, začne vibrovať a deformovať sa, jeho tvar sa bude meniť z gule na elipsoid a naopak.

Elipsoid budeme charakterizovať veľkou poloosou $a = R(1 + \zeta)$ a malou poloosou $b = \frac{R}{\sqrt{1+\zeta}}$, kde ζ (zeta) je malý parameter (parameter deformácie). V takomto zápise veľkosti poloosí zohľadňuje sa skutočnosť, že objem jadra $V = 4/3(\pi ab^2) = 4/3(\pi R^3)$ je konštantný a nezávisí od deformácie. Pri malom ζ môžeme povrch elipsoidu vyjadriť v tvare

$$S = 4\pi R^2(1 + 2/5 \cdot \zeta^2 + \dots) \quad (7.3)$$

a povrchová energia kvapky W_p je úmerná veľkosti povrchu

$$W_p = E_s \cdot (1 + 2/5 \cdot \zeta^2 + \dots) \quad (7.4)$$

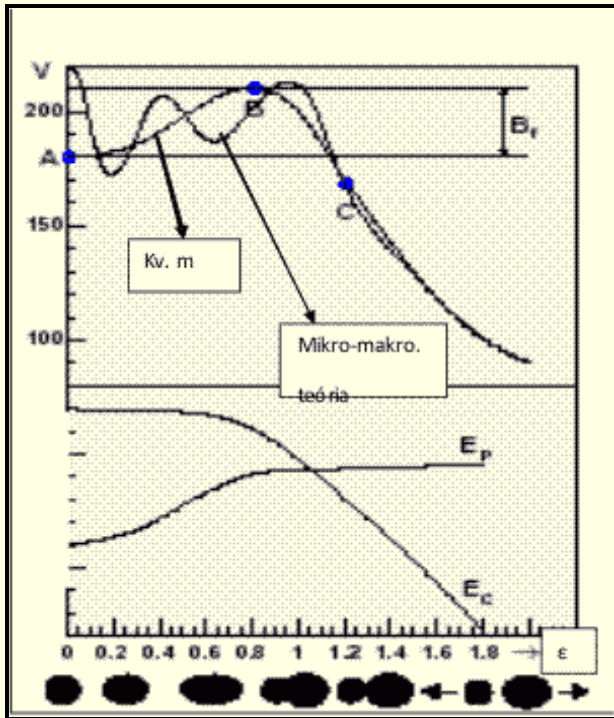
kde E_s je povrchová energia kvapky guľového tvaru.

Na druhej strane použijeme známy výraz pre energiu vzájomného pôsobenia nábojov v elipsoide:

$$W_k = E_c(1 - 1/5 \cdot \zeta^2) \quad (7.5)$$

kde E_c je Coulombovská energia pre guľu. Zmenu energie elipsoidu v závislosti od deformácie môžeme vyjadriť

$$W = W_p + W_k = E_s + E_c + \zeta^2/5 (2E_s - E_c) \quad (7.6)$$



Obr. 7.1

Zmena potenciálnej energie jadra v závislosti od parametra deformácie.

A - základný stav,

B - sedlový bod,

C - rozdelenie jadra na 2 fragmenty,

E - zmena povrchovej

E_p, E_c - Coulombovská energia

Charakter zmeny celkovej energie s deformáciou určuje posledný člen. Ak je rozdiel $(2E_s - E_c) < 0$, tak so zväčšovaním deformácie ζ sa energia W znižuje. Vzniká nerovnovážny stav, v dôsledku ktorého sa jadro vždy rozštiepi. Pri $(2E_s - E_c) > 0$ je jadro v rovnovážnom stave. Kritická hodnota bude, keď $(2E_s = E_c)$. Podľa Bohrovho a Wheelerovho návrhu sa pomer

$$\frac{E_c}{2E_s} = x \quad (7.7)$$

nazýva parametrom štiepenia. Pri $x < 1$ je jadro stabilné vzhľadom na malé deformácie. Pri $x > 1$ je nestabilné. Ak vyjadríme povrchovú a coulombovskú energiu z Weizsäckerovho vzorca

$$m = Zm_p + (A - Z)m_n + \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \xi \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta(A)A^{-3/4} \quad (7.8)$$

váz. č., povr.č. coul. č. izotop. č. spinový č.

V poslednom spinovom člene δ nadobúda znamienko (+) pre páro-párne jadrá, (-) pre nepárno-nepárne jadrá a 0 pre nepárne A.

Z Weizsäckerovho vzorca sa dajú vypočítať hmotnosti nuklidov. S konštantami $\beta = 17,8$ MeV a $\gamma = 0,71$ MeV pre parameter štiepenia x dostaneme

$$x = \frac{E_c}{2E_s} = \frac{\gamma Z^2 / A^{1/3}}{2\beta A^{2/3}} = \frac{Z^2 / A}{50,143} \quad (7.9)$$

Kritická hodnota $x = 1$ sa dosahuje pri $Z^2 / A = 50,143$ z čoho vyplýva, že všetky jadrá so $Z > 120$ sa budú samovoľne štiepiť v priebehu jadrového času. Ako sme už spomínali, štiepenie

jadier je exotermická reakcia pre všetky $A > 100$, čo zodpovedá $Z^2 / A > 17$. Preto môžeme tvrdiť, že všetky prvky, pre ktoré platí

$$17 \leq \frac{Z^2}{A} \leq 50 \quad (7.10)$$

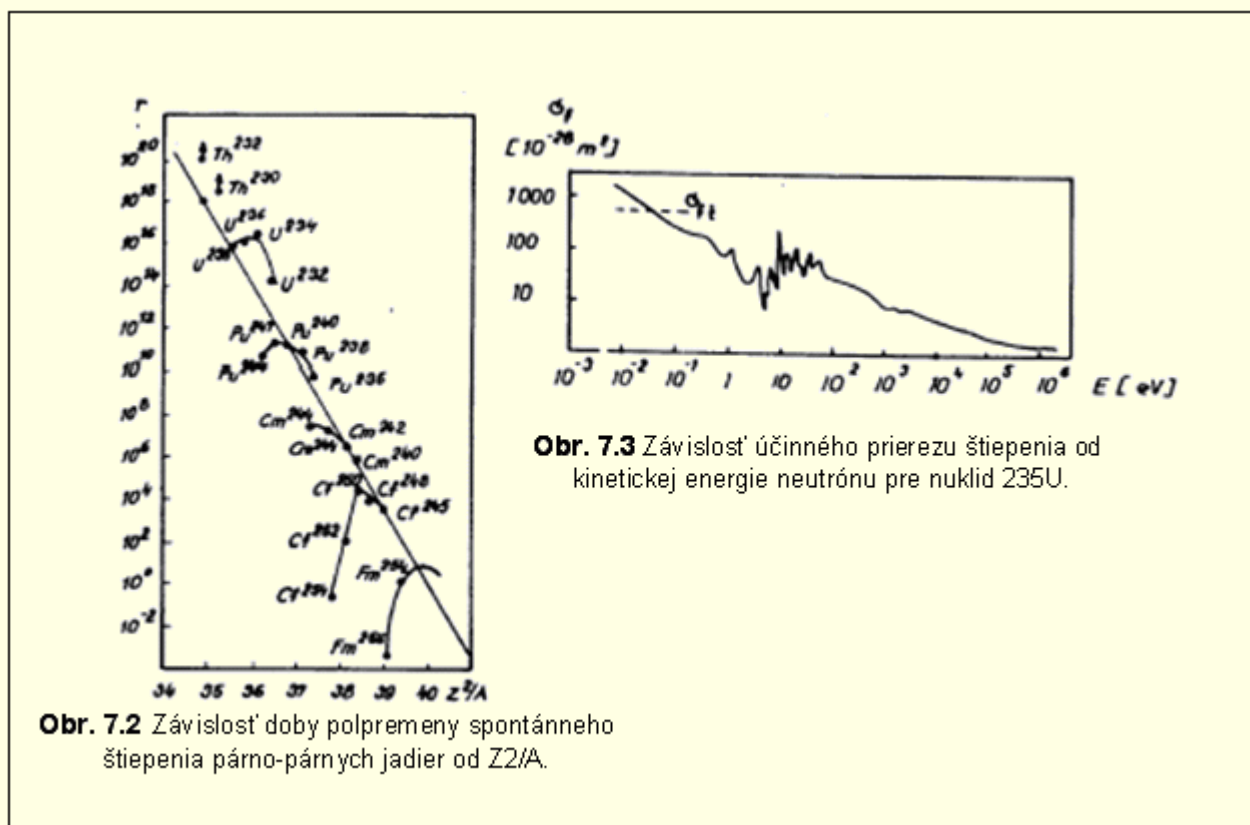
sa v princípe môžu exoenergeticky štiepiť, ak získajú dostatočnú energiu. Prvky s $Z^2/A > 50$ sú nestabilné a podľa kvapkového modelu atómových jadier nemôžu v prírode trvalo existovať. Výpočet je približný, skutočná hranica leží v rozsahu $Z^2/A = 47$ až 50 .

Naše úvahy o vzrastaní energie s rastom deformácie pre jadrá s parametrom štiepenia $x < 1$ platia len pre malé deformácie. Teraz si všimnime, ako sa bude meniť energia jadra, keď je jeho deformácia veľká, t.j. keď sa jadrú dodala značná energia a jadro sa môže periodicky sťahovať a vyťahovať v smere osí elipsoidu.

Predpokladajme, že kvapka má pôvodne guľový tvar a účinkom vonkajšej sily sa začne preťahovať a nadobúdať tvar elipsoidu. Ak vonkajšia sila nestačí na prekonanie sily povrchového napätia, kvapka sa vráti do pôvodného tvaru. Ak je deformačná sila dostatočne veľká, nadobudne kvapka tvar podobný činke. Ak sa kvapka dostala do tohto stavu, ťažko už nadobudne svoj pôvodný guľový stav. Pravdepodobnejšie je, že sa roztrhne na dve kvapky, ktoré sú spočiatku deformované a postupne nadobudnú guľový tvar (obr. 7.1).

Zmena energie v tomto procese je na obr. 7.1 B_f označuje energiu, ktorú treba dodať jadrú, aby sa rozštiepilo a nazýva sa aktivačnou energiou. Aktivačná energia môže byť vnesená gama kvantom, potom prebehne štiepenie, ak $E_\gamma > B_f$. Ak je pohltенý neutrón, bude do jadra vnesená energia $(\varepsilon + kE)$, kde ε je väzbová energia, E je kinetická energia neutrónu a k je korekčný faktor pre impulz zloženého jadra. Hovoríme však o ťažkých jadrách, kde $k = 1$. Štiepenie prebehne keď

$$\varepsilon + kE > B_f \quad (7.11)$$



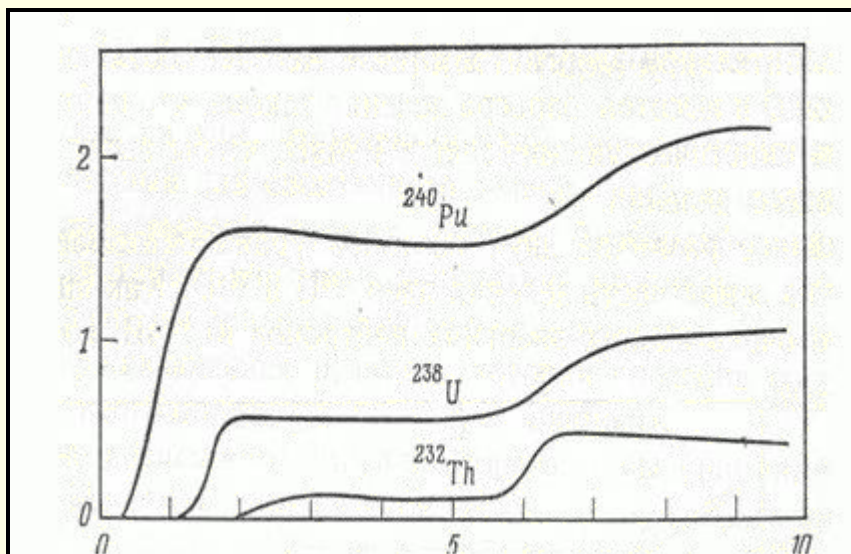
Pri ožarovaní jadier neutrónmi môžu nastať dva prípady:

a/ $\varepsilon > B_f$. Jadrá, pre ktoré je splnená táto podmienka, sa štiepia pomalými neutrónmi ($E \sim 0$), ako napr. (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu)

b/ $\varepsilon < B_f$. Väzbová energia neutrónu nestačí, aby neutrón vyvolal štiepenie. K takýmto jadrám patria ^{238}U , ^{240}Pu a iné väčšinou páarno-párne jadrá.

Skutočnosť, že ^{235}U sa štiepi pomalými neutrónmi a ^{238}U len rýchlymi, je zapríčinená spinovým členom v poloempirickom vzorci (7.8). Vzhľadom na to, že zložené jadro ^{236}U je páarno-

párne, spinový člen prispieva k jeho väzbovej energii kladným príspevkom asi 0,55 MeV. Jadro ^{235}U je páro-nepárne a tak je jeho spinový člen nulový. Pri izotope ^{238}U je to naopak. V dôsledku spinového efektu vzniká rozdiel väzbových energií neutrónu v izotopoch ^{235}U a ^{238}U rovný $2 \cdot 0,55 \text{ MeV} = 1,1 \text{ MeV}$.



Obr. 7.4. Závislosť účinného prierezu štiepenia páro-párnych jadier (v jednotkách 10^{-28} m^2) od energie neutrónov (MeV). Na vyvolanie procesu štiepenia na jadre ^{238}U neutrón musí mať energiu prevyšujúcu 1 MeV.

Z princípov kvantovej mechaniky vyplýva, že v dôsledku tunelového efektu sa niektoré jadrá s malou, ale konečnou pravdepodobnosťou štiepia aj vtedy, keď sa im nedodala žiadna excitačná energia (spontánne štiepenie), alebo keď sa im dodala energia menšia než aktivačná energia, napr. ^{240}Pu zachytením rezonančného neutrónu. Posledný druh štiepenia sa nazýva **podbarierové štiepenie**.

Na obr. 7.2 je závislosť doby plopremeny spontánneho štiepenia páro-párnych jadier od Z^2/A . Extrapolácia priamky k dobám polpremeny $T_{1/2} \sim 10^{-20} \text{ s}$ dáva hodnotu Z^2/A okolo 49, čo veľmi dobre súhlasí s Bohrovou-Whelerovou teóriou.

Všimnime si ešte hodnotu účinného prierezu štiepenia a jeho závislosť od energie neutrónu. Pre štiepne izotopy, pre ktoré platí $\epsilon > B_f$, charakter tejto závislosti bude podobný ako pre ^{235}U (obr. 7.3). Účinný prierez pre tepelné neutróny σ_f dosahuje hodnotu $\sim 10^{-26} \text{ m}^2$. Pre izotopy, pre ktoré platí $\epsilon < B_f$ je štiepenie prahová reakcia. Excitačná funkcia je na obr. 7.4. Účinný prierez v oblasti strednej energie neutrónov štiepenia ($\sim 2 \text{ MeV}$) dosahuje napr. pre ^{238}U len hodnotu $0,5 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. Maximálny účinný prierez nepružných procesov pri interakcii rýchlych neutrónov s jadrami je rovný $\pi R^2 = 3,14 (1,4 \cdot 10^{-15} \cdot 238^{1/3})^2 = 2,4 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$, teda asi päťnásobne väčší ako účinný prierez štiepenia. Z toho vyplýva, že v ^{238}U môže len každý piaty neutrón vyvolať štiepenie. Ostatné budú pri nepružných zrážkach rýchle strácať svoju energiu (prakticky pri jednej zrážke) a ich energia bude menšia, než je prahová energia neutrónov vyvolávajúcich štiepny proces.

7.3 Makro-mikroskopická teória štiepenia

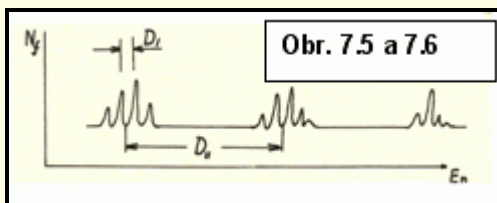
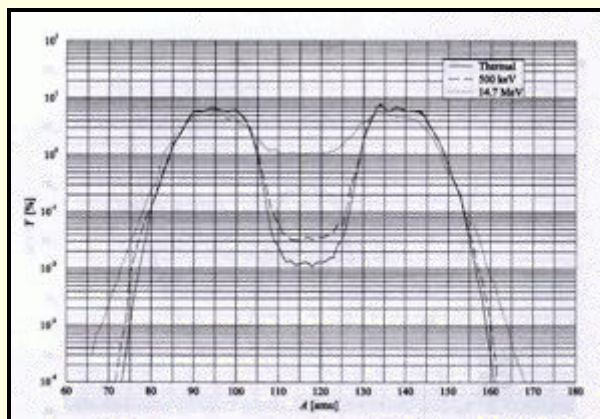
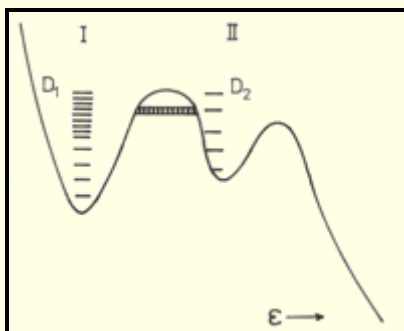
Teória štiepenia odvodená z kvapkového modelu atómového jadra opisuje len základné črty procesu štiepenia. Podstatným nedostatkom Bohrovej teórie je fakt, že úplne ignoruje lupienkové efekty atómových jadier. Teóriu štiepenia, ktorá berie do úvahy lupienkové efekty, rozpracoval v roku 1968 V.M. Strutinski [5].

Pri rozpracovaní teórie štiepenia vychádzal Strutinski z predpokladu, že lupienkové efekty atómových jadier sú spôsobené fluktuáciou priestorového rozdelenia nukleónov v jadre. Použil poruchovú teóriu, v ktorej malým parametrom je odklon rozdelenia hmotnosti od homogénneho

stavu udávaného kvapkovým modelom. A tak sa hmotnosť atómových jadier predstavuje ako suma

$$m = m_{kv} + \delta m,$$

v ktorej m_{kv} - je hmotnosť atómového jadra vypočítaná na základe kvapkového modelu (napr. podľa vzťahu (7.8)) a δm je korekcia spojená s lupienkovými efektmi. Celková zmena energie pri deformácii jadra bude sumou zmeny energie vypočítanej na základe kvapkového modelu (7.8) a zmenou energie vyplývajúcej z existencie lupienkov. Detailné výpočty sú pomerne zložité a robia sa na počítači.



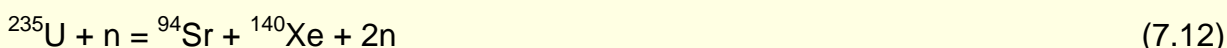
Obr. 7.7. Hmotnostné rozdelenie produktov štiepenia jadier ^{235}U . Pri štiepení tepelnými neutrónmi dominuje asymetrické štiepenie. Pri energii neutrónov 14,7 MeV v štiepení sa výzbannejšie prejavuje symetrická móda.

Kvapkový model jadra sa zakladá na analógii medzi správaním sa jadrovej hmoty a makroskopickým objektom (kvapkou). Lupienkové modely sú typickým prejavom mikroštruktúry. Preto Strutinského teória sa často nazýva aj **makro-mikroskopickou teóriou štiepenia**. Hlavné výsledky tejto teórie sú rozoberané v kapitole Š. Šáro: „Úvod do fyziky jadrových reakcií“. Tu sa obmedzíme len na typický neutrónovo-fyzikálny jav a to moduláciu štiepných šírok.

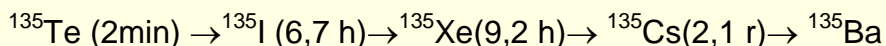
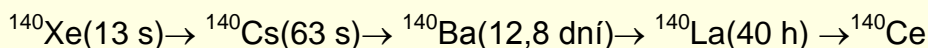
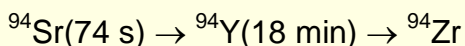
Existencia dvojbariérového potenciálu jednoduchým spôsobom objasňuje moduláciu štiepných šírok Γ_f pozorovaných pri podbariérovom štiepení (obr.7.6). Ak je 2. potenciálová jama plytšia ako 1. jama, hustota hladín v 2. jame bude menšia ako hustota hladín v 1. jame, pretože na deformáciu jadra sa spotrebuje určitá energia. Pri väčšej deformácii (2. jama) bude mať jadro menšiu teplotu a tým aj menšiu hustotu hladín. Vzdialenosť medzi rezonanciami pozorovanými pri podbariérovom štiepení bude rovná vzdialenosti medzi hladinami v 1. jame a podľa vzdialenosti medzi hladinami v 2. jame budú modulované šírky. Schéma tohto javu je na obr. 7.6. Makro-mikroskopická teória vcelku úspešne objasňuje aj asymetriu štiepných úlomkov a je v dobrom súlade s experimentálnymi faktami.

7.4 Produkty štiepenia jadier

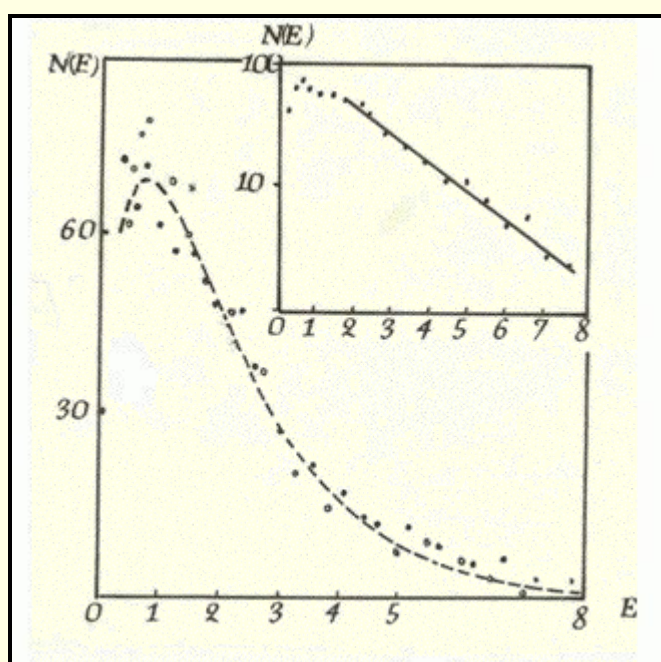
Pri interakcii neutrónov s jadrami uránu sa zistila prítomnosť prvkov so strednou hmotnosťou, akými sú bárium a lantán. Snaha jadra uránu štiepiť sa asymetricky bola dokázaná tým, že úlomky, ktoré vznikali pri tejto reakcii, tvorili dve skupiny s rozdielnou ionizačnou schopnosťou. Ukázalo sa, že pomer kinetických energií dvoch úlomkov je 1,45. Vzhľadom na to, že hybnosť zostáva zachovaná, musia byť hmotnosti úlomkov štiepenia v pomere 1 : 1,45. Podrobnejší výskum ukázal, že jadro ^{235}U a aj ostatné štiepne izotopy sa môžu deliť viacej než 30 rôznymi spôsobmi a tým vzniká vyše 60 rôznych úlomkov štiepenia. Jedným z najpravdepodobnejších spôsobov štiepenia ^{235}U je



Najťažšie izotopy Sr a Xe, ktoré existujú v prírode, sú ^{88}Sr a ^{136}Xe . Úlomky štiepenia sú presýtené neutrónmi, sú preto nestabilné (v zátvorkách sú uvedené doby polpremeny). Postupnou β -premenou prechádzajú na stabilné izotopy prvkov ^{94}Zr a ^{140}Ce podľa schém



Okrem samotných úlomkov štiepenia (po skončení štiepenia) ešte vznikajú aj produkty ich premeny. V priemere každý úlomok môže dávať tri rôzne produkty. Výrazom **produkty štiepenia** označujeme úlomky i produkty ich rádioaktívnej premeny. A tak pri štiepení jadier môže vzniknúť asi 200 rôznych produktov štiepenia, z toho asi 100 rádioaktívnych izotopov, ktoré sa v prírode voľne nevyskytujú. Takto sa získali aj dva nové prvky so $Z = 43$ (technécium) a $Z = 61$ (prométium). Výťažok rôznych produktov štiepenia je na obr. 7.7 a málo závisí od štiepneho izotopu, ale silno od excitačnej energie. Pri štiepení neutrónmi s energiou $E < 30 \text{ MeV}$ má vždy dve maximá. Pri vyššej energii je pravdepodobnejšie symetrické štiepenie.



Obr.7.8.

Energetické spektrum neutrónov uvoľňovaných pri štiepení. Najpravdepodobnejšia energia je cca 1MeV, stredná energia je okolo 2MeV.

Pred zavŕšením štiepenia vo vzdialenosti $R \sim 10^{-12} \text{ cm}$, kde dosahuje potenciál elektrostatického poľa hodnotu okolo 160 až 180 MeV, úlomky sa pôsobením odpudzujúcich síl rozletujú na opačné strany. V procese štiepenia je značná časť orbitálnych elektrónov zloženého jadra vymršťovaná, takže štiepne úlomky sú silne ionizované (najťažším chýba až 22 elektrónov). Štiepne úlomky majú energiu 160 až 180 MeV, nesú veľký náboj a tak silno ionizujú atómy okolitého prostredia. Preto majú pomerne krátky dolet (20 až 30 mm vo vzduchu), čo zodpovedá doletu alfa častíc s energiou okolo 5 MeV. Podstatnú časť energie, ktorá sa uvoľňuje pri štiepení, si odnášajú úlomky vo forme svojej kinetickej energie. Menšiu časť tejto energie si odnášajú úlomky vo forme vnútornej energie. Excitačná energia úlomkov môže byť vyžiarená emisiou gama kvánt alebo neutrónov. Neutróny a gama kvantá vyžiarené skôr ako za $5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ po štiepení sa nazývajú **okamžitými**. Oneskorené neutróny a gama kvantá sú vyžarované úločkami v procese ich postupnej beta premeny. Zistilo sa, že pri štiepení ^{235}U pomalými neutrónmi sa uvoľňuje 0 až 8, v priemere 2,426 neutrónov na každé rozštiepené jadro, t.j. za každý neutrón spotrebovaný pri štiepnej reakcii vzniká v priemere 2,5 nových. (V každom jednotlivom akte štiepenia sa uvoľňuje počet neutrónov rovný celému číslu. Priemerná hodnota však nemusí byť celé číslo). Z tohto počtu je len 0,7 % oneskorených neutrónov. Stredný počet neutrónov uvoľňovaných pri štiepení je pre všetky štiepne materiály väčší ako 2 a lineárne vzrastá s energiou neutrónov.

Energetické spektrum neutrónov málo závisí od typu štiepneho materiálu a excitačnej energie. Stredná hodnota energie okamžitých neutrónov je asi 2 MeV (obr. 7.8), oneskorených asi 0,5 MeV.

Energetické spektrum gama kvánt sa rozprestiera od 0 do 16 MeV, stredná energia gama kvánt je okolo 1 MeV. Pri jednom akte štiepenia je emitovaných 8 až 10 gama kvánt, takže celková energia, ktorú unášajú gama kvantá, je okolo 10 MeV.

V niektorých prípadoch sa pozoruje "trojité" štiepenie. Vtedy sú okrem štiepných úlomkov emitované aj nabité častice. Najpravdepodobnejšia je emisia alfa častíc. Pravdepodobnosť tohto procesu je 500-krát menšia ako pravdepodobnosť štiepenia na dva úlomky. Ešte menšia je pravdepodobnosť emisie iných častíc. Na $5 \cdot 10^6$ aktov dvojitého štiepenia ^{235}U pripadá 500 aktov, v ktorých sa emitujú jadrá ^3He , 60 aktov s jadrom ^8He a 3 s jadrom ^{10}Be [6].

Najväčšiu časť energie odnášajú štiepne úlomky vo forme svojej kinetickej energie. Časť energie si odnášajú aj iné častice. V prípade štiepenia jadra izotopu ^{235}U je rozdelenie energie medzi jednotlivými časticami takéto:

Kinetická energia úlomkov	168 MeV
Kinetická energia neutrónov	$(2,5 \times 2) = 5 \text{ MeV}$
Energia gama žiarenia	11 MeV
Energia beta premeny	7 MeV
Energia unášaná neutrínami	11 MeV
<hr/>	
Spolu	202 MeV

Neutríno veľmi slabo interaguje s látkovým prostredím. Preto energia unášaná neutrínami nezostáva v reaktore. Množstvo tepla, ktoré sa uvoľní v reaktore pri jednom štiepení, je rovné 191 MeV. V dôsledku rádioaktívnych premien úlomkov sa uvoľňuje ešte 4 MeV tepelnej energie, takže pri rozštiepení jedného jadra ^{235}U zostáva v reaktore 195 MeV, čo je $(3,12) \cdot 10^{11} \text{ J}$.

KONTROLNÉ OTÁZKY

24. Stručne popíšte históriu objavu štiepenia jadier uránu!
25. Čo rozumieme pod pojmom „parameter štiepenia“?
26. Čím sa odlišuje štiepenie jadier uránu indukovaného neutrónmi a gama kvantami (fotoštiepenie)?
27. Stručne popíšte spontánne a podbarierové štiepenie! Na akých jadrách sa realizuje?
28. Prečo sa jadro ^{235}U štiepi pomalými neutrónmi a ťažšie jadro ^{238}U nie?
29. Čo rozumieme pod pojmom úlomky štiepenia? Kedy vznikajú? Čo sú produkty štiepenia?
30. Ako vznikajú okamžité a oneskorené neutróny?
31. Aká je priemerná hodnota energie okamžitých neutrónov?

CITOVANÁ LITERATÚRA:

1. HAHN, O., STRASSMAN, F.: Naturwiss 27, 11 /1939/
2. MEITNER, L., FRISCH, O.R.: Nature 143, 239 /1939/
3. BOHR, N., WHEELER, J.: Phys. Rev., 56, 426 /1939/
4. FRENKEL, J.: Phys. Rev., 55, 987 /1939/
5. STRUTINSKY, V.M.: Nucl. Phys. A 95, 420 /1967/
6. HYDE, E.K., PERLMAN, I., SEABORG, G.T.: Jademyje svojstva tjažolych elementov. Metódy sinteza tjažolych jader. Atomizdat /1968/

SÚHRN

Štiepením jadier sa nazýva proces, v ktorom jadro sa rozdelí na dve približne rovnaké časti nazývané štiepne fragmenty. Ťažké jadrá ($Z > 90$) štiepia sa po záchyťe rýchleho neutrónu s energiou okolo 1 MeV (párno-párne jadrá) a párno-nepárne jadrá, ako napr. ^{235}U , aj po záchyťe

pomalého neutrónu. Rozštiepiť jadro sú schopné aj gama kvantá s energiou 6-8 MeV (fotoštiepenie). Proces prebieha prakticky okamžite ($\tau \leq 10^{-14}$ s).

Indukované štiepenie objavil Hann a Štrasman v r. 1938. Neskoršie sa ukázalo, že jadrá sa môžu samovoľne rozštiepiť (spontánne štiepenie), avšak len jadrá s $Z > 90$ majú merateľnú dobu polpremeny. Táto sa znižuje s rastom parametra Z^2/A .

V procese štiepenia sa uvoľňuje energia $Q \sim 200$ MeV. Značnú časť tejto energie si odnášajú štiepne fragmenty vo forme kinetickej energie. Štiepne fragmenty sú presýtené neutrónmi, v dôsledku čoho takmer okamžite emitujú neutróny (okamžité neutróny, zhruba 1-8 neutrónov na jeden akt štiepenia) a postupnou beta premenou prechádzajú v stabilné jadrá. Počas tejto premeny sú emitované beta častice, gama kvantá ale aj neutróny, ktoré nazývame oneskorené neutróny. Hoci ich podiel v celkovej počte neutrónov uvoľňovaných pri štiepení je malý ($\sim 0,2-0,7$ %), hrajú rozhodujúcu úlohu v bezpečnej prevádzke jadrových reaktorov.

Indukované pomalými neutrónmi štiepenie jadier a spontánne štiepenie vzhľadom na hmotnosť fragmentov je nesymetrické, pomer stredných hodnôt ľahkého a ťažkého fragmentu je 2/3. S rastom energie neutrónov prechádza v symetrické štiepenie.

Stredná energia okamžitých neutrónov je ~ 2 MeV a pri vhodných podmienkach je uskutočniteľná štiepna reťazová reakcia, ktorá je základom využitia jadrovej energie.

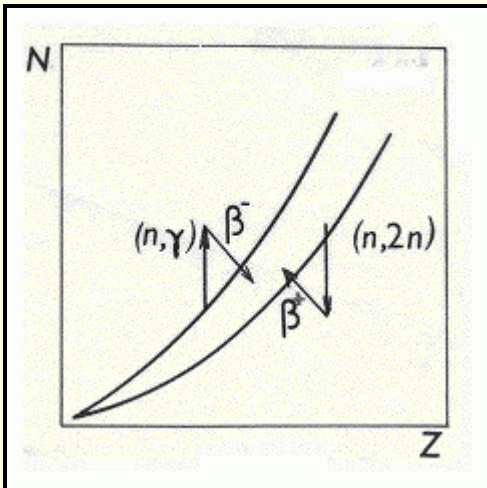


Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

8 ZOSTATKOVÉ JADRO. NEUTRÓNOVÁ AKTIVAČNÁ ANALÝZA

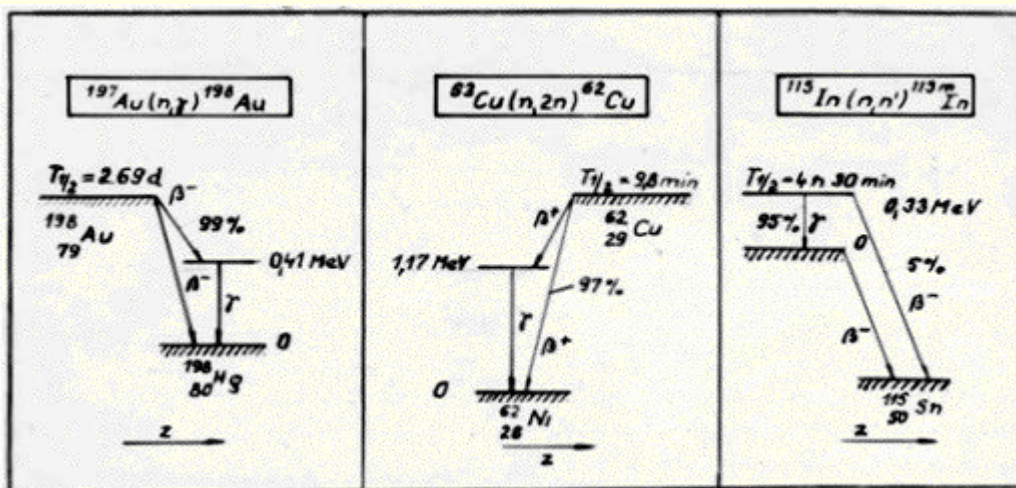
Doteraz sme si všimli len sekundárne častice vznikajúce v dôsledku jadrovej reakcie. Všimnime si bližšie zostatkové jadro.

Izotopy, stabilné voči β premene majú určitý pomer medzi počtom protónov a neutrónov. Keď ožarujeme terčik so stabilným izotopom, vznikne pri reakcii (n, γ) zostatkové jadro, ktoré sa líši od stabilného tým, že má o jeden neutrón viac. Pri reakcii $(n, 2n)$ naopak, vznikne jadro, ktoré má - v porovnaní so stabilným izotopom - o jeden neutrón menej. Tento pomer medzi protónmi a neutrónmi sa môže zmeniť jadrovou premenou zostatkového jadra, v prvom prípade vyžiarovaním elektrónu, v druhom prípade vyžiarovaním pozitronu (obr. 8.1).



Obr.8.1.

Vyžiarovanie obidvoch častíc prebieha s dobou polpremeny charakteristickou pre dané zostatkové jadro. Takto môžeme získať umelé rádioaktívne jadrá. Existuje ešte tretí, pomerne častý spôsob získavania umelých rádioaktívnych jadier, keď deexcitácia jadra prechádza cez izomérny prechod. Všetky tri prípady sú schematicky znázornené na obr. 8.2.



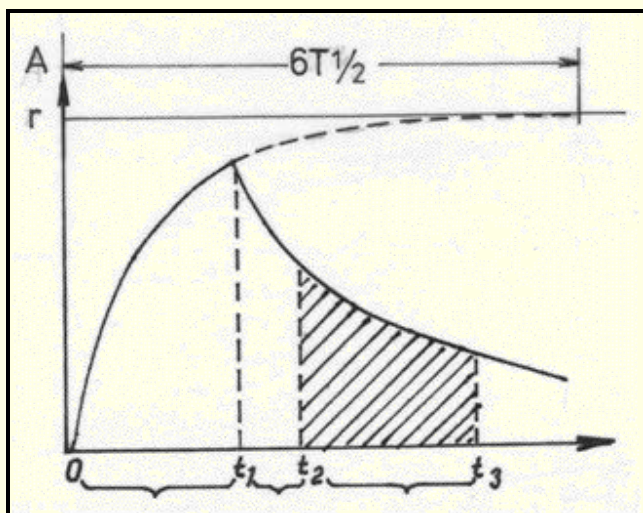
Obr.8.2..

V reakcii $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ vznikne rádioaktívne ^{198}Au , ktoré prechádza beta premenou do jadra ^{198}Hg . Beta premena však vedie v 99 % nie na základný, ale na prvý excitovaný stav a až vyžiarovaním gama kvanta s $E_\gamma = 0,4118 \text{ MeV}$ prechádza na základný stav ^{198}Hg . Vyžiarovanie gama kvanta bude prebiehať s tou istou dobou polpremeny ako vyžiarovanie beta častíc $T_{1/2} = 2,69 \text{ d}$. Detekciou beta žiarenia alebo gama žiarenia môžeme určovať aktivitu ^{198}Au . Výhodnejšie je registrovať gama žiarenie, lebo každé gama kvantum má presne definovanú energiu $0,4118 \text{ MeV}$ a dobu polpremeny.

Reakcia $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$ prebieha len pri energiách neutrónov väčších ako (\sim) 8 MeV. Zostatkové jadro ^{62}Cu s $T_{1/2} = 9,8$ min prechádza pozitronovou premenou na ^{62}Ni a tento prechod ide v 97 % na základný stav. Pri anihilácii pozitronu vzniknú dve gama kvantá s energiami 0,511 MeV. Tento jav sa využíva na detekciu pozitronu.

V reakcii $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ prebieha nepružný rozptyl neutrónu, v dôsledku ktorého je jadro excitované na prvú excitačnú hladinu.

Prechod do základného stavu prebieha s dobou polpremeny $T_{1/2} = 4$ h 30 min a v 95 % s vyžiarením gama kvanta s energiou 0,334 MeV. Aj keď sa jadro ^{115}In premieňa s dobou polpremeny 6.10^{19} rokov, môžeme ho v porovnaní s dobou polpremeny excitovaného stavu považovať za stabilné. Reakcia prebieha len s rýchlymi neutrónmi, prah reakcie je nad 0,334 MeV. Pre $E = 2,8$ MeV je účinný prierez $\sigma(n,n') = 3,6 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$.



Obr.8.3.

Pre všetky tri prípady odvodíme závislosť medzi aktivitou zostatkového jadra B , hustotou neutrónového toku φ , účinným prierezom reakcie σ_A , v ktorej vzniká rádioaktívne jadro a počtom N_A atómov/ m^2 izotopu, na ktorom prebieha reakcia. Budeme predpokladať, že tenký terčik sa ožaruje monoenergetickými neutrónmi a je známa závislosť $\sigma_A(E)$.

Rýchlosť akumulácie zostatkových jadier B bude závisieť od rýchlosti reakcie, v ktorej vznikajú jadrá B a je určená vzťahom $r = \sigma_A \varphi N_A$, zmenšenej o počet premenených jadier B (za jednotku času). A tak

$$\frac{dN_B}{dt} = \sigma_A \varphi N_A - \lambda_B N_B = -\lambda_B \left(N_B - \frac{\sigma_A \varphi N_A}{\lambda_B} \right) \quad (8.1)$$

kde λ_B je konštanta premeny rádioaktívnych jadier N_B .

Integrovaním výrazu /8.1/ od 0 do t_1 , kde t_1 , je čas ožarovania, dostaneme

$$N_B = \frac{\sigma_A \varphi N_A}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t_1}) = \frac{r}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t_1}) \quad (8.2)$$

V tomto prípade budeme veličinu r nazývať saturačnou aktivitou. Vyjadruje počet rádioaktívnych atómov, ktoré vzniknú na jednotke plochy terčika za jednotku času. Aktivitu A_B (počet premien za jednotku času) zostatkových jadier B ku koncu ožarovania určuje známy vzťah

$$A_B = \lambda_B N_B = r (1 - e^{-\lambda_B t_1}) \quad (8.3)$$

Nech sa meranie aktivity začína po čase t_2 (t_2 sa nazýva aj časom vymierania) od konca ožarovania. Vtedy aktivita izotopu B bude

$$A_B(t_2) = A_B e^{-\lambda_B t_2} = r (1 - e^{-\lambda_B t_1}) e^{-\lambda_B t_2} = r T, \quad (8.4)$$

kde ako T sme označili časový faktor. Vidíme, že medzi aktivitou a saturačnou aktivitou je vzťah $A = r T$.

Z (8.4) vyplýva, že aktivita je číselne vždy menšia ako saturačná aktivita a sú rovné vtedy, keď čas ožiarenia terčikového izotopu v neutrónovom poli je nekonečne dlhý, prakticky, keď $t_1 > 6 T_{1/2}$ /pozri obr. 8.3/ a keď $t_2 \ll T_{1/2}$. V ostatných prípadoch sa zavádza korekcia na časový faktor T , ktorá pri známom λ_B sa jednoducho vypočíta. Vzťah (8.4) sme odvodili pre terčik s jednotkovou plochou. Pri ploche terčika S aktivita bude rovná $A_S = S r T$. Tento vzťah upravíme nasledovne. Označme N_{A0} počet atómov izotopu A v jednotke objemu a N_{AA} - počet atómov izotopu A na jednotku plochy terčika s hrúbkou x .

Platí

$$\frac{N_{AA}}{x} = N_{A0} = \frac{N_{AV}}{100A} \rho n(\%)$$

kde N_{AV} je Avogadrovo číslo, ρ - hustota prvku, n (%) - percentuálne zastúpenie izotopu v prvku a A - hmotnostné číslo. Jednoduchou úpravou dostávame (P - váhové zastúpenie prvku)

$$A_S = \varphi N_{AA} S \sigma T = \varphi N_{0A} x S \sigma T = \varphi N_{0A} V \sigma T = \varphi P \frac{N_{0A}}{\rho} \sigma T = \varphi P T \frac{\Sigma}{\rho} = \varphi P T \Sigma_{akt} \quad (8.5)$$

kde ako Σ_{akt} sme označili $\frac{\Sigma}{\rho}$ a ma rozmer (m^2/kg).

Vidíme, že makroskopický účinný prierez Σ [m^{-1}] používaný v neutrónovej a najmä reaktorovej fyzike má odlišný rozmer od 1. makroskopického aktivačného účinného prierezu Σ_{akt} [m^2/kg]. Táto skutočnosť sa málokedy v literatúre zdôrazňuje. Zo vzťahu (8.5) vyplýva:

1. zmeraním aktivity A_S môžeme nájsť σ resp. Σ , keď poznáme P a φ alebo hustotu toku neutrónov pri známom σ_A a P . Táto metóda určenia hustoty toku sa nazýva metódou **rádioaktívnych indikátorov**. Pretože σ_A sa silne mení s E , môžeme týmto spôsobom korektne určovať tok neutrónov s definovanou energiou.

2. Pri známom toku neutrónov φ a σ_A môžeme určiť P , čo sa často využíva na určenie prímеси. Táto metóda určenia prímеси sa nazýva **aktivačná analýza**.

Aktivačná analýza je v súčasnosti jedna z najcitlivejších metód určovania prímеси prvkov. Jej hlavnou prednosťou pred inými analytickými metódami je fakt, že je nedeštruktívna. Analyzovaná vzorka môže zostať v pôvodnom tvare, najmä vtedy, keď sa prímеси identifikujú pomocou gama žiarenia. Pre hrubý terčik treba urobiť korekciu na poruchu neutrónového poľa, ktoré vznikne umiestnením terčika v neutrónovom poli, na absorpciu neutrónov v skúmanej vzorke a na samoabsorpciu žiarenia vo vzorke. Všetky tieto korekcie môže nájsť čitateľ v práci [1]. Na tomto mieste sa nebudeme nimi zaoberať, pretože pre objasnenie princípu metódy aktivačnej analýzy nie sú podstatné.

Skúmanú vzorku, obsahujúcu stopové prvky, umiestnime v neutrónovom poli, ktoré môžeme charakterizovať hustotou toku neutrónov $\Phi(\varphi)(r)$. Každý prvok obyčajne pozostáva z niekoľkých izotopov. V neutrónovom poli na jadrách obsiahnutých vo vzorke prebiehajú rôzne reakcie, ktorých pravdepodobnosť je určovaná účinnými prierezmi σ_i . V týchto reakciách vznikajú zostatkové jadrá B_i , ktorých prevážna časť je rádioaktívna. Po skončení ožarovania vo vzorke budú rôzne zostatkové jadrá, z ktorých každé môžeme charakterizovať jeho dobou polpremeny $T_{1/2}$, maximálnou energiou β žiarenia a keď β premena ide na excitovaný stav dcérskeho jadra aj energiou gama žiarenia.

V prírode neexistujú dva izotopy, ktoré by mali všetky tri charakteristiky rovnaké, preto metodika aktivačnej analýzy je dostatočne selektívna. Pravda, ak je prímесných prvkov mnoho, môžu vznikať interferenčné efekty, ktoré v praxi sťažujú identifikáciu izotopu (detekčná aparátúra má konečné rozlíšenie), ktorý emituje rádioaktívne žiarenie. Tieto interferenčné efekty môžeme potlačiť takto:

1. Pre rôzne reakcie a rôzne izotopy je závislosť $\sigma_i(E)$ rozdielna. Aktiváciou v poli neutrónov s rozdielnou energiou (napr. v tepelnom reaktore, v spektre neutrónov štiepenia alebo neutrónmi z neutrónového generátora, ktorých energia je okolo 3 alebo 15 MeV) môžeme zvýrazniť aktivitu jedným zo zostatkových jadier a potlačiť aktivitu druhých.

2. Aktivitu prímеси určuje vzťah (8.5). Vhodným výberom času ožarovania a vymierania môžeme zvýrazniť alebo potlačiť časový faktor T a tým aj aktivitu zostatkových jadier. Ak nie je

možné splniť podmienky 1 a 2, treba použiť chemickú separáciu, aby sa zvýraznila aktivita niektorého prvku.

Aktivácia materiálov v neutrónovom poli má aj svoju zápornú stránku. Ak sa konštrukčné prvky experimentálnych zariadení nachádzajú v silnom neutrónovom poli, stávajú sa rádioaktívnymi. Po ožarovaní budú mať vysokú aktivitu materiály obsahujúce prvky Ag, As, Br, Co, Cs, Dy, Ho, I, Mn, Na, Nb, Pd, Re, Rh, V a W. Dlhá doba vymierania (rádove roky) je charakteristická pre prvky Ag, Co, Ir, Lu. Orientačné hodnoty aktivity a doby „vymierania“ sú uvedené v tabuľke **aktivačné charakteristiky prvkov** (►N_priloha 4).

KONTROLNÉ OTÁZKY

32. Ako vzniká zostatkové a dcérske jadro v jadrových reakciách indukovaných neutrónmi?
33. Aký je rozdiel medzi veličinou makroskopický účinný prierez a aktivačný makroskopický účinný prierez?
34. Aké výhody a nevýhody má neutrónová aktivačná analýza?

CITOVANÁ LITERATÚRA:

1. BECKURTS, K.H., WRITZ, K.: Neutronaja fizika. Atomizdat 1968/

SÚHRN

Neutrónová aktivačná analýza je jednou z najcitlivejších analytických metód. V súčasnej dobe sa veľmi často využíva na stanovenie stopových množstiev prvkov vo vzorkách životného prostredia. Je to nedeštruktívna metóda, nevyžaduje prakticky žiadnu úpravu vzorky, a ak na analýzu sa využíva zdroj neutrónov reaktorového typu, je možné analyzovať aj mg vzorky.

Väčšina zdrojov neutrónov poskytuje neutróny širokého energetického spektra, v ktorom dominujú pomalé neutróny. Najpravdepodobnejšou reakciou indukovanou pomalými neutrónmi je reakcia **radiačného záchytu** (n,γ). Na analýzu sa môžu využívať promptne vyžiarené γ -kvanta (**promptná netrónová aktivačná analýza** ►N_priloha 5), alebo γ -kvantá emitované dcérske jadro v procese beta rozpadu. I v prvom i druhom prípade väčšina prvkov obsahuje izotopy vyžarujúce charakteristické γ -čiary, podľa ktorých sa dajú identifikovať izotopy a tým aj prirodzené prvky. Na analýzu vzoriek obsahujúcu uran sa často využívajú oneskorené neutróny, ktoré emitujú produkty štiepenia po ožarení vzorky v neutrónovom poli (**analýza na oneskorených neutrónoch** ►N_priloha 6).



Návrat z acrobat readera - ✖ (zatvorením okna)

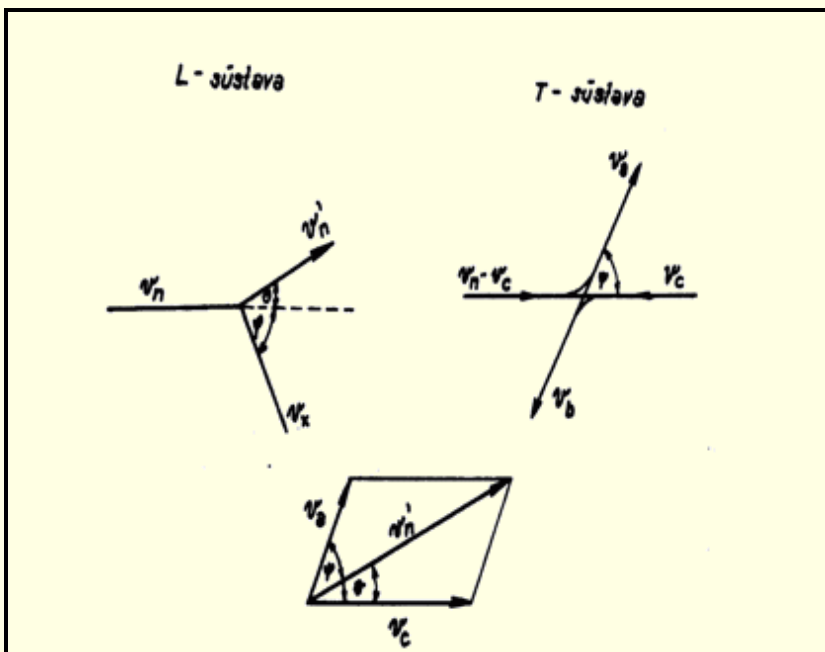
9 INTERAKCIA NEUTRÓNŮV S LÁTKOVÝM PROSTREDÍM

V tejto podkapitole sa budeme zaoberať vplyvom usporiadanej a neusporiadanej štruktúry látkového prostredia na interakciu neutrónov s atómovými jadrami, prípadne elektrónmi. Najprv sa budeme zaoberať spomaľovaním a difúziou neutrónov, v ďalšej časti optickými javmi pri interakcii s atómami.

9.1 Spomaľovanie neutrónov

Spomaľovací proces

Jedným z najpravdepodobnejších procesov interakcie neutrónov s atómovými jadrami je pružný rozptyl. Keď sa neutróny pohybujú v látkovom prostredí, ich kinetická energia sa bude postupne znižovať, pretože pri pružnom rozptyle neutrón odovzdá jadrú časť svojej energie. Budeme predpokladať, že makroskopický účinný prierez absorpcie neutrónov Σ_a v uvažovanom prostredí je veľmi malý v porovnaní s Σ_n , preto absorpciu neutrónov zanedbáme.



Obr. 9.1. Kinematika zrážky neutrónu s jadrom v laboratórnej a ťažiskovej sústave.

Písmenom v_n a v_n' označíme rýchlosť neutrónu pred a po zrážke s jadrom hmotnosti M_x . Odrazené jadro získava rýchlosť v_x . Z obr. 9.1 sú zrejmé tieto vzťahy

$$v_n' \sin \theta = v_a \sin \psi$$

$$v_n' \cos \theta = v_a \cos \psi + v_c \quad (9.1)$$

$$v_n'^2 = v_a^2 + v_c^2 + 2v_a v_c \cos \psi$$

V ťažiskovej sústave sumárna hybnosť pred a po zrážke je rovná nule a môžeme napísať, že $m_n (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_c) = M_x \mathbf{v}_c$ a $m_n \mathbf{v}_a = M_x \mathbf{v}_b$.

Zachováva sa aj absolútna hodnota hybnosti, preto môžeme napísať $|\mathbf{v}_a| = |\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_c|$ a $|\mathbf{v}_c| = |\mathbf{v}_b|$. Z uvedených vzťahov vyplýva

$$v_c = \frac{m_n}{m_n + M_x} v_n = \frac{1}{1 + A} v_n \quad (9.2)$$

$$v_a = \frac{M_x}{m_n + M_x} v_n = \frac{A}{1 + A} v_n \quad (9.3)$$

kde sme dosadili za M_x a m_n hmotnostné číslo jadra A a neutrónu ($A = 1$).

Použitím cosínusovej vety ($v'^2 = v_c^2 + v_a^2 + 2 v_c v_a \cos \psi$) pre energiu rozptýleného neutrónu dostávame

$$E'_n = \frac{m_n v_n'^2}{2} = \frac{v_n'^2}{2} = \frac{1}{2} \left[\frac{A^2 v_n^2}{(A+1)^2} + \frac{v_n^2}{(A+1)^2} + \frac{2A v_n^2}{(A+1)^2} \cos \psi \right]$$

$$E'_n = \frac{E}{2} \left[\frac{A^2}{(A+1)^2} + \frac{1}{(A+1)^2} + \frac{2A}{(A+1)^2} \cos \psi \right] \quad (9.4)$$

alebo

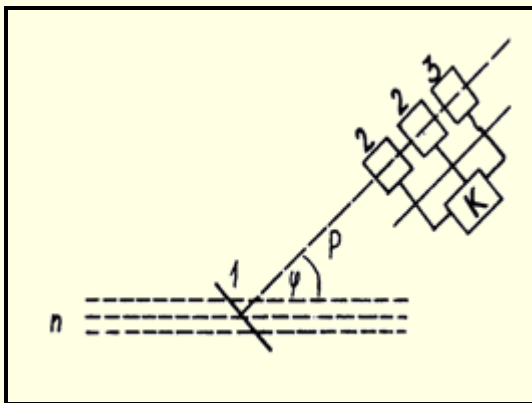
$$E'_n = E_n / 2 [(1 + \alpha) + (1 - \alpha) \cos \psi], \quad (9.5)$$

$$\text{kde } \alpha = \left[\frac{A-1}{A+1} \right]^2 \quad (9.6)$$

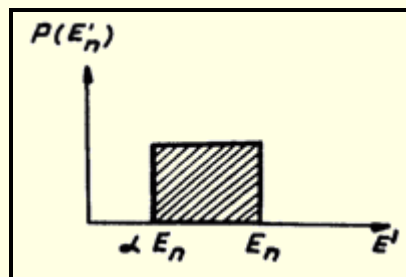
Keď $\psi = 0$, $E'_n = E_n$ (nieť rozptylu). Najväčšia strata energie vzniká, keď $\psi = \pi$. Potom $E'_n = \alpha E_n$. Napr. Vo vodíku je $\alpha = 0$ a pri čelnej zrážke neutrón môže odovzdať jadrú vodíka všetku svoju energiu. V uhlíku je $\alpha = 0,716$ a v čelnej zrážke neutrón stratí 28,4 % svojej kinetickej energie. Na ťažkých jadrách maximálna strata energie neprevyšuje 2 %.

Z obr. 9.1 vyplýva vzťah medzi uhlami rozptylu θ (v laboratórnej sústave súradníc) a ψ (v ťažiskovej sústave súradníc).

$$\text{tg } \theta = \frac{v_a \sin \psi}{v_a \cos \psi + v_c} = \frac{A \sin \psi}{A \cos \psi + 1} \quad (9.7)$$



Obr.9.2.



Obr.9.3.

Príklad 6

Nech neutróny sa rozptyľujú v látkovom prostredí obsahujúcom len vodík. Určte energiu rozptýleného protónu!

Riešenie:

Pri rozptyle neutrónu na protóne ($\alpha = 0$), $E'_n = E_n / 2 (1 + \cos \psi) = E_n \cos^2 \theta$, pretože

$$\text{tg } \theta = \frac{\sin \psi}{\cos \psi + 1}$$

odkiaľ $\cos \theta = \cos(\psi/2)$. Použili sme trigonometrický vzťah $\frac{1}{2}(1 + \cos \Psi) = \cos^2(\frac{\Psi}{2})$

Energia rozptýleného protónu E_p ($E_p = E_n - E'_n$)

$E_p = E_n (1 - \cos^2 \theta) = E_n \cos^2 \varphi$ je jednoznačnou funkciou energie neutrónu a uhla rozptylu protónu φ . Tento jav sa často používa na určenie energie rýchleho neutrónu (spektrometria rýchlych neutrónov). V tejto metodike merania spektra

neutrónov paralelný zväzok neutrónov dopadá na tenkú fóliu organického materiálu a pomocou diafragmy sa určuje uhol $\Delta\varphi$. Polovodičovým alebo proporcionálnym detektorom sa registrujú protóny. Kvôli spoľahlivej registrácii energia protónov musí byť väčšia ako desiatky keV. Preto táto metodika sa používa len na spektrometriu rýchlych neutrónov ($E > 100$ keV). Metodika nie je vhodná na spektrometriu pomalých neutrónov.

V ťažiskovej sústave je rozptyl neutrónov s $E < 10$ MeV na jadrách izotropný a pravdepodobnosť toho, že neutrón bude rozptýlený medzi uhly ψ a $\psi + d\psi$, bude rovná pomeru plochy sférického výseku $ds = 2\pi R^2 \sin\psi d\psi$ k celkovej ploche $4\pi R^2$. Okrem toho, medzi energiou rozptýleného neutrónu s uhlom rozptylu existuje jednoznačný vzťah (8.5), preto pravdepodobnosť, že rozptýlený neutrón bude mať energiu v hraniciach E a $E' + dE$, bude

$$P(E_n') dE_n' = \frac{dS}{S} = \frac{2\pi \sin\psi d\psi}{4\pi} = -d\left(\frac{\cos\psi}{2}\right) = -\frac{d(\cos\psi) dE_n'}{2 dE_n'} \quad (9.8)$$

Zo vzťahu (9.5),

$$d\left(\frac{\cos\psi}{2}\right) = -\frac{dE_n'}{E_n(1-\alpha)} = P(E_n') dE_n' \quad (9.9)$$

dE_n' je záporné a $P(E_n')$ bude kladné.

Neutrón po zrážke môže mať ľubovoľnú energiu v intervale $E_n - \alpha E_n$. Vidíme, že ľubovoľná hodnota energie v tomto intervale je rovnako pravdepodobná (obr. 9.3). Stredná energia neutrónov po zrážke bude

$$\langle E_n' \rangle = \int_{E_n}^{\alpha E_n} E_n' P(E_n') dE_n' = (1+\alpha) \frac{E_n}{2} \quad (9.10)$$

t.j. pomer stredných hodnôt energií neutrónu pred a po zrážke je konštantný a nezávislý od energie neutrónov. Ak je začiatková energia neutrónu E_i a po n zrážkach nadobúda hodnotu E_f môžeme pre stredné hodnoty napísať

$$\left[\frac{\langle E_1 \rangle}{\langle E_2 \rangle} \right] \dots \frac{\langle E_{n-1} \rangle}{\langle E_n \rangle} = \left[\frac{\langle E_1 \rangle}{\langle E_2 \rangle} \right]^n = \frac{E_i}{E_f} \quad (9.11)$$

Z uvedeného vyplýva, aby energia neutrónu klesla z hodnoty E_i na hodnotu E_f , musí neutrón v priemere vykonať n zrážok, ktoré môžeme vypočítať na základe (9.11). Naozaj

$$n = \frac{\ln E_i / E_f}{\ln \langle E_1 \rangle / \langle E_2 \rangle} \quad (9.12)$$

V praxi sa používa stredná hodnota $\langle \ln(E_1/E_2) \rangle$ a nazýva sa priemerný logaritmickej dekrement energie a označuje sa ako ξ

$$\xi = \int_{E_f}^{\alpha E_i} \ln \frac{E_1}{E'} P(E') dE' = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha \approx \frac{2}{A+2/3} \quad (9.13)$$

kde aproximácia platí pre $A > 2$ s presnosťou lepšou ako 3%. Napr. ξ pre H je 1 a pre C je 0,158. Pretože ξ nezávisí od energie, je jednoduché vypočítať priemerný počet zrážok nevyhnutných na spomalenie neutrónov ľubovoľnej energie. Napríklad ak $E_i = 2$ MeV a $E_f = E_{th} = 0,025$ eV, tak počet zrážok n bude

$$n = \frac{\ln(2 \cdot 10^6 / 0,025)}{\xi} = \frac{18,2}{\xi}$$

Na spomalenie z E_i do E_{th} bude $n = 18$ pre H, 35 pre D_2O a 114 pre C.

Uhlová distribúcia rozptýlených neutrónov

Spomínali sme, že uhlová distribúcia rozptýlených neutrónov v ťažiskovej súradnicovej sústave je sféricky symetrická, kým $E < 10$ MeV. V laboratórnej sústave bude rozptyl anizotropný, najmä pri rozptyle neutrónov na ľahkých jadrách, keď je najväčší rozdiel medzi ťažiskovou a laboratórnou sústavou.

Anizotropiu rozptylu budeme charakterizovať strednou hodnotou $\langle \cos \theta \rangle$, kde θ je uhol rozptylu neutrónu v laboratórnej sústave

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} \cos \theta d\omega = 1/2 \int_0^{2\pi} \cos \theta \sin \psi d\psi = \frac{1}{3A} \quad (9.14)$$

V (9.14) $d\omega$ označuje element priestorového uhla. Integrál sa ľahko vypočíta, keď zameníme uhol θ za uhol ψ , lebo v ťažiskovej sústave rozptyl je izotropný ($d\omega = 2\pi \sin \psi d\psi$) a keď vyjadríme $\cos \theta$ pomocou $\cos \psi$.

Keď $A \gg 1$ bude $\langle \cos \theta \rangle \ll 1$, a rozptyl je izotropný aj v laboratórnej sústave. Pri rozptyle neutrónov na jadrách vodíka ($A = 1$) bude $\langle \cos \theta \rangle = 2/3$, neutróny sú rozptyľované prednostne dopredu.

Spomaľovacia a transportná dĺžka

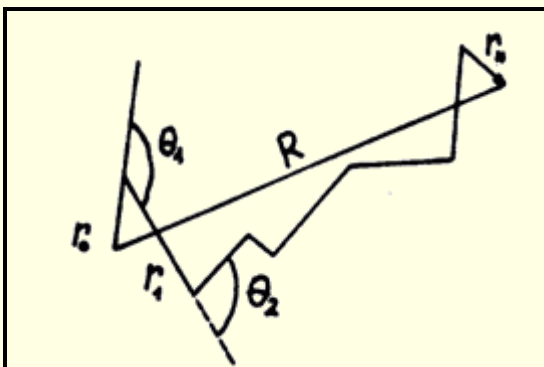
Neutrón v spomaľovacom procese do energie E_f vykoná veľký počet zrážok a premiestni sa na určitú vzdialenosť R od miesta svojho vzniku, kde mal energiu E_i . Schematicky jeho pohyb znázorňuje obr. 9.4.

Vzdialenosť R bude rovná

$$\vec{R} = \sum_{i=1}^n \vec{r}_i$$

Aby sme nemuseli operovať s vektormi, Fermi navrhol určovať štvorec vzdialenosti:

$$\vec{R} \cdot \vec{R} = R^2 = \sum_{i=1}^n r_i^2 + \sum_{i \neq k}^n r_i r_k \cos \theta_{ik} \quad (9.15)$$



Obr. 9.4.

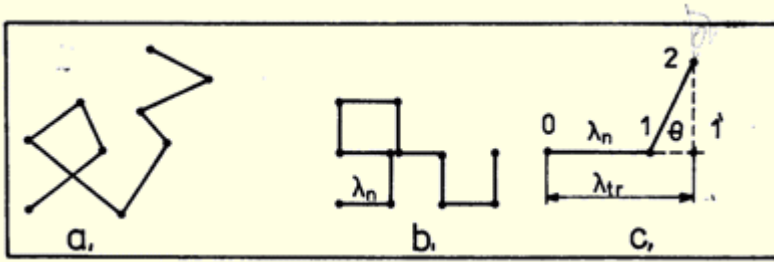
Počas spomaľovania neutrón vykoná n - zrážok, po každej mení smer svojho pohybu a presunie sa na vzdialenosť R od miesta svojho vzniku do miesta, kde jeho energia je rovná E .

Budeme vychádzať z toho, že rozptyl je izotropný ($\langle \cos \theta \rangle = 0$) a účinný prierez rozptylu nezávisí od energie neutrónov. Vzdialenosť, ktorú prejde neutrón medzi dvoma zrážkami, je rozdielna, ale my budeme predpokladať, že sa nemení a jej stredná hodnota je rovná strednej dĺžke rozptylu $r_i = \lambda$. Pre kvadrát strednej dĺžky rozptylu analogicky môžeme napísať

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{\int_0^{\infty} r^2 \exp(-r/\lambda_n) dr}{\int_0^{\infty} \exp(-r/\lambda_n) dr} = 2\lambda_0^2 \quad /9.16/$$

Vo vzťahu (9.15) r_i^2 zameníme strednou hodnotou $\langle r^2 \rangle$, zosumujeme a n vyjadríme z (9.12).

$$R^2 = \sum_{i=1}^n 2\lambda_n^2 = 2n\lambda_n^2 = \frac{2\lambda_n}{\xi \Sigma_n} \ln \frac{E_i}{E_f} \quad (9.17)$$



Obr.9.5. Dvozmerné zobrazenie dráhy neutrónu, (a) dráha "priemerného neutrónu (b) pri izotropnom rozptyle a (c) pri anizotropnom rozptyle.

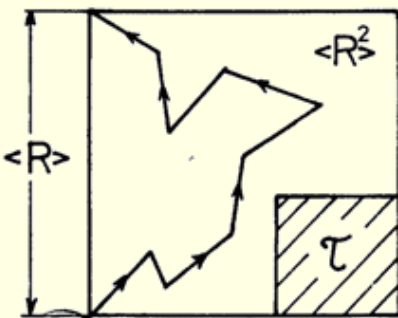
V predošlých častiach sme ukázali, že neutróny sa prednostne rozptyľujú do predného polpriestoru. Preto neutrón v spomaľovacom procese prejde o niečo väčšiu vzdialenosť ako udáva (9.17).

Pri anizotropnom rozptyle vo vzťahu (9.15) nemôžeme považovať $\langle \cos \theta_{ik} \rangle = 0$. Z geometrického pohľadu izotropnosť rozptylu znamená, že "priemerný" neutrón v každom rozptylovom akte sa odchyli od svojej pôvodnej dráhy o uhol $\pi/2$. Z obr. 9.5 vyplýva, že ak λ_n zameníme na $\lambda_{tr} = \lambda_n (1 + \langle \cos \theta_{ik} \rangle)$, opäť by sme mohli považovať rozptyl za izotropný. Ak túto podmienku použijeme k bodu 2 a ďalším, tak pre λ_{tr} môžeme napísať

$$\lambda_{tr} = \lambda_n (1 + \langle \cos \theta_{ik} \rangle + \langle \cos^2 \theta_{ik} \rangle + \dots) = \frac{\lambda_n}{1 - \langle \cos \theta_{ik} \rangle} \quad (9.18)$$

Ukazuje sa, že vzdialenosť R^2 je presnejšie vyjadrená, keď v (9.17) λ_n zameníme za λ_{tr}

$$R^2 = \frac{6\lambda_n}{\Sigma_n \xi (3 - 2/A)} \ln \frac{E_i}{E_f} = 6\tau^2 \quad (9.19)$$



Obr. 9.6.

Ilustrácia vzťahu medzi R^2 a τ - veličinou nazývanou vek neutrónov.

Funkcia τ nazývaná aj **vek neutrónov** sa mení v závislosti od energie, ktorú dosiahne neutrón v procese spomaľovania. Obr. 9.6 názorne ilustruje súvislosť medzi R a τ . Ak $E = E_{th} = 0,025$ eV, tak hodnoty $\sqrt{\tau} = \sqrt{\frac{R^2}{6}}$ sa udávajú ako spomaľovacia dĺžka L_s .

9.2 Tepelné neutróny

Budeme predpokladať, že máme slabo absorbujúce látkové prostredie, v ktorom vznikajú, alebo sú implantované, rýchle neutróny. V zrážkach budú neutróny strácať svoju energiu a po určitom čase nastane rovnováha medzi energiou ich pohybu a tepelnou energiou rozptyľujúcich atómov. Možno očakávať, že neutróny - ako elektricky neutrálne častice - majú vlastnosti podobné obyčajným atómom a molekulám. Procesy, ku ktorým dochádza medzi jadrami a tepelnými neutrónmi budeme skúmať ako procesy vzájomného pôsobenia dvoch plynov (neutrónov a jadier), ktoré sú v tepelnej rovnováhe. Pomocou tohto modelu môžeme získať funkčnú závislosť napr. rýchlostného rozloženia neutrónov (i jadier) v tvare Maxwell-Boltzmanovoho distribučného zákona:

$$\frac{n(v) dv}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-mv^2/2kT} \frac{mv^2}{2kT} \sqrt{\frac{m}{2kT}} dv \quad (9.20)$$

kde $n(v)$ je počet neutrónov v jednotke objemu s rýchlosťou v jednotkovom intervale okolo v , n je celkový počet neutrónov v jednotke objemu, v - rýchlosť a m je hmotnosť neutrónu, T je teplota prostredia v K.

Celkový počet neutrónov je definovaný nasledovne

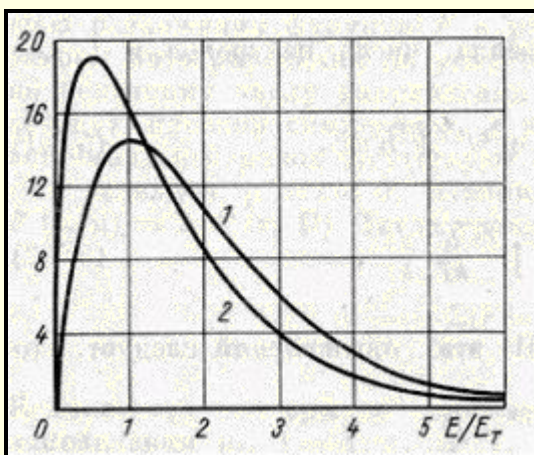
$$n = \int n(E) dE \quad (9.21)$$

Pretože väčšina prostredí, v ktorých sa spomaľujú neutróny, do určitej miery absorbujú neutróny a absorpčné účinné prierezy s klesajúcou energiou rastú (zákon $1/v$), vzťah (9.20) neplatí všeobecne.

V dôsledku absorpcie neutrónov sa distribučná funkcia deformuje a maximum sa presúva do oblasti vyšších hodnôt rýchlosti. Absorpcia neutrónov spôsobuje rast priemernej rýchlosti (resp. energie) v porovnaní so vzťahom (9.20). Tento jav sa nazýva „tvrdnutie“ spektra. Jedným zo spôsobov, ako môžeme rešpektovať vplyv absorpcie na neutrónové spektrum, je použitie tzv. efektívnej teploty neutrónu T_{ef} . Veličinu T_{ef} nazývame teplotou neutrónového plynu. Je to teplota, pri ktorej Maxwell-Boltzmanov distribučný zákon lepšie odpovedá deformovanému spektru.

Funkcia (9.20) môže byť transformáciou prevedená na funkciu popisujúcu energetické rozloženie. Použitím substitúcie $E = mv^2/2$ a Jacobiánu v tvare $dv/dE = (mv)^{-1}$ obdržíme

$$\frac{n(E) dE}{n} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-E/kT} \sqrt{\frac{E}{kT}} \frac{dE}{kT} \quad (9.22)$$



Obr. 9.7.

Maxwell – Boltzmannovo rozloženie hustoty toku neutrónov $[\Phi(E)/\Phi]$ (krivka 1) a hustoty neutrónov $[n(E)/n]$ (krivka 2), v porovnaní s hustotou neutrónov. Spectrum hustoty toku je posunuté k vyšším energiam.

kde $n(E)$ je spektrálna hustota a

$n = \int n(E) dE$ je hustota neutrónov.

Rovnako ako v kinetickej teórii plynov určuje strednú energiu neutrónov vzťah

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT \quad (9.23)$$

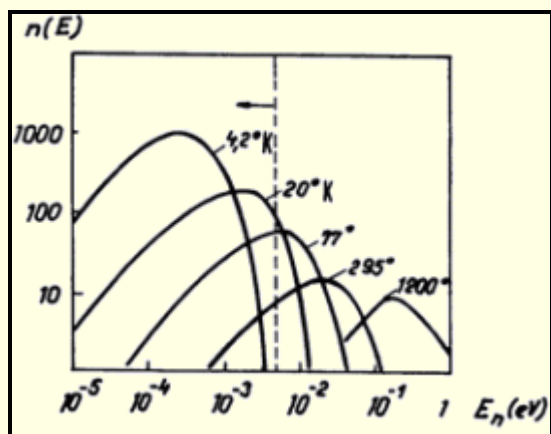
Neutróny, ktoré majú energiu blízku hodnote kT , nazývame **tepelné neutróny**.

Už sme spomínali, že v neutrónovej fyzike sa častejšie používa hustota toku neutrónov ako hustota neutrónov. Maxwellov distribučný zákon pre hustotu toku neutrónov $\Phi = n(v) v$ môže byť odvodený z (9.21), keď obidve strany rovnice vynásobíme $v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$. Po zámene $kT = E_T$, $dE = m v dv$ a jednoduchej úprave

$$\frac{\Phi(E) dE}{\Phi_{th}} = e^{-E/E_T} \frac{E dE}{E_T E_T} \quad (9.24)$$

$$\text{kde } \Phi_{th} = \int_0^{\infty} n(v) v dv = n \cdot \langle v \rangle = n \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_T \quad (9.25)$$

Na obr. 9.7 je tvar funkcie $n(E)/n$ a $\Phi(E)/\Phi_{th}$ v závislosti od E/E_T . Strednú alebo najpravdepodobnejšiu energiu neutrónov môžeme meniť zmenou teploty látkového prostredia.



Obr.9.8.

Napríklad v experimentoch s chladnými neutrónmi ($E < 0,005$ eV) je výhodné ochladzovať moderátor. Naopak, v experimentoch s nadtepelnými neutrónmi ($E_n > 0,1$ eV) je účelné spomaľovaciu látku nahrievať. Tvar spektrálnej hustoty neutrónov pre niektoré teploty T látkového prostredia je na obr. 9.8.

Energia neutrónov zodpovedajúca najpravdepodobnejšej rýchlosti pri $T_0 = 293,6$ K ($20,4$ °C) sa označuje ako **tepelný bod** a pre túto energiu neutrónov existuje väčšina údajov o veľkosti účinných prierezov σ_i . V ďalších častiach budeme hodnotu energie a účinného prierezu, zodpovedajúce tepelnému bodu, označovať E_0 a σ_0 .

Príklad 7

Určte najpravdepodobnejšiu rýchlosť a energiu neutrónov odpovedajúcu tejto rýchlosti!

Riešenie:

Najpravdepodobnejšiu rýchlosť tepelných neutrónov získame, ak určíme maximálnu hodnotu funkcie $n(v)$, t.j. s podmienky

$$\frac{\partial n(v)}{\partial v} = 0$$

$$\text{Odkiaľ najpravdepodobnejšia rýchlosť je } v_T = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 128,4\sqrt{T} \quad [\text{m/s}]$$

Energia odpovedajúca tejto najpravdepodobnejšej rýchlosti je

$$E_T = (1/2) m v_T^2 = k T = 8,616 \cdot 10^{-5} T \quad [\text{eV}].$$

Príklad 8

Nájdite súvislosť medzi priemernou rýchlosťou neutrónov a najpravdepodobnejšou hodnotou!

Riešenie:

Rýchlosť tepelných neutrónov stredovanou cez Maxwell-Boltzmanovo rovnicu

$$\langle v \rangle = \frac{\int_0^{\infty} v n(v) dv}{\int_0^{\infty} n(v) dv} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_T = 1,128 v_T$$

Príklad 9

Určite najpravdepodobnejšiu energiu tepelných neutrónov E_p a strednú hodnotu!

Riešenie:

Najpravdepodobnejšiu energiu tepelných neutrónov E_p určíme ako maximálnu hodnotu funkcie $n(E)$, t.j. z podmienky

$$\frac{\partial n(E)}{\partial E} = 0$$

$$E_p = \frac{1}{2} E_T$$

Tejto najpravdepodobnejšej energii odpovedá rýchlosť neutrónov

$$v_p = \sqrt{\frac{2E_p}{m}} = \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

Stredná hodnota kinetickej energie tepelných neutrónov je určená vzťahom

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{\infty} E n(E) dE}{\int_0^{\infty} n(E) dE} = \frac{3}{2} kT$$

Príklad 10

Nájdite najpravdepodobnejšiu rýchlosť, energiu a ich stredné hodnoty pre neutróny pohybujúce sa v látkovom prostredí s $T = 293,6$ K. Boltzmanova konštanta $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1} = 0,86 \cdot 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$.

Riešenie

Najpravdepodobnejšiu rýchlosť $v(T_0) = v_0$ určíme zo vzťahu $v_0 = 128,4 T^{1/2} = 2200 \text{ m/s}$

Energia zodpovedajúca najpravdepodobnejšej rýchlosti $E_0 = kT = 0,86 \cdot 10^{-4} \text{ eV K}^{-1} \cdot 293,6 \text{ K} = 0,025 \text{ eV}$.

Najpravdepodobnejšia energia pri teplote T_0 : $E_p^0 = E_0/2 = 0,013$

Stredná energia

$$\langle E \rangle = (3/2) kT = (3/2) 0,025 \text{ eV} = 0,038 \text{ eV}.$$

Pre teplotu $E_0 = 0,025 \text{ eV}$ sú tabulované hodnoty účinných prierezov. Tieto hodnoty nezodpovedajú najpravdepodobnejšej energii neutrónov, ale energii prislúchajúcej najpravdepodobnejšej rýchlosti tepelných neutrónov nachádzajúcich sa v tepelnej rovnováhe s látkovým prostredím s teplotou 20°C (laboratórna teplota).

Moderátor	A	ξ	n (2 MeV- E_0)	$\xi \Sigma_n$ [cm^{-1}]	$\frac{\xi \Sigma_n}{\Sigma_a}$
H	1	1,000	18	-	-
H ₂ O	18	0,924	19	1,35	71
D ₂ O	20	0,725	35	0,18	4800
He	4	0,425	43	$1,6 \cdot 10^{-5}$	83
Be	9	0,209	86	0,15	43
C	12	0,158	114	0,061	192
U	238	0,008	2172	0,0033	0,01

Tab. 9.1. Moderačné charakteristiky látok používaných v reaktoroch

Moderátory

Účinný prierez jadrových reakcií vyvolaných neutrónmi sa zvyšuje so zmenšovaním energie neutrónov. Tento jav sa využíva pri konštrukcii jadrových reaktorov s prírodným uránom alebo v detektoroch neutrónov. Pre rýchle neutróny je účinný prierez štiepenia alebo absorpcie mnohonásobne nižší ako pre tepelné neutróny a preto je výhodné rýchle neutróny spomaliť. Látku, ktorá sa používa na spomaľovanie neutrónov nazývame **moderátor**. Dobrým moderátorom bude taká látka, v ktorej je pri jednej zrážke veľká priemerná strata energie, t. j. látka, v ktorej je maximálne ξ . Veľká hodnota ξ nemá ešte mimoriadne veľký význam, ak je malý makroskopický účinný prierez pružného rozptylu Σ_n . Súčin $\xi \Sigma_n$ sa nazýva **spomaľovacia schopnosť** moderátora, čím je väčšia, tým na menšej dráhe stráca neutrón svoju energiu. Kvalitný moderátor musí mať nielen maximálne Σ_n , ale aj malý účinný prierez Σ_a , aby bola zanedbateľná absorpcia

neutrónov v procese spomaľovania. Preto je najdôležitejšou charakteristikou moderátora **koeficient spomaľovania**, ktorý sa definuje ako $\xi \Sigma_n / \Sigma_a$.

Ako vidieť z tabuľky 9.1, najväčší koeficient spomalenia má ťažká voda. Ťažko sa získava vo väčších množstvách a preto sa často používajú aj menej kvalitné moderátory ako Be a C, alebo obyčajná voda.

9.3 Optické javy v interakciách neutrónov s atómami

Doposiaľ sme predpokladali, že účinný prierez určitého počtu jadier je rovný sume účinných prierezov jednotlivých jadier ($\Sigma_i = N\sigma_i$). Tento predpoklad je správny, ak je vzdialenosť medzi atómami omnoho väčšia ako vlnová dĺžka neutrónov. Vlnová dĺžka pre tepelné neutróny $\lambda = 18$ nm a neutrónové vlny rozptýlené rôznymi jadrami môžu interferovať. Uhlové rozdelenie rozptýlených častíc nebude sféricky symetrické. Aby sme mohli tieto efekty kvantitatívne ohodnotiť, musíme operovať nie s intenzitou, ale s amplitúdou rozptylu.

Rozptyl na molekulách plynov

V prípade rozptylu neutrónov na molekulách plynov závisí výsledok interferencie od veličiny a znamienka amplitúdy rozptylu a od pomeru vzdialenosti medzi atómami d k vlnovej dĺžke λ neutrónu. Najjednoduchší prípad interferencie je vtedy, keď $\lambda \gg d$. V tomto prípade amplitúdu rozptylu jednotlivých atómov molekúl treba algebraicky zložiť. Sumárna amplitúda rozptylu celej molekuly pozostávajúcej z N atómov sa bude rovnať

$$f_{\text{mol}} = \sum_{i=1}^N f_i$$

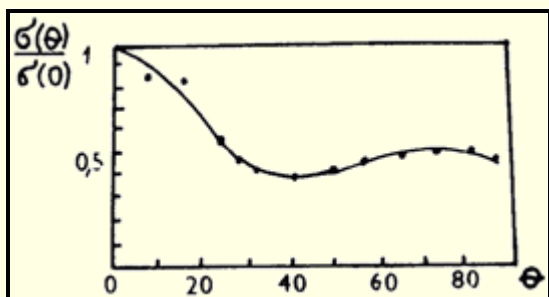
a účinný prierez rozptylu na molekule

$$\sigma_{\text{Mol}} = 4\pi f_{\text{Mol}}^2 = 4\pi \sum_{i,k} f_i f_k = 4\pi \left(\sum_i f_i^2 + \sum_{i \neq k} f_i f_k \right) = \sum_i \sigma_i + 4\pi \sum_{i \neq k} f_i f_k \quad (9.26)$$

Vidíme, že ak majú všetky jadrá rovnaké znamienko f_i , platí $\sigma_{\text{Mol}} > \sum \sigma_i$, ak majú rôzne znamienka, tak $\sigma_{\text{Mol}} < \sum \sigma_i$. Experiment ukazuje, že veľká väčšina nuklidov má kladnú amplitúdu rozptylu, zápornú majú len ^1H , ^7Li , ^{47}Ti , ^{55}Mn a ^{62}Ni .

V ostatných prípadoch sa výsledok interferencie vypočítava podobne ako v röntgenovo-štruktúrálnej analýze a predstavuje zložitú matematickú úlohu. Poznávame, že

$$\sigma(\theta) \approx \sum_{i,k} (\sigma_i, \sigma_k) \cdot f(\theta, r_{ik}, \lambda) \quad (9.27)$$



Obr.9.9.

$\sigma(\theta)$ sa streduje cez všetky možné orientácie molekúl. Ako príklad tejto závislosti je obr. 9.9 pre molekulu N_2 . Experimentálne zmeraná krivka sa aproximuje teoretickou krivkou danou funkciou (9.27) s takým výberom r_{ik} , aby súhlas bol najlepší. Týmto spôsobom je možné určiť vzdialenosť medzi atómami v molekule r_{ik} .

Rozptyl na kryštáloch

V ideálnom kryštáli sú atómy usporiadané do určitej konfigurácie a konfigurácia rozdelenia atómov sa periodicky opakuje. Neutrónové vlny odrazené od jednej atómovej vrstvy budú interferovať s vlnami odrazenými od druhej vrstvy. Podmienkou zosilnenia neutrónovej vlny je splnenie Braggovej podmienky $2d \sin \theta = n \lambda$. V tomto prípade hovoríme o koherentnom rozptyle a jeho účinný prierez označujeme σ_{koh} . Koherentnosť rozptylu býva narušovaná:

a/ neideálnosťou kryštálu /prímesi a poruchy/,

b/ v kryštáli sú prítomné izotopy prvku, ktorý vytvára kryštál. Rôzne izotopy majú rôznu amplitúdu rozptylu,

c/ ak je spin jadra I rôzny od nuly, potom amplitúda i fáza rozptylu môže byť rôzna pre dve rôzne orientácie spinu neutrónu ($+ 1/2$ a $- 1/2$) vzhľadom na I jadra. Orientácie spinu jadra v kryštáloch sú chaoticky rozdelené, čím sa narušujú fázové vzťahy.

Z uvedeného vyplýva, že v reálnom kryštáli bude spolu s koherentným aj nekoherentný rozptyl. Preto rozptyl pri malých energiách môžeme zapísať v tvare

$$\sigma = \sigma_{\text{Koh}} + \sigma_{\text{Dif}}$$

kde σ_{Dif} je nekoherentný, alebo difúzny rozptyl.



Obr.9.10.

Pre štúdium štruktúry kryštálov vo fyzike tuhých látok je najdôležitejší koherentný rozptyl, vyvoláva Braggov odraz neutrónov od kryštálu.

Ak dopadajú na kryštál neutróny s rôznymi energiami, budú sa najintenzívnejšie odrážať tie, pre ktoré je splnená Braggova podmienka, t.j. pod daným uhlom θ budú odrazené neutróny s vlnovou dĺžkou λ v súlade s podmienkou $2d \sin \theta = n \lambda$. Takto môžeme získať monochromatické neutróny. Zmenou θ môžeme vyberať vlnovú dĺžku odrazených neutrónov a tým aj ich energiu. Tieto tzv. difrakčné spektrometre boli v minulosti veľmi rozšírené.

Na druhej strane, ak máme zdroj monochromatických neutrónov, môžeme skúmať štruktúru kryštálov. Týmto sa zaoberá **neutrónografia** a od štandardnej röntgenografie (skúmanie štruktúry kryštálov pomocou rtg. žiarenia) sa líši týmto:

a/ Neutróny interagujú len s jadrami a veľmi slabo s elektrónmi. Röntgenové žiarenie interaguje len s elektrónmi a veľmi slabo s jadrami.

b/ Pre neutróny, ktoré interagujú len s jadrom, predstavuje atóm objekt rozmerov $\sim 10^{-15}$ m, pre röntgenové žiarenie je atóm zložitý objekt rozmerov $\sim 10^{-10}$ m.

c/ Pri rozptyle neutrónov berieme do úvahy len účinný prierez jadrového rozptylu a s ním spojenú amplitúdu rozptylu. Pri rozptyle rtg. žiarenia treba brať do úvahy elektrónovú štruktúru atómu.

Z uvedeného vidíme, že v mnohých prípadoch je výhodnejšie použiť na štúdium štruktúry kryštálov neutróny ako rtg. žiarenie, najmä vtedy, keď kryštál tvoria atómy s veľmi rozdielnym Z , pretože účinný prierez jadrového rozptylu sa na rozdiel od účinného prierezu rozptylu rtg. žiarenia so Z slabo mení.

Neutrónová rádiografia má aj ďalšie výhody. Pomalé neutróny umožňujú skúmať magnetickú štruktúru látok. K tomuto účelu nemôžu byť použité röntgenovské kvantá, lebo ich magnetický moment je nulový. Okrem toho pomalé neutróny omnoho citlivejšie reagujú na osobitosti dynamiky rozptyľujúcich atómov, lebo ich rýchlosti ($\sim 10^7$ m/s) a energie ($\sim 10^{-2}$ eV) sú veľmi blízke k charakteristickým rýchlostiam a energiám atómov. Röntgenovské kvantá majú rýchlosť c a energiu (pre $\lambda \sim 10^{-10}$ m) až o päť rádov vyššiu ako je energia vibračných kvánt. Hlavným nedostatkom neutrónografie v porovnaní s röntgenografiou, sú omnoho vyššie náklady na zdroj žiarenia.

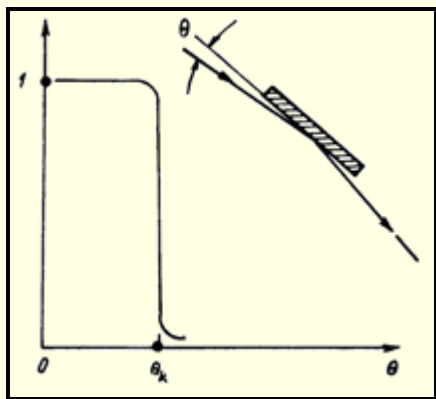
Braggova podmienka nemôže byť principiálne splnená pre vlnové dĺžky $\lambda > 2d$, pretože funkcia $\sin \theta \leq 1$ a koherentný rozptyl nie je možný. Účinný prierez rozptylu neutrónov $\sigma = \sigma_{\text{Koh}} + \sigma_{\text{Dif}}$ bude rovný len σ_{Dif} . Z toho vyplýva, že pre neutróny s $\lambda < 2d$ bude rozptyl omnoho intenzívnejší ako pre neutróny s $\lambda > 2d$, najmä v tých prípadoch, keď $\sigma_{\text{Koh}} \gg \sigma_{\text{Dif}}$.

Na ilustráciu na obr. 9.10 je závislosť $\sigma(E)$ pre polykryštalický BeO. Účinný prierez sa mení skokom pri niekoľkých hodnotách λ_i , zodpovedajúcich rôznym d_i v kryštali, až pri energii $E = 0,003$ eV ($\lambda = 45$ nm) prudko klesá, pretože maximálne d_i v BeO je 22,5 nm. Po prechode neutrónového lúča cez BeO budú z neho vyvedené (ak je hrúbka x polykryštalického BeO dostatočne veľká) všetky neutróny s $E > 0,003$ eV a neutróny s $E < 0,003$ eV budú prechádzať len s pomerne malým oslabením. Takto sa získava zväzok neutrónov, v ktorom prevládajú **chladné neutróny**.

Odras neutrónov. Ultrachladné neutróny

Fermi a Zinn poukázali [1] na to, že neutróny prechádzajúce cez prostredie charakterizované amplitúdou koherentného rozptylu f_{koh} si môžeme predstaviť ako vlny pohybujúce sa v prostredí s indexom lomu

$$n = 1 - \frac{\lambda^2 N f_{\text{koh}}}{2\pi} \quad (9.28)$$



Obr.9.11.

odvodenie vzťahu nájde čitateľ v učebnici [2].

Pre tepelné neutróny je rozdiel $(n - 1) \sim 10^{-6}$ kladný alebo záporný v závislosti od znamienka f_{koh} . Pri kladnej amplitúde je $n < 1$ a môže nastať totálny odraz (obr. 9.11), pretože pre vákuum $n = 1$. Medzný uhol totálneho odrazu θ_c závisí od indexu lomu látkového prostredia a podobne ako v optike je vyjadrený vzťahom $\cos \theta = n$. Pre tepelné neutróny ($\lambda = 18$ nm) je medzný uhol veľmi malý (napr. $11,1^\circ$ pre Be a $10,0^\circ$ pre Fe) a môžeme ho určiť zo vzťahu

$$\cos \theta_c \cong 1 - \frac{\theta_c^2}{2} = n$$

odkiaľ

$$\theta_c = \sqrt{2(1-n)} = \lambda \sqrt{\frac{N f_{\text{koh}}}{\pi}} \quad (9.29)$$

So zväčšovaním vlnovej dĺžky rastie aj uhol θ_c , ktorý pre veľmi pomalé, tzv. ultrachladné neutróny, dosiahne hodnotu $\theta_c = \pi/2$, t.j. neutróny sa budú odrážať od stien pri ľubovoľnom uhle dopadu. Vtedy $n = 0$ a hraničná hodnota vlnovej dĺžky λ ultrachladných neutrónov môže byť ohodnotená z [9.29/,

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\pi}{Nf_{\text{koh}}}} \quad (9.30)$$

ktorý sa odlišuje od korektne odvodeného vzťahu len koeficientom $\sqrt{2}$. Keď dosadíme konkrétne hodnoty ($N \sim 10^{26} \text{ m}^{-3}$, $f_{\text{koh}} \sim R \sim 10^{-15} \text{ m}$) ľahko zistíme, že to platí pre neutróny s $E < 10^{-7} \text{ eV}$. Ultrachladné neutróny je možné chrániť v uzavretom priestore do doby ich prirodzenej premeny $T_{1/2} \sim 10 \text{ min}$. Vlastnosti ultrachladných neutrónov boli prvý raz experimentálne overené v r. 1968 [3].

Totálny odraz neutrónov sa v praxi využíva na zakrivenie neutrónového zväzku, čím sa získa "čistý" zväzok pomalých neutrónov, zbavený od sprievodného γ žiarenia vychádzajúceho z neutrónového zdroja.

Polarizácia neutrónov. Kobaltové zrkadlo

Neutrón má magnetický moment μ_n a môže interagovať s elektrónom ako magnetický dipól s magnetickým momentom. Potenciál takej interakcie U

$$U = k \frac{\mu_n \mu_e}{r^3} \quad (9.31)$$

je pri hodnotách $\mu_n = 0,95 \cdot 10^{-27} \text{ A m}^2$ a $\mu_e = 0,92 \cdot 10^{-24} \text{ A m}^2$ a $r \sim 10^{-14} \text{ m}$ rovný $\sim 4 \text{ keV}$, čo je v porovnaní s jadrovým potenciálom $\sim 40 \text{ MeV}$ zanedbateľná hodnota.

Ak je dĺžka vlny neutrónu v porovnaní s atomárnymi rozmermi veľká, tak neutrón interaguje s atómom ako s celkom. Pri feromagnetikách je atóm ako celok magnetický dipól a susedné atómy sú orientované jedným smerom. Takto sa vytvára pomerne silné a rovnomerné magnetické pole v pomerne veľkej oblasti, akú z jadrového hľadiska predstavuje doména. Do takéhoto poľa vstupuje neutrón a jadrový rozptyl, ktorý charakterizujeme σ_j , dopĺňa rozptyl spôsobený interakciou magnetických momentov σ_m . Znamienko amplitúdy interakcie f_m závisí od ich vzájomnej orientácie.

Pre namagnetizované feromagnetiká (keď sú všetky domény orientované súhlasne) môžeme účinný prierez rozptylu napísať v tvare

$$\sigma = 4\pi(f_j \pm f_m)^2 = 4\pi f_j^2 + 4\pi f_m^2 \pm 8\pi f_j f_m = \sigma_j + \sigma_m \pm 2\sqrt{\sigma_j \sigma_m} = \sigma_0 \pm p \quad (9.32)$$

kde p je časť účinného prierezu závislá od orientácie magnetického momentu neutrónu (a s ním spojeného spinu) vzhľadom na orientáciu magnetických momentov atómov vo feromagnetiku. Napríklad pre namagnetizované železo je $\sigma_0 = 12 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$ a $p = 3,15 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. Pre jednu orientáciu spinu neutrónu je $\sigma^+ = 15,1(12) \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$, pre druhú opačnú, $\sigma^- = 8,8 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. Ak dopadá nepolarizovaný lúč neutrónov s hustotou prúdu I_0 , tak po prechode feromagnetikom hrúbky x a pri počte atómov N v jednotke objemu bude

$$I = \frac{1}{2} I_0 e^{[(-\sigma_0 + p)Nx]} + \frac{1}{2} I_0 e^{[(-\sigma_0 - p)Nx]} = I_0 e^{-(N\sigma_0 x)} \cosh(pNx) \quad (9.33)$$

Pretože funkcia $\cosh \alpha > 1$ pri ľubovoľných hodnotách α , je tok neutrónov po prechode cez nezamagnetizované železo väčší, ako v prípade, že železo nie je zamagnetizované. Takto môžeme získať polarizovaný lúč neutrónov, kde budú prevládať neutróny prevažne s jednou orientáciou spinu. Tento spôsob polarizácie sa použil pri meraní magnetického momentu neutrónu.

Polarizácia neutrónov nastáva aj pri ich odraze. V predchádzajúcej časti sme poukázali na to, že

$$\theta_c = \lambda \sqrt{\frac{Nf}{\pi}}$$

a pre feromagnetiká $f = f_j \pm f_m$. V závislosti od orientácie spinu neutrónu budú dve hodnoty f a dva uhly θ_c . Úplne polarizované neutróny môžeme získať vtedy, ak ako zrkadlo použijeme zmagnetizovaný kobalt. Kobalt má $f_m > f_j$ a podmienka totálneho odrazu sa spĺňa len pre jednu orientáciu spinu. Pre druhú je $n > 1$, keď totálny odraz nie je možný.

Neutrónovo - elektrónová interakcia

V r. 1947 Fermi poukázal na možnosť existencie špecifickej (n - e) interakcie, ktorú nemôžeme stotožniť s interakciou magnetických momentov uvedených častíc. Vyplývalo to z predstavy mezónovej teórie jadrových síl, podľa ktorej neutrón určitú dobu sa nachádza v disociačnom stave $n \leftrightarrow p + \pi^-$. Pri dostatočne silnom priblížení neutrónu a elektrónu, posledný "prenikne" do vnútra mezónového obalu a musí sa prejavíť príťažlivá elektrostatická sila medzi protónom a elektrónom. Na rozdiel od klasickej Coulombovskej interakcie, popisovaná (n - e) interakcia musí mať krátky dosah.

Experimenty Fermiho a Marshalla, založené na využití interferencie medzi jadrovým a elektrónovým rozptylom neutrónu poukázali, že potenciál (n - e) interakcie neprevyšuje veličinu 5 keV. Zdokonalenie metodiky Hamermeshom, Ringom a Wattenbergom umožnilo v r. 1952 potvrdiť existenciu uvedenej interakcie a určiť efektívnu hĺbku potenciálu $U_{n-e} = (4100 \pm 1000)$ eV. Hughes so spolupracovníkmi, inou nezávislou metodikou, upresnil túto hodnotu a určil: $U_{n-e} = (3900 \pm 400)$ eV.

Detailná analýza elektrostatického mechanizmu (n - e) interakcie nemohla potvrdiť takú veľkú hodnotu potenciálu. Foldi [4] použil k popisu interakcie neutrónu s elektrónom nie Schrödingerovu ale Diracovu rovnicu a poukázal, že potenciál (n - e) interakcie môžeme úplne vysvetliť ako dôsledok relativistickej zložky Diracovho hamiltoniána. Názorná interpretácia vychádza z fyzikálnej predstavy, že neutrón sa pohybuje po špirále rýchlosťou svetla, s "krokom" špirály, odpovedajúcom rýchlosti v . Foldyho mechanizmus dáva dobrú zhodu medzi vypočítanou a nameranou hodnotou potenciálu a považuje sa za dominantný.

KONTROLNÉ OTÁZKY

35. Aký je rozdiel medzi spomaľovaním neutrónov a ich termalizáciou?
36. Akú úlohu zohráva hodnota priemerného logaritmického dekrementu energie ξ v procese spomaľovania?
37. Čo je spomaľovacia dĺžka a prečo bola zavedená transportná dĺžka?
38. Aká je najpravdepodobnejšia energia tepelných neutrónov a čomu zodpovedá energia $E = 0,025$ eV označovaná ako tepelný bod?
39. Vymenujte moderačné charakteristiky látok používaných v jadrových reaktoroch! Akým kritériám tieto látky musia vyhovovať?
40. Čím sa odlišuje neutrónografia od štandardnej röntgenografie?
41. Charakterizujte ultrachladné neutróny!
42. Vymenujte metódy polarizácie neutrónov!

CITOVANÁ LITERATÚRA:

1. CURTISS, L.F.: Vvedenie v nejtronnuju fiziku. Atomizdat A /1965/
2. GUREVIC, I.I., TARASOV, L.V.: Fizika nejtronov nízkych energii, Moskva /1965/
3. LUŠCHIKOV, V.J. a iní: Preprint SÚJV. P3-4127 /1968/
4. FOLDY, L.L.: Phys. Rev. 87, 693 /1952/

SÚHRN

V dôsledku pružných a aj nepružných zrážok s atómovými jadrami neutróny rýchle strácajú svoju energiu. Najrýchlejšie tento proces prebieha počas pružných zrážok s jadrami vodíku. Stredná energia neutrónov po n zrážkach klesne na hodnotu $E = E_0 / 2^n$, kde E_0 bola počiatočná energia. V moderátore pozostávajúcom z ťažkých jadier straty energie sú malé a proces spomalenia sa môže uvažovať ako postupné spojité zníženie energie. V tomto prípade spomalenie môžeme opísať difúznou rovnicou.

V slabo absorbujúcom prostredí proces spomalenia neutrónov pokračuje do tej doby, pokiaľ nenastane tepelná rovnováha medzi neutrónmi a atómovými jadrami (tepelné neutróny). Tepelné neutróny difundujú v látkovom prostredí, až nakoniec sú absorbované.

Tepelné neutróny majú vlnovú dĺžku porovnateľnú so vzdialenosťou medzi atómami, pozorujú sa interferenčné efekty a tento jav sa využíva na skúmanie štruktúry pevných látok (neutrónografia). Pri malých energiách neutrónov pozorujeme tak typické optické javy akými sú odraz a polarizácia neutrónov. Pre veľmi pomalé neutróny sa pozoruje totálny odraz od stien nádoby, v ktorej sa nachádzajú neutróny.

V závere vymenujeme rôzne mechanizmy interakcie neutrónov s látkovým prostredím. Najintenzívnejšia je interakcia neutrónu s jadrom cez jadrové sily. Omnoho menej intenzívna je elektromagnetická interakcia, ktorá má tieto formy prejavu:

Interakcia medzi magnetickým momentom neutrónu a magnetickým momentom elektrónu.


Interakcia medzi magnetickým momentom neutrónu a magnetickým momentom jadra.

Špecifická, Foldyho interakcia neutrónu s elektrónom.

Interakcia μ_n s elektrickým poľom jadra E_j . (Schwingerová interakcia). V systéme súradníc neutrónu pohybujúceho sa rýchlosťou \mathbf{v} , na neho pôsobí nehomogénne magnetické pole

$$\mathbf{H} \sim \mathbf{E}_j \times \mathbf{v}.$$



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

10 ZDROJE NEUTRÓNŮV

10.1 Charakteristiky neutrónového zdroja

Zdrojom neutrónov môže byť ľubovoľná látka, v ktorej sa uvoľňujú z atómových jadier neutróny v dôsledku jadrových reakcií. Neutrón s určitou pravdepodobnosťou môže byť uvoľnený z jadra vždy, ak sa mu dodá energia prevyšujúca energiu väzby neutrónu, pričom nezáleží na spôsobe excitácie.

Pri výpočte emisie neutrónového zdroja (počet neutrónov emitovaných za 1 s) budeme vychádzať zo vzťahu /3.5/, ktorý môžeme napísať v tvare

$$dG = J \sigma(x) N dx, \quad (10.1)$$

kde dG počet neutrónov vznikajúcich vo vrstve dx terčíka obsahujúceho N jadier v jednotke objemu, s jednotkovou plochou, J - prúd častíc v hĺbke x , σ účinný prierez reakcie, v ktorej vznikajú neutróny, pre energiu dopadajúcich častíc, ktorú majú v hĺbke x . Veličina σ silne závisí od typu častíc a ich energie, čím hlbšie častica preniká, tým je jej energia menšia a pri hĺbke, ktorá sa rovná dobehu častíc R , bude nulová.

V mnohých prípadoch je známa závislosť účinného prierezu reakcie od energie častíc (tzv. excitačná funkcia), a preto výraz (10.1) je výhodnejšie písať v premennej E a nie x . Na to využijeme vzťah

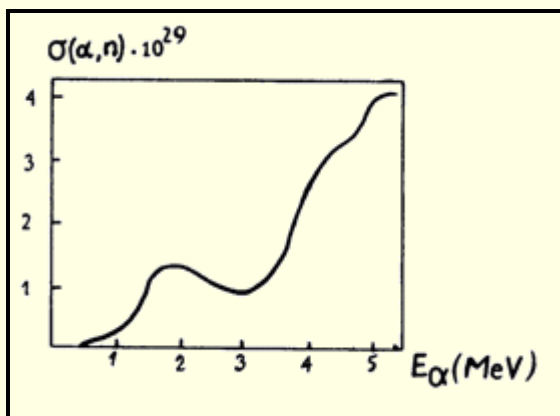
$$\frac{dx}{dE} dE = \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE$$

dosadíme do (10.1) a integrujeme od E_0 do 0 (do menovateľa dáme znamienko mínus a budeme integrovať od 0 do E_0)

$$G = JN \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{\frac{dE}{dx}} dE \quad (10.2)$$

Závislosť $(-dE/dx)$ je pre väčšinu častíc a mnohé materiály známa v širšom energetickom intervale. Určuje veľkosť ionizačných strát na jednotku dráhy. Ak zavedieme pojem výtťažok reakcie $B = G/J$, ktorý nám charakterizuje počet neutrónov pripadajúcich na jednu dopadajúcu časticu (predpokladá sa, že v jednom jadrovom akte vzniká len jeden neutrón), tak môžeme zapísať

$$B = N \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{\frac{dE}{dx}} dE = \int \frac{\Sigma(E)}{\frac{dE}{dx}} dE \quad (10.3)$$



Obr. 10.1.
Závislosť $\sigma(\alpha, n)$ od energie alfa častíc

Vo všeobecnosti je závislosť $\sigma(E)$ veľmi zložitá. Ak je dopadajúcou časticou nabitá častica (p , d , α), rastie excitačná funkcia reakcie približne exponenciálne s energiou dopadajúcej častice, pretože tak rastie pravdepodobnosť prekonania potenciálovej bariéry až do energie zodpovedajúcej výške bariéry, keď sa rast σ zastaví. Na obr. 10.1 je závislosť $\sigma(\alpha, n)$ od energie alfa častíc, keď ako terčik slúži berýlium.

Často $\sigma(E)$ nahradzujeme strednou hodnotou (označíme $\langle\sigma\rangle N = \langle\Sigma\rangle$), potom

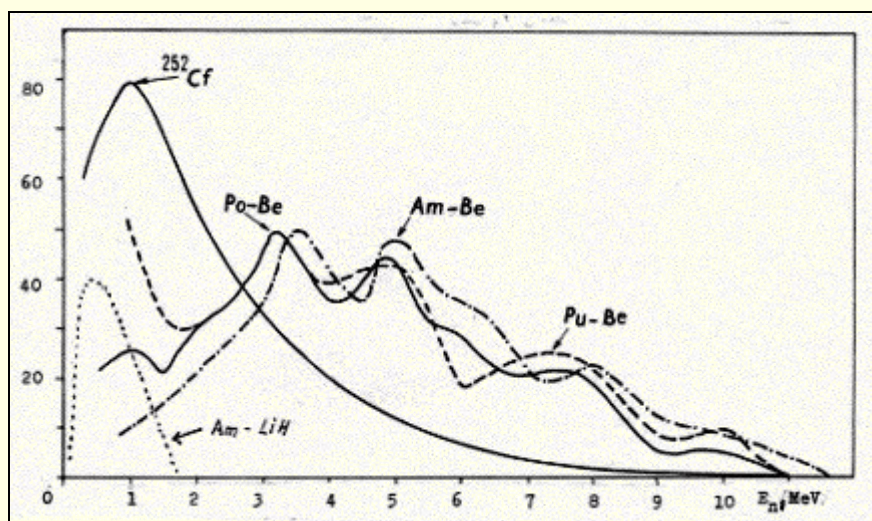
$$B = \langle\Sigma\rangle = \int \frac{dE}{dx} = \langle\Sigma\rangle R = \frac{R}{\lambda} \quad (10.4)$$

kde R je dobeh dopadajúcej častice a λ - stredná voľná dráha projektilu vo vzťahu k jadrovej zrážke. Napr. pre Be je $\Sigma = 3 \cdot 10^{-1} \text{ m}$ a $R = 3,7 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ potom $B = 10^{-4}$.

Zdrojmi dopadajúcich častíc môžu byť rádioaktívne izotopy alebo urýchľovače častíc. Urýchľovače častíc, konštruované na tieto účely, pracujú obyčajne v impulznom režime a predstavujú stacionárne zdroje neutrónov. Rádioaktívne izotopy sa najčastejšie používajú v prenosných zdrojoch neutrónov. Vhodné sú tie rádioaktívne izotopy, ktoré majú dlhú dobu polpremeny, v opačnom prípade zdroj rýchle "vymiera".

Energetické spektrum vyžarovaných neutrónov môžeme vypočítať vychádzajúc zo zákonov zachovania hybnosti a energie. Energia neutrónov pri danej energii dopadajúcich častíc E bude závisieť od uhla θ , pod ktorým vyletí neutrón vzhľadom na smer dopadajúcej častice. Ak je zväzok častíc kolimovaný a všetky dopadajú na terčik v jednom smere, tak závislosť E od uhla θ bude jednoznačná. (Výnimku tvoria endoenergetické reakcie, pre ktoré to v priprahovej oblasti neplatí). Tento jav možno využiť na získanie neutrónov rôznych energií bez toho, aby sa musela meniť kinetická energia E projektilu.

V rádioaktívnych látkach vyletujú alfa častice alebo gama kvantá rôznymi smermi. Do určitého priestorového uhla budú emitované neutróny so všetkými energiami vyhovujúcimi zákonu zachovania. Okrem toho dopadajúce častice pri zrážkach postupne strácajú svoju energiu, sú pohltené jadrom terčika i s menšou energiou, ako bola ich pôvodná energia. Tieto straty energie spôsobujú ďalšie rozmazanie energetického spektra neutrónov, ktoré je pri takýchto zdrojoch spojité.

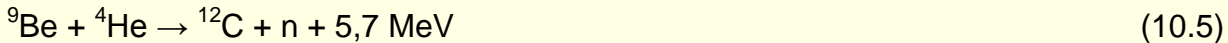


Obr. 10.2. Energetické spektrá neutrónov zo zdrojov Po-Be, Am-Be, a Pu-Be sú veľmi podobné. Podstatne mäkkšie spektrum má Am-Li zdroj. Spontánne štiepny zdroj ^{252}Cf poskytuje typické spektrum štiepných neutrónov.

10.2 Prenosné neutrónové zdroje

Rádioaktívne (α, n) zdroje

V týchto zdrojoch sa využívajú rádioaktívne žiariče ako zdroje pre reakciu (α, n). Energia alfa častíc prirodzených žiaričov obyčajne nepresahuje 7 MeV. Z toho dôvodu sú terčikom ľahké prvky, najčastejšie berýlium, pretože majú malú výšku coulombovskej bariéry. Reakciu s berýliom zapíšeme takto



Reakcia je exoenergetická, výťažok je pomerne veľký, lebo pri energiách alfa častíc $E > 4$ MeV má reakcia veľký účinný prierez /obr. 10.1/. Okrem toho výťažok reakcie bude tým väčší, čím väčšia je koncentrácia berýlia. Pri jeho malej koncentrácii nastanú ionizačné straty na atónoch rádioaktívnej látky. Aby rozmery zdroja neboli príliš veľké, používa sa 3 až 5 gramov berýlia na 1 gram rádioaktívnej látky. Rádioaktívna látka musí byť dokonale premiešaná s berýliom a z bezpečnostného hľadiska sa uzaviera do dvojitého hermetického obalu. Približnú hodnotu výťažku neutrónového zdroja určuje vzťah (10.4). Alfa častice s energiou 5 MeV majú v Be dobeh R okolo 37 μm . Z obr. 10.1 môžeme odhadnúť, že stredná hodnota účinného prierezu $\langle \sigma(\alpha, n) \rangle \sim 3 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$, hustota Be je $1,75 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Potom $B = R/\lambda \sim (3,7 \cdot 10^{-5} \text{ m}) / (3 \cdot 10^{-1} \text{ m}) \sim 1 \cdot 10^{-4}$. Ak aktivita Ra-látky bude približne 10^{10} Bq , zdroj bude emitovať asi 10^6 neutrónov.

V súčasnosti sa názov rádioaktívneho zdroja odvodzuje od názvu izotopu emitujúceho alfa častice a názvu látky, z ktorej je vyhotovený terčik. Donedávna bol najpoužívanejším neutrónovým zdrojom zdroj ${}^{226}\text{Ra}$ -Be. K jeho rozšíreniu dopomohol fakt, že izotop ${}^{226}\text{Ra}$ v uzavretej ampulke je v rovnováhe so svojimi produktami premeny ${}^{222}\text{Rn}$, ${}^{218}\text{Po}$, ${}^{214}\text{Po}$ a ${}^{210}\text{Po}$, ktoré sú alfa žiariče. Takže z 1 gramu rádia získame $5 \cdot (3,7 \cdot 10^{10})$ alfa častíc za sekundu a neutrónový zdroj s ${}^{226}\text{Ra}$ dáva $5 \cdot (3,7 \cdot 10^{10}) \cdot 10^{-4} \sim 1,8 \cdot 10^7$ neutrónov. Nevýhodou tohto zdroja je skutočnosť, že neutróny sú sprevádzané intenzívnym γ žiarením. Preto sa v poslednom čase v neutrónových zdrojoch častejšie používa ${}^{239}\text{Pu}$ alebo ${}^{241}\text{Am}$ a ${}^{244}\text{Cm}$, prípadne aj ${}^{210}\text{Po}$. Prvé tri alfa žiariče majú dostatočne dlhú dobu polpremeny, štvrtý má dobu polpremeny relatívne krátku (138,5 d), ale všetky žiariče emitujú alfa častice s energiou prevyšujúcou 5 MeV a alfa žiarenie je sprevádzané málo intenzívnym gama žiarením.

Energetické spektrá neutrónov z niektorých zdrojov sú zobrazené na obr. 10.2. Základné charakteristiky rádioaktívnych (α, n) zdrojov uvádzame v tabuľke 10.1.

Zaujímavú možnosť zvýšenia emisie (α, n) zdrojov poskytujú podkritické súbory. Takýto súbor obsahuje podkritické množstvo izotopu ${}^{235}\text{U}$ alebo ${}^{239}\text{Pu}$, t.j. množstvo, v ktorom reťazová reakcia nemôže samovoľne prebiehať. Keď sa do stredu tohto súboru umiestni zdroj neutrónov, neutróny budú vyvolávať indukované štiepenie atómových jadier. Pri dostatočnom množstve štiepateľného izotopu je možné dosiahnuť až takmer stonásobne rozmnoženie neutrónov. Preto sa podkritické súbory často nazývajú aj násobiče neutrónov.

Fotoneutrónové zdroje

Reakcie (γ, n) sú vždy endoenergetické. Energia gama kvánt umele získaných rádioaktívnych jadier neprevyšuje 3 MeV. S týmito gama žiaričmi môže reakcia (γ, n) prebiehať len na nuklidoch ${}^9\text{Be}$ a D .

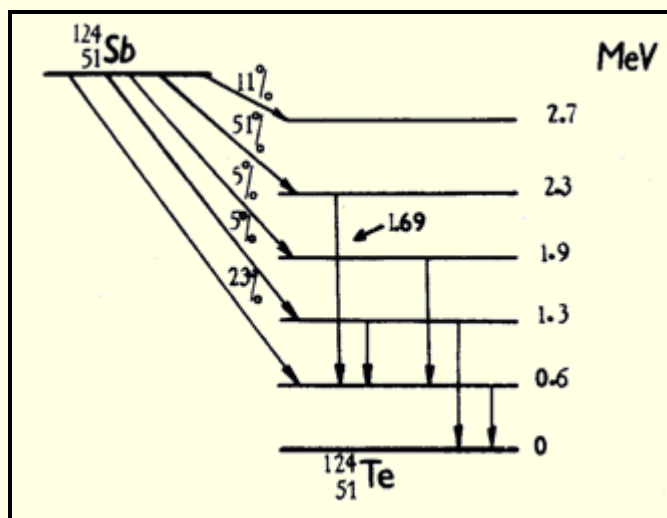
Prednosťou fotoneutrónových zdrojov je, že emitujú takmer monoenergetické neutróny, pretože hybnosť p_γ gama kvanta s energiou E je malá v porovnaní s hybnosťou častice p s pokojovou hmotnosťou m .

Nevýhodou (γ, n) zdrojov je, že vysokoenergetické gama žiariče majú krátku dobu polpremeny, často len niekoľko hodín a používajú sa tam, kde je v blízkosti reaktor, aby bolo možné obnovovať aktivitu gama žiariča. Gama kvantá majú veľkú prenikavosť, čo dovoľuje, že gama žiarič sa môže nachádzať oddelene od terčika Be alebo D. Obyčajne sa tieto zdroje konštruujú tak (obr. 10.3. ►N_priloha 7), že valcovitý gama žiarič je obklopený prstencovým terčom. Gama žiarič môžeme

vyberať alebo do terča vkladať a tým aj "zapínať" alebo "vypínať" neutrónový zdroj. "Vymretý" gama žiarič možno obnoviť opätovným ožiarení v reaktore.

Najrozšírenejším fotoneutrónovým zdrojom je $^{124}\text{Sb-Be}$ zdroj. ^{124}Sb vzniká pri ožiarení ^{123}Sb (v prírodnej zmesi jeho zastúpenie je 42,75 %) v jadrovom reaktore. Dôsledkom (n, γ) reakcie, je vznik beta aktívneho izotopu ^{124}Sb . Tento izotop s $T_{1/2} = 60,9$ dní, prechádza na excitované stavy ^{124}Te (obr. 10.4). Približne 51 % všetkých premien ^{124}Sb prechádza na excitovaný stav ^{124}Te , z ktorého v 96 % nuklid prechádza do základného stavu vyžiarení gama kvánt s energiou 1,692 MeV. V poslednom čase sa vo fotoneutrónových zdrojoch často používa aj ^{88}Y .

Fotoneutrónové zdroje poskytujú neutróny s energiou desiatky a stovky keV. Emisia bežných fotoneutrónových zdrojov sa pohybuje okolo $(10^4 - 10^5) \text{ s}^{-1}$. S dostatočne silným žiaričom ($\sim 10^{14} \text{ Bq}$) je možné vytvoriť zdroj neutrónov s emisiou až 10^{11} s^{-1} .



Obr. 10.4. Premena β nuklidu ^{124}Sb ide na jednu z niekoľkých hladín dcérskeho jadra ^{124}Te . Pri deexcitácii sú emitované γ - kvantá.

Spontánno štiepne zdroje

Prevažná väčšina izotopov ťažkých prvkov sa samovoľne štiepi na dve ľahšie jadrá, pričom v závislosti od typu jadra sa uvoľňujú 2-4 neutróny. V tabuľke 10.1. sú uvedené niektoré údaje o spontánnoštiepných izotopoch z hľadiska ich využitia v neutrónových zdrojoch. Najrozšírenejším spontánnoštiepným zdrojom neutrónov je ^{252}Cf . Má dostatočne dlhú dobu polpremeny a vysokú hmotnostnú aktivitu. Na báze tohto izotopu sa vyrábajú najintenzívnejšie izotopické zdroje s emisiou $(10^9 - 10^{10}) \text{ s}^{-1}$. Pre spektrálnu hustotu toku neutrónov platí nasledujúci poloempirický vzťah

$$\Phi(E_n) = 0,6359 E_n^{1/2} \cdot \exp(-E_n/1,466) \quad /10.6/$$

Porovnanie prenosných neutrónových zdrojov

V tabuľke 10.1 sú porovnané základné charakteristiky prenosných neutrónových zdrojov rôznych typov. Ako zdroj častíc je použitá rádioaktívna látka s aktivitou $3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$. Veličina D charakterizuje intenzívnosť gama žiarenia odpovedajúceho neutrónového zdroja, T tepelný výkon zdroja a V objem zdroja, keď tieto emitujú $1 \cdot 10^{10}$ neutrónov za sekundu.

Najväčšou prekážkou na ceste vytvorenia vysokoemisných (α, n) zdrojov je vznik tepla v týchto zdrojoch. Z tohto hľadiska izotop ^{252}Cf a $^{124}\text{Sb-Be}$ zdroj majú zrejme výhody. Ak berieme do úvahy aj iné hľadiská (napr. γ žiarenie), prideme k záveru, že najperspektívnejším zdrojom neutrónov je izotop ^{252}Cf . Zatiaľ jeho väčšiemu rozšíreniu bráni vysoká cena tohto izotopu. Očakáva sa, že jeho cena v budúcnosti podstatne klesne.

Tabuľka 10.1 Charakteristiky prenosných neutrónových zdrojov

Zdroj	$T_{1/2}$	E_n [MeV]	G [neutr./s.]	D	T[watt]	V [cm ³]
¹²⁴ Sb-Be	60 d	0,024	$1,6 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^4$	20	200
²³⁹ Pu-Be	24000 r	4,5	$2,0 \cdot 10^6$			
²⁴¹ Am-Be	458 r	4	$2,0 \cdot 10^6$	2,5	750	$2,2 \cdot 10^4$
²¹⁰ Po-Be	138 d	4,3	$2,5 \cdot 10^6$	2,0	640	200
²³⁸ Pu-Be	89 r	4	$2,8 \cdot 10^6$	0,4	550	350
²⁴⁴ Cm-Be	18,1 r	4	$3 \cdot 10^6$	0,2	600	70
²⁴² Cm-Be	163 d	4	$4 \cdot 10^6$	0,3	600	2
²²⁶ Ra-Be	16	3,6	$1,5 \cdot 10^7$			
²⁵² Cf	2,65 r	2,3	$4,4 \cdot 10^9$	2,9	0,8	1

10.3 Urýchľovače ako zdroj neutrónov

Urýchľovače ako zdroj dopadajúcich častíc majú pred rádioaktívnymi zdrojmi niekoľko predností:

Pomocou urýchľovačov je možné získať nabitú časticu (p, d, α , e) s energiou značne prevyšujúcou energiu častíc rádioaktívnych zdrojov a tým aj rozšíriť okruh terčikových jadier.

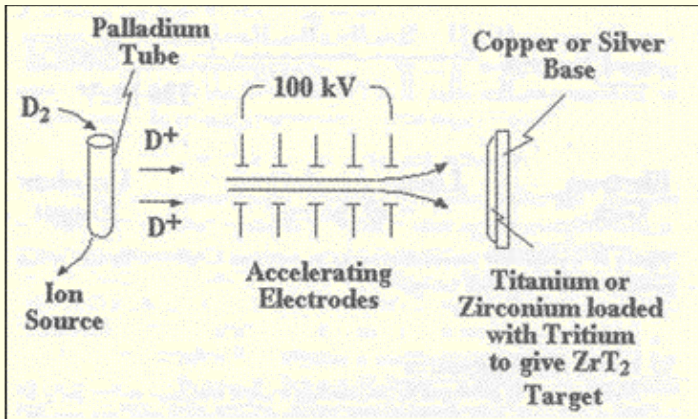
Urýchľovače môžu zabezpečiť fluenciu nabitých častíc o niekoľko rádov väčšiu ako rádioaktívne zdroje. Intenzívny zväzok nabitých častíc dovoľuje vytvoriť vysokointenzívny zdroj monoenergetických neutrónov.

Urýchľovače môžu pracovať v nepretržitom alebo impulznom režime, takže umožňujú konštruovať impulzné neutrónové zdroje. Ak je neutrónový zdroj impulzný, môžeme určovať energiu neutrónov jednoduchou metódou - meraním času preletu vzdialenosti L .

Prakticky všetky druhy urýchľovačov - od najjednoduchších urýchľovacích trubíc na napätie 100-300 kV až po mohutné synchrociklotróny schopné urýchľovať protóny alebo deutóny do energií \sim GeV - sa využívajú ako neutrónové zdroje. Najrozšírenejšie sú urýchľovače elektrónov, pretože ich výstavba je menej nákladná ako výstavba urýchľovačov na ťažké nabitú časticu. Elektróny sa urýchľujú na energiu 30 až 40 MeV. Pri ich dopade na terčik vzniká intenzívne brzdné žiarenie. Spektrum brzdného žiarenia je spojité od 0 do $E_{\max} = E_e$, kde E_e je energia urýchlených elektrónov. Na separáciu neutrónu od jadra je potrebná energia asi 8 MeV a tak väčšina gama kvánt brzdného žiarenia môže vyvolať (γ , n) reakcie. Ako terčik pre tieto reakcie sa často používa ²³⁵U alebo ²³⁹Pu, pretože na týchto izotopoch prebieha aj reakcia štiepenia (γ , f), čo zvyšuje výťažok neutrónov, ktorý je obyčajne rovný 10^{14} neutrónov za sekundu na miliampér pri $E_e = 40$ MeV. Maximálny prúd elektrónov v impulze v súčasných urýchľovačoch dosahuje hodnotu niekoľkých stoviek miliampérov. Ako terčik môže byť použitý takmer ľubovoľný prvok, ²³⁵U a ²³⁹Pu sa používajú len do výkonu 1 kW. Pri vyšších výkonoch sú problémy s chladením terčika. Odvod tepla sa dá technicky jednoduchšie zabezpečiť pri takých prvkoch, ako je zlato alebo volfrám, preto sa často používajú ako terčiky. V terčikoch vznikajú neutróny v dôsledku (γ , n) reakcie. Terčiky sú obklopené vrstvou štiepneho materiálu takej hrúbky, ktorá zväčšuje tok neutrónov až 100-krát. Tento spôsob zväčšenia toku neutrónov budeme nazývať boosterovým režimom.

Ako urýchľovače elektrónov sa najčastejšie používajú lineárne urýchľovače s postupnou vlnou, zriedkavejšie betatróny a mikrotróny. V neutrónových zdrojoch konštruovaných na báze urýchľovačov elektrónov vyvolá len každý tisíci elektrón (γ , n) reakciu, čo znamená, že na výrobu

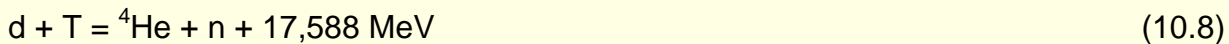
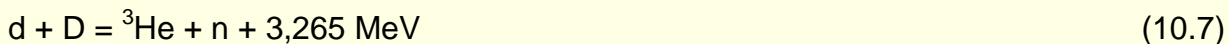
jedného neutrónu sa spotrebuje energia rovná asi 10 GeV. Efektívnejšie sú urýchlené protóny. Ak $E_p = 1$ GeV, tak na výrobu 1 neutrónu je potrebná energia len 20 až 30 MeV.



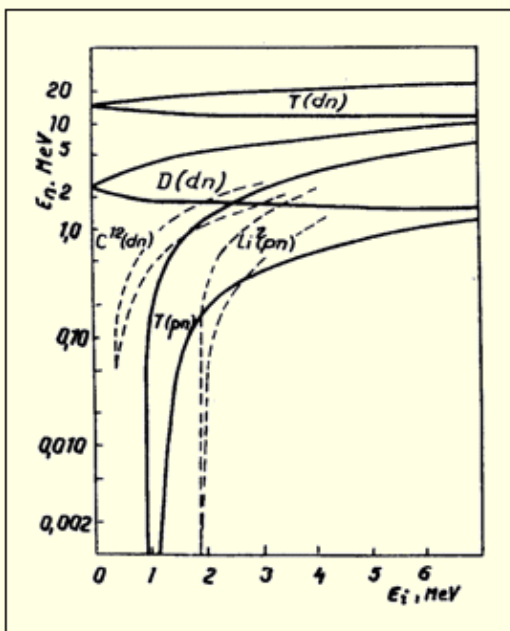
Obr. 10.5. Konštrukčné usporiadanie neutrónového generátora. Do iónového zdroja sa privádza plynné deutérium, ióny deutéria sú elektrickým poľom vťahované do urýchľovacej trubice. V závislosti od rozdielu potenciálu získavajú energiu 100 – 300 keV a dopadnú na titánový alebo zirkónový terčik obsahujúci trícium.

Reakcie (d, n)

Všetky reakcie (d,n) sú exotermické. Najčastejšie používanými reakciami (d,n) sú



Reakcia (10.7) sa používa na získanie monoenergetických neutrónov v intervale energií 2 až 10 MeV, reakcia (10.8) zasa v intervale 12 až 20 MeV. Ako zdroj deutérionov sa používajú ionizované atómy deutéria urýchlené na požadovanú energiu. Terčiky sú obyčajne konštruované tak, že atómy deutéria D alebo trícia T sú absorbované v Zr alebo Ti. Zriedkavejšie sa používa zmrazené alebo plynné deutérium.



Obr. 10-6. Závislosť šírky intervalu energie neutrónov od energie projektilu pre reakcie (d,n) a (p,n). Neutrónové generátory sú schopné produkovať rýchle neutróny pri energii projektilu rádovo stovky keV.

Výhodou reakcií (10.7) a (10.8) je, že majú veľký účinný prierez pri malých energiách deutérionov, dokonca účinný prierez reakcie $T(d,n){}^4\text{He}$ má maximum pri $E_d = 100$ keV. Preto na urýchlenie deutérionov vyhovujú jednoduché urýchľovacie trubice a nevyžaduje sa stavba nákladných urýchľovacích zariadení. Tieto zdroje neutrónov, známe ako neutrónové generátory, sú rozšírené a veľká väčšina meraní v oblasti rýchlych neutrónov sa uskutočnila práve pri energii

neutrónov okolo 2,8 MeV a 14,5 MeV, čo predstavuje strednú energiu neutrónov, získaných z reakcií (10.7) a (10.8) pri $E_d = 100$ až 300 keV (obr. 10.5). Výťažok neutrónov z hrubého tríciového terčika absorbovaného v Zr je približne 10^8 (s. μA)⁻¹, čo platí pre prúd deuterónov urýchlených asi na 200 keV. Výťažok z deutériového terčika je zhruba 500-krát menší v súhlase s pomerom účinných prierezov týchto reakcií. Typické hodnoty integrálneho toku neutrónov získaných pomocou neutrónových generátorov sú $5 \cdot 10^{10}$ s⁻¹ pre tríciový terčik a $1 \cdot 10^8$ s⁻¹ pre deutériový terčik. V prílohe sú uvedené **základné parametre neutrónových generátorov** (►N_priloha 8) sériovo vyrábaných v súčasnosti.

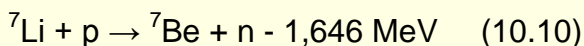
Reakcie (p,n)

Reakcie (p,n) pre stabilné terčíkové jadrá sú v prevažnej miere endoenergetické, pretože $m_p < m_n$. Energii protónov E_0 , pri ktorej reakcia začína prebiehať (tzv. prah reakcie), určuje analogický vzťah, aký bol odvodený pre endoenergetické reakcie indukované neutrónmi

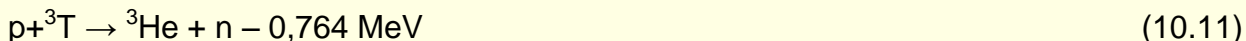
$$E_0 = \frac{m_p + m_t}{m_t} |Q| \quad (10.9)$$

Tu m_t je hmotnosť terčíkového jadra a m_p hmotnosť protónu. Pri energii protónov E_0 majú neutróny $E = 0$ v ťažiskovej súradnicovej sústave, rýchlosť neutrónov v_n bude rovná rýchlosti ťažiska v_c a neutróny budú vyžarované v smere dopadajúcich častíc. So zväčšovaním energie protónov nad hodnotu E_0 sa zväčšuje aj energia neutrónov E a zodpovedajúca rýchlosť v_n . Neutróny budú vyžarované v kuželi do prednej polovice priestoru. V tomto kuželi budú dve energetické skupiny, napr. v uhle $\theta = 0$ môžu mať neutróny rýchlosť $v_n = v_c + v_n$ a $v_n = v_c - v_n$ kde v_n sú rýchlosti neutrónov v laboratómej a v_n v ťažiskovej sústave. Keď $v_n > v_c$ budú neutróny vyžarované aj v protismere dopadajúcich častíc a závislosť $E_n(\theta)$ v laboratómej sústave bude už jednoznačná, ako to platí pre exoenergetické reakcie. Závislosť energie neutrónov od uhla, pod ktorým vyletia v laboratómej sústave a energie dopadajúcich častíc sa buď udáva v tabuľkách alebo sa vyjadruje Mc Kibbenovým diagramom.

Často používanou reakciou je



Prah tejto reakcie je pri $E = 1,881$ MeV, pri tejto energii protónov je energia neutrónov $E_n = 30$ keV. Monoenergetické neutróny vznikajú pri $E \geq 1,920$ MeV, čomu odpovedá $E_R \geq 120$ keV. (Všetky údaje sú pre uhol $\theta = 0^\circ$.) Táto reakcia sa používa na získanie monoenergetických neutrónov do energie ~ 650 keV. Nad túto energiu neutróny nie sú monoenergetické, lebo jadro ${}^7\text{Be}$ môže zostať v excitovanom stave. Na získanie monoenergetických neutrónov nad túto energiu až do $E \sim 4$ MeV sa môže použiť reakcia



Ako urýchľovač protónov sa používajú Van de Graffove urýchľovače. Aby bol energetický rozptyl neutrónov v každom uhle malý, musí byť zabezpečená monochromatizácia protónového lúča. Terčíky musia byť tenké, aby ionizačné straty protónov v terčíku boli malé.

V súčasnosti je na generátore Van de Graffa dobre rozpracovaná technika stabilizácie urýchľovacieho napätia, metódy kontroly a presného merania tohto napätia. Okrem toho urýchľovače Van de Graffa zmenou napätia dovoľujú spojitú meniť energiu protónového zväzku a tým aj energiu neutrónov v širšom intervale, Závislosť šírky tohto intervalu od energie bombardujúcich častíc pre reakcie (p,n) a (d,n) je na obr. 10.6. Spodná hranica (minimálna energia) odpovedá neutrónom vyletujúcim pod uhlom $\theta = 180^\circ$, horná hranica (maximálna energia) je pre neutróny vyletujúce pod uhlom $\theta = 0^\circ$. Treba však poznamenať, že intenzita neutrónového zväzku je maximálna v priestorovom uhle okolo $\theta = 0^\circ$ a klesá so zväčšovaním uhla. Preto urýchľovacie zariadenie, ktoré umožňuje spojitú meniť energiu bombardujúcich častíc, má zrejme prednosti pred zariadením urýchľujúcim častice na konštantnú energiu.

10.4 Moderné neutrónové zdroje

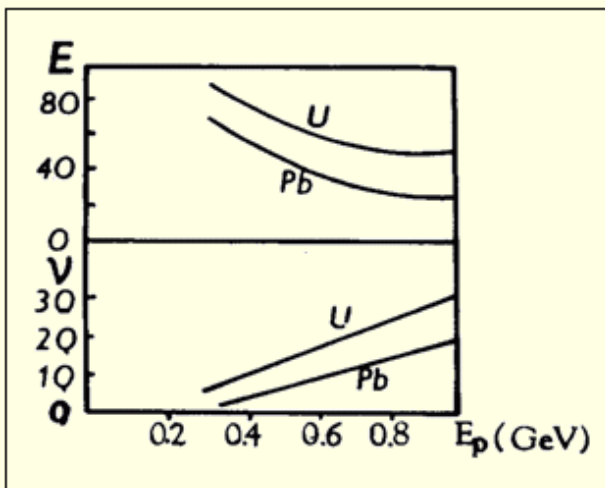
Okrem uvedených urýchľovačov protónov typu Van de Graffa, pre neutrónové zdroje sa využívajú synchrociklotróny, urýchľujúce protóny do energie stoviek MeV. Zväzok vysokoenergetických protónov dopadá na terčik z ťažkého prvku (Ta, Bi, Pb, U), v ktorom tratia všetku svoju energiu. Pri interakcii protónov s jadrami prebiehajú tzv. **spalačné reakcie** (►N_priloha 9), v ktorých na každý protón sa uvoľní niekoľko desiatok neutrónov. Pre tento typ neutrónového zdroja sa prijal názov „spalačné zdroje“. Môžu byť realizované:

Pomocou impulzného lineárneho urýchľovača protónov, ako napr. LAMPF v Los Alamos, ktorý poskytuje dostatočne vysoké prúdy protónov.

Pomocou cyklotrónu, napr. SINQ v PSI neďaleko Zürichu, ktorý poskytuje nepretržitý prúd vysokoenergetických protónov a tým aj kontinuálny zväzok neutrónov.

Pomocou synchrotrónu, ako ISIS vo V. Británii.

V hrubých terčikoch protón a vysokoenergetický neutrón prv než výjdu z terčíka, vykonajú niekoľko zrážok v dôsledku čoho sa zvyšuje stredný počet neutrónov ν , pripadajúci na jeden protón. Závislosť ν od energie protónov je na obr. 10.7. V hornej časti obrázku je energia potrebná na "výrobu" jedného neutrónu. Pri bombardovaní olova protónmi s $E = 1$ GeV sa spotrebuje energia rovná len 23 MeV.

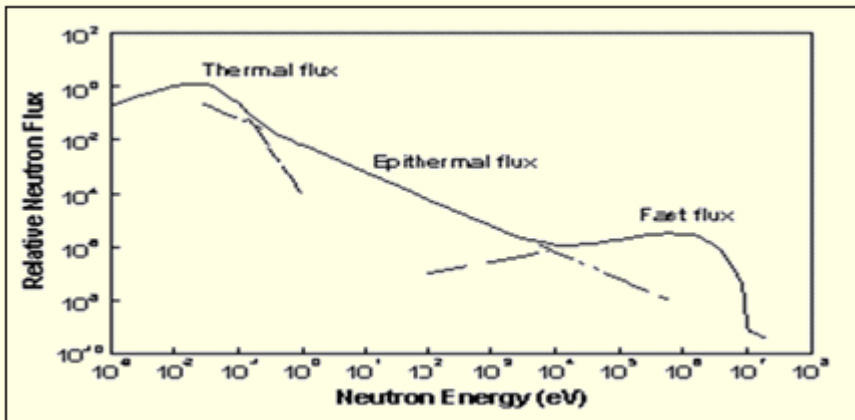


Obr. 10.7.

Závislosť stredného počtu neutrónov ν (dolný obrázok) a priemernej energie spotrebovanej na produkciu jedného neutrónu (horný obrázok) od energie protonu.

Z toho porovnania vyplýva dôležitý záver. V reaktore na jeden neutrón sa uvoľňuje približne 100 MeV vo forme tepla. Preto maximálna hodnota hustoty toku neutrónov je ohraničená technickými možnosťami odvodu tepla. V zdroji neutrónov na báze vysokoenergetického urýchľovača protónov v terčíku sa tratia päťnásobne menej energie potrebnej na uvoľnenie jedného neutrónu, takže pomocou týchto zdrojov je teoreticky možné dosiahnuť niekoľkonásobne väčšie hustoty neutrónového toku, ako v zdroji neutrónov reaktorového typu.

V súčasnej dobe je vypracovaný projekt **Európskeho spalačného zdroja** (obr.10.8. ►N_priloha 10), ktorý po intenzite toku neutrónov by mal prevyšovať svojich konkurentov najmenej o jeden rád. Jeho výstavba si vyžaduje finančné prostriedky vo výške 1,55 mld. EUR. Zatiaľ nie je rozhodnuté v ktorej európskej krajine by bol umiestnený, záujem prejavilo Švédsko, Španielsko, Nemecko a Maďarsko. Pozostáva z lineárneho urýchľovača protónov na energiu 1,33 GeV. Dĺžka trvania impulzu bude 2 ms s opakovacou frekvenciou 60 ms a s intenzitou 114 mA v impulze. Urýchlené protóny budú brzdené v terčíkovej nádobe (1 m^3) naplnenej ortuťou. Takto v terčíkovej nádobe vzniká mohutný impulz neutrónov. Ďalej neutróny sú spomaľované a rozptyľované do všetkých smerov, časť bude transportovaná cez 22 vákuovaných neutrónovodov k fyzikálnym aparatúram. Pre niektoré aplikácie tak dlhá dĺžka trvania protónového impulzu je nevyhovujúca, preto pomocou kompresných prstencov dĺžka protónového impulzu sa skrúti na 1,4 μs . Neskôršie ukážeme, že dĺžka trvania neutrónového impulzu vo významnej miere ovplyvňuje energetické rozlíšenie neutrónového zdroja.



Obr. 10.9. Typické spektrum neutrónov v tepelnom reaktore a jeho rozklad na tepelnú, epithermálnu a rýchlu zložku.

10.5 Reaktorové zdroje neutrónov

Najintenzívnejším zdrojom neutrónov je v súčasnosti jadrový reaktor. V podkapitole 7 sme ukázali, že pri jednom akte štiepenia sa uvoľňuje energia asi 200 MeV, čo zodpovedá $3,2 \cdot 10^{-11}$ J. Ak má reaktor výkon 10 MW, tak v ňom prebehne každú sekundu $10^7 \text{ W} / (3,2 \cdot 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}) \sim 3 \cdot 10^{17}$ aktov štiepenia. Pri každom akte štiepenia sa uvoľňuje v priemere 2,5 neutrónov, z čoho vidieť, že sa v takom reaktore každú sekundu uvoľňuje $7,5 \cdot 10^{17}$ neutrónov. Preto je zvykom udávať emisiu neutrónového zdroja reaktorového typu v jednotkách výkonu reaktora.

Energetické spektrum neutrónov uvoľnených pri štiepení ^{235}U alebo ^{239}Pu je na obr. 10.9. Spektrum je spojité a má maximum v oblasti 0,8 MeV. Stredná hodnota energie je 2 MeV. Uvedené spektrum sa najčastejšie aproximuje empirickým vzťahom

$$n(E) = e^{-E} sh\sqrt{2E}$$

kde $n(E)$ je relatívny počet neutrónov v spektre s energiou E danou v MeV. Toto energetické spektrum odpovedá neutrónom vznikajúcim bezprostredne v procese štiepenia. V reaktore vznikajú neutróny s takýmto energetickým spektrom v prostredí, ktoré spomaľuje len čiastočne (rýchle reaktory), alebo úplne (tepelné reaktory). V súčasnosti sú najrozšírenejšie tepelné reaktory. Neutróny v tepelnom reaktore majú široké energetické spektrum, zhruba od 0,001 eV do 10 MeV (obr. 10.9). Spektrálna hustota toku neutrónov $\Phi(E)$ sa obyčajne popisuje takýmito vzťahmi:

- **Rýchle neutróny.** Oblasť energie $E > 0,5$ MeV. V tejto oblasti je spektrum neutrónov zhodné so štiepnym spektrom.
- **Rezonančné neutróny a neutróny stredných energií.** Oblasť energie $0,5 \text{ eV} \leq E \leq 0,5$ MeV

$$\Phi(E) dE = \frac{const}{E} dE$$

- **Tepelné neutróny.** Oblasť energii $E \leq 0,5$ eV

$$\Phi(E) dE = \Phi_{th} \frac{E}{kT} e^{-E/kT} \frac{dE}{kT}$$

V tepelnom reaktore v oblasti ďaleko od štiepných materiálov bude spektrum neutrónov podobné Maxwellovmu s veľmi malou prímiesou rýchlych neutrónov.

Impulzné zdroje. Selektory

Väčšina urýchľovačov môže pracovať v impulznom režime. Práca urýchľovača v impulznom režime je veľmi výhodná. Neutróny vznikajú v terčíku len v okamihu, keď urýchlené častice dopadajú na terčík. Čas trvania tohto impulzu (dĺžka impulzu) býva rovný niekoľko nanosekúnd až niekoľkým mikrosekúnd. Opakovacia frekvencia býva obyčajne rovná milisekundám až sekundám.

Impulzný režim práce urýchľovačov môžeme využiť na určenie energie neutrónov. Čas potrebný na to, aby neutróny preleteli vzdialenosť L , je jednoznačnou funkciou ich rýchlosti a tým aj energie:

$$t [\mu\text{s}] = \frac{L}{v} = \frac{L}{\sqrt{\frac{2E}{m}}} = \frac{72,3}{\sqrt{E}} L \quad [m] \quad (10.12)$$

kde L je v metroch a E v elektrónvoltoch. Z (10.12) vyplýva, že čas, za ktorý neutrón s energiou 1 eV preletí vzdialenosť $L = 100$ m, je $7,2 \cdot 10^{-3}$ s. V porovnaní s týmto časom môžeme dĺžku trvania neutrónového impulzu zanedbať. Považujeme ju za nulovú a zároveň za okamih $t = 0$, od ktorého začíname odpočítavať čas preletu neutrónu.

Keď derivujeme výraz /10.12/ podľa energie, dostaneme

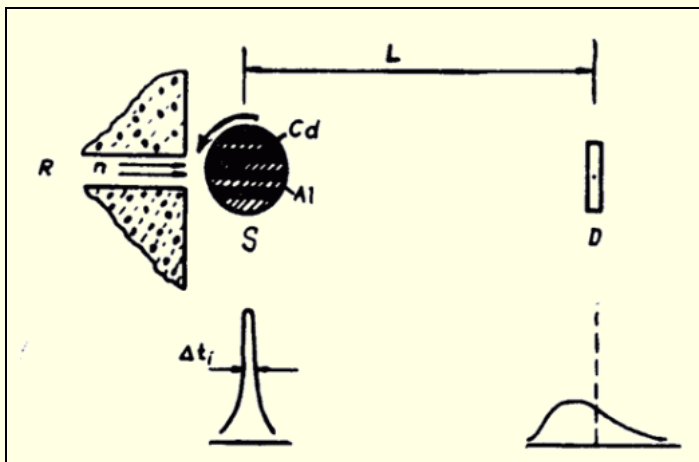
$$\Delta t = \frac{L \cdot 72,3}{2 E^{3/2}} \Delta E \quad (10.13)$$

odkiaľ

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{72,3} \left(\frac{\Delta t}{L} \right) E^{1/2} = \frac{2\Delta t}{t} \quad (10.14)$$

čo znamená, že nepresnosť v určení energie týmto spôsobom je úmerná $E^{1/2}$ a konštante $(\Delta T / L)$, ktorú v neutrónovej spektrometrii nazývajú rozlíšením a udáva sa us/m alebo ns/m.

Tento spôsob určovania energie neutrónov sa nazýva **metóda času preletu**. Jeho veľkou prednosťou je, že v spojení s mnohokanálovým analyzátorom dovoľuje naraz určovať celé energetické spektrum. Výhody metódy času preletu spôsobili, že aj stacionárne lúče neutrónov, napr. z tepelného kanála reaktora, sa umele prerušujú, čím sa vytvárajú jednotlivé impulzy. Na to sa používa mechanický selektor a princíp jeho práce je zrejmy z obr. 10.10.



Obr. 10.10.

Princíp činnosti mechanického selektora neutrónov. Neutróny vystupujúce z kanálu reaktora dopadajú na rýchlo otáčajúci sa rotor. Neutróny prechádzajú, keď platne z Al sú v horizontálnej polohe. Pri otočení už o malý uhol je neutrónový lúč prerušený listami Cd.

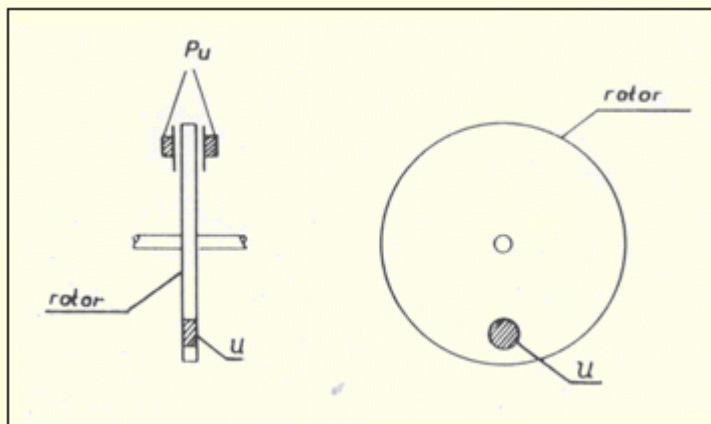
Z reaktora vystupuje kolimovaný lúč neutrónov. Otáčajúci sa rotor so štrbinou prepúšťa neutróny (obvyčajne sa rotory vyhotovujú z Cd a Al) len keď je štrbina vo vodorovnej polohe. Pri otočení už o malý uhol ($\sim 3^\circ$) je neutrónový lúč prerušený. Počet otáčok rotora je 15 000 - 30 000 ot/min.

Rotor má obvykle priemer asi 7 až 10 cm. Za čas Δt prepustí všetky tie neutróny, ktorých rýchlosť je väčšia ako v_{\min} , kde $v_{\min} = \frac{d}{\Delta t}$ (kde d je priemer rotora). To znamená, že selektor robí hrubú

selekcii neutrónov podľa ich rýchlosti. Odtiaľ vznikol aj jeho názov. Dĺžka trvania impulzu neutrónov Δt_i je pomerne veľká, obvyčajne 10 - 100 us a v súčasnej dobe sa používajú zriedkavo. Zohrali významnú úlohu v počiatkoch neutrónovej spektrometrie.

Ako impulzný zdroj neutrónov sa na účely neutrónovej spektroskopie používali aj podzemné výbuchy jadrovej bomby. Vzniká len jeden intenzívny impulz (10^{24} neutrónov za $0,1 < \mu\text{s}$). Metodika experimentu je zložitá a používala sa osobitne na meranie účinných prierezov krátko žijúcich prvkov, napr. transuránov.

Zdrojom neutrónov podobného typu je aj impulzný rýchly reaktor IBR-30 a IBR-2 (► N_priloha 11), ktoré pracujú v Spojenom ústave jadrového výskumu v Dubne. Impulzy vznikajú periodicky. Rotor, na ktorého obvode sa v jednom mieste nachádza ^{235}U , sa otáča medzi dvoma diskami z ^{239}Pu (obr. 10.11). Keď uránový disk sa dostane do okolia diskov z Pu, vznikne nadkritický stav, podobne ako pri výbuchu jadrovej bomby. Rýchle vzdialenie uránového disku od diskov z Pu (v dôsledku otáčania rotora) spôsobí, že reťazová reakcia sa nemôže úplne rozvinúť. Vznikne len intenzívny impulz neutrónov



Obr. 10.11. Princíp činnosti impulzného rýchleho reaktora. Na obvode rotora sa nachádza disk ^{235}U . Rotor sa otáča medzi dvoma diskami z ^{239}Pu (stacionárne umiestnených v hornej časti.)

Monochromátory

Monochromátory, na rozdiel od selektorov, poskytujú na výstupe neutróny s rovnakou energiou. Sú vhodné v prípadoch, v ktorých treba určiť integrálny efekt vyvolaný neutrónmi len jednej energie.

Mechanický monochromátor je podobný mechanickému selektoru s tým rozdielom, že sa na vzdialenosti L od prvého rotora nachádza druhý rotor. Oba rotory sú sfázované a otáčajú sa rovnakou rýchlosťou. Prvý rotor vytvorí impulz neutrónov. V závislosti od toho, aký bude rozdiel fáz v otáčaní prvého a druhého rotora, prejdú štrbinou druhého rotora neutróny rozdielnych energií.

Rozšírenejšie sú kryštalické monochromátory, ktoré využívajú Braggov odraz neutrónov od kryštálov. Vieme, že

$$2d\sin\theta = n\lambda = n\frac{h}{p} = n\frac{h}{\sqrt{2mE}}$$

kde λ je dĺžka vlny neutrónu, m a E je jeho hmotnosť a energia, θ - uhol odrazu.

Platí:

$$E_n = \frac{n^2}{\sin^2\theta} \frac{h^2}{8md^2}$$

Pod určitým uhlom sa budú odrážať neutróny týchto energií

$$\frac{E_1}{1^2} = \frac{E_2}{2^2} = \dots = \frac{h^2}{\sin^2\theta \cdot 8md^2}$$

Odrážať sa nebude len jedna energetická skupina, ale niekoľko. Pre neutrónovú spektroskopiu potrebujeme neutróny len jednej energie, napr. E_1 . Dosahuje sa to takto:

a/ Intenzita odrazu klesá s rastom n preto, lebo každý odklon kryštálu od ideálneho narúša podmienku koherentnosti tým viac, čím je kratšia vlnová dĺžka, t.j. čím väčšie je n .

b/ Existujú kryštály, napr. LiF, ktoré majú v určitých plochách striedavo Li alebo F. Fázy neutrónovej vlny rozptylené od Li a F sú opačné a odrazy odpovedajúce párnym n sa navzájom rušia.

c/ Pretože $E_n \sim n^2$ je výhodné, aby energii $E_1 / 1^2$ zodpovedala väčšia intenzita ako pre $E_2 / 2^2$. Táto podmienka je splnená pre spektrum neutrónov z tepelného reaktora pre nadteplovú oblasť.

Z uvedených príčin sa najčastejšie používa ako monochromátor kryštál LiF. Zdrojom neutrónov býva obyčajne tepelný reaktor. Zmenou θ sa mení E .

Základné parametre súčasných **významných zdrojov neutrónov** sú uvedené v prílohe (►N_priloha 12).

10.6 Neutrónové pozadie

V atmosfére neutróny vznikajú ako výsledok interakcie primárnej a sekundárnej zložky kozmického žiarenia s atómovými jadrami vzduchu. Na rozhraní atmosféra-litosféra prírodný tok neutrónov je ovplyvnený aj interakciou kozmického žiarenia s atómovými jadrami vytvárajúcimi litosféru. V tejto časti neutróny vznikajú hlavne v reakciách typu (p,n) a (μ, n) . Výšková závislosť hustoty toku neutrónov vykazuje maximum vo výške 15 km nad zemským povrchom, so znižovaním výšky hustota toku neutrónov exponenciálne klesá s charakteristickou dĺžkou L . V rovnovážnej oblasti (v dolnej časti) atmosféry NEWKIRK [1] uvádza hodnotu $L = 140 \text{ g cm}^{-2}$, v hornej časti atmosféry je $L = 160 \text{ g cm}^{-2}$ (pre zemepisnú šírku 57°N). Pri približovaní sa k zemskému povrchu difúzna rovnováha neutrónového žiarenia je narušená v dôsledku prechodového efektu atmosféra-litosféra; minimum hustoty toku neutrónov je vo výške 170 m, ďalej rapídne vzrastá so znižovaním výšky a dosahuje maximum v hĺbke 50 - 80 g cm^{-2} pod povrchom Zeme. Tu je hodnota hustoty toku neutrónov 2,8-krát väčšia ako na rozhraní.

Pôsobením kozmického žiarenia v atmosfére vznikajú neutróny s energiami od 10^6 do 10^{10} eV. V zrážkach s jadrami dusíka a kyslíka energia neutrónov postupne klesá. Preto v spektre prírodných neutrónov sú zastúpené všetky skupiny neutrónov od tepelných až po relativistické energie. Precízne experimentálne určenie spektra neutrónov od tepelnej hodnoty do 500 MeV uskutočnil HESS [2]. Diferenciálne spektrum neutrónov sa mení podľa zákona $1/E^\alpha$, kde α - je koeficient približne rovný 1, s výnimkou oblasti okolo 500 keV, kde sa pozorovalo nevýrazné maximum. Z hľadiska radiačnej záťaže je významná len oblasť energií neutrónov do 15 MeV.

Určenie hustoty toku neutrónov v prízemnej vrstve atmosféry v závislosti od nadmorskej výšky je potrebné z dvoch hľadísk:

a/ prírodný tok neutrónov prispieva k celkovej radiačnej záťaži obyvateľstva,

b/ prírodný tok neutrónov vo významnej miere ovplyvňuje pozadie vysoko-citlivých detektorov neutrónov.

Produkcii neutrónov v prízemnej vrstve atmosféry meral YAMASHITA [3] v lokalite s nulovou nadmorskou výškou a pre zemepisnú šírku 45°N . Z jeho meraní vyplýva, že vo výške 0,5 m nad rozhraním vzduch-pôda je celková hustota toku neutrónov $\Phi = 6,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Prírodný tok neutrónov a dávkový ekvivalent v lokalitách s rôznou nadmorskou výškou od 113 m do 2.632 m, nachádzajúcich sa medzi $48^\circ - 52^\circ \text{N}$ a $16^\circ - 20^\circ \text{E}$, (Česká a Slovenská republika) meral Florek a kol. [4]. V týchto lokalitách celková hustota toku neutrónov a príkon dávkového ekvivalentu H od prírodných neutrónov s nadmorskou výškou lokality $h[\text{m}]$ sa mení podľa exponenciálneho zákona e^{ah} kde $a = (0,86 + 0,03) \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Extrapoláciou na nulovú nadmorskú výšku sa získali hodnoty $\Phi_0 = (76 \pm 20) \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ a pre príkon dávkového ekvivalentu $H^0 = 0,045 \text{ mSv/rok}$.

KONTROLNÉ OTÁZKY

43. Vymenujte najčastejšie používané prenosné neutrónové zdroje a kde sa využívajú.

44. Aké časť alfa častíc s energiou okolo 5 MeV „vyprodukuje“ jeden neutrón?

45. Aké prednosti a nedostatky majú fotoneutrónové zdroje?

46. Ktorý spontánno-štiepny nuklid sa najčastejšie využíva v praxi ako zdroj neutrónov?

47. Popíšte základnú konštrukciu neutrónových generátorov. Aké reakcie využívajú?

48. Aké sú prednosti spaláčnych zdrojov?

49. Aký fyzikálny význam má termín „ôrozlíšenie“ v neutrónovej spektrometrii?

50. Ako vznikajú prírodné neutróny a aká je ich hustota (rádové) v oblasti Bratislavy a v lietadle, pohybujúceho sa v 10 km výške?

CITOVANÁ LITERATÚRA:

1. NEWKIRK L. L., Calculation of Low-energy Neutron flux in the Atmosphere by the S_n -method. J. Geophys. Res. 68, 1825, (1963).
2. HESS, W.N. at al.: Phys. Rev. 116, 445 /1959/
3. YAMASHITA M. at. al.: J. Geophys. Res. 71, 3817, /1966/
4. M. Florek, J. Masarik, K. Holy, I. Szarka, D. Nikodemová, A. Hrabovcová, Natural Neutron Flux and the Equivalent Dose in Localities with different Altitudes. Radiation Protection Dosimetry. v.67, No.3, pp.187-192, Nuclear Technology Publishing (1996)

SÚHRN

Zdrojom neutrónov môže byť ľubovoľná látka, pokiaľ energia dopadajúcich častíc prevyšuje energiu separácie neutrónu z atómových jadier. Zo všetkých nuklidov, nachádzajúcich sa v prírode, najmenšiu väzbovú energiu má neutrón v jadre D a ^9Be . Preto tieto látky patria k základným konštrukčným materiálom prenosných zdrojov neutrónov. Zdrojom bombardujúcich častíc sú početné alfa žiariče a gama žiariče, poskytujúce reaktívne vysoko energetické gama kvanta, napr. ^{124}Sb .

V súčasnej dobe sú najrozšírenejšie zdroje neutrónov **reaktorového typu**, alebo zdroje budované s **využitím urýchľovačov**. Pokiaľ urýchľovač pracuje v impulznom režime, takýto zdroj neutrónov umožňuje jednoduchým, spôsobom stanovovať ich energiu – metodikou merania doby preletu niektorej vzdialenosti L , kde sa nachádza ožarovaný objekt (terčik).

Za moderné neutrónové zdroje sa považujú zariadenie na báze **spaláčnych reakcií**, v ktorých jeden vysoko energetický protón s energiou okolo 1 GeV je schopný uvoľniť až 30 neutrónov. V štádiu príprav je budovanie Európskeho spaláčneho zdroja. Podobným spôsobom, vysoko energetické protóny prítomné v kozmickom žiarení, v atmosfére produkujú neutróny. V prízemnej vrstve atmosféry (v nulovej nadmorskej výške) je hustota toku neutrónov malá, ale exponenciálne vzrastá s nadmorskou výškou a významne prispieva k radiačnej záťaži leteckého personálu.



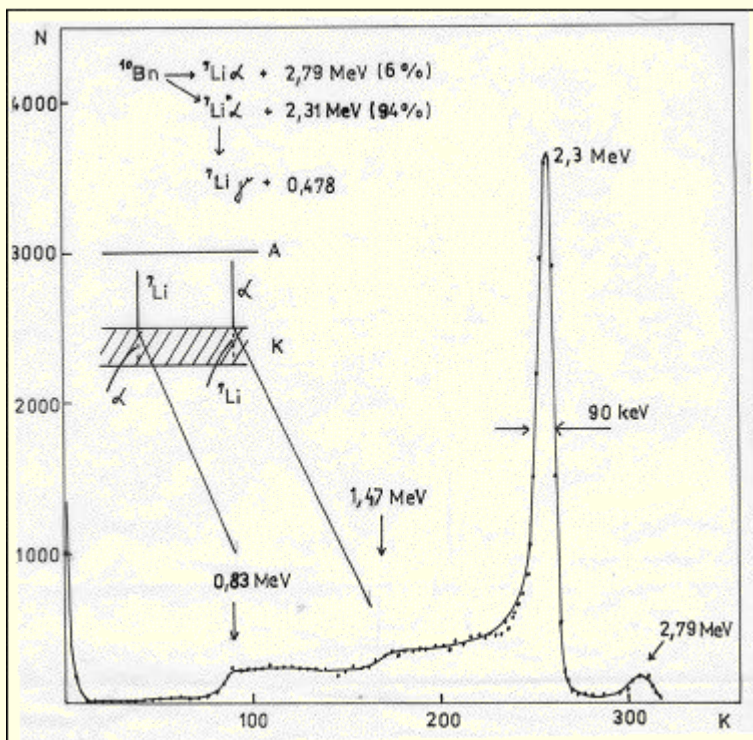
Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

11 DETEKCIA NEUTRÓNŮV

11.1 Princíp detekcie neutrónov

Neutrón je elektricky neutrálna častica a nemôže byť bezprostredne zaregistrovaný detektorom jadrového žiarenia. Neutróny môžu byť detekované buď na základe rozptylu ľahkými jadrami (použiteľné len pre rýchle neutróny) alebo pomocou nimi vyvolanej jadrovej reakcie, v ktorej vzniká, ako produkt reakcie, nabitá častica, prípadne aj gama kvantum. Sú dva typy takýchto reakcií. V prvom prípade nabitá častica vznikajú okamžite ($\sim 10^{-14}$ s), ako napr. v reakcii $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. V druhom prípade vznikajú nabitá častica aj po dosť dlhom čase (prakticky 10^{-1} až 10^9 s) od pohltienia neutrónu jadrom. Posledný spôsob vošiel do literatúry pod názvom metóda rádioaktívnych indikátorov. Princíp metódy je vysvetlený v podkapitole 8. V súčasnosti sa využíva hlavne na meranie hustoty neutrónového toku a v **neutrónovej rádiografii** (► N_priloha 13).

Najprv si všimneme **metódy detekcie** (► N_priloha 14) založené na prvom type reakcií. Na detekciu neutrónov je výhodné využiť také reakcie, v ktorých vznikajú sekundárne α častice, protón, alebo štiepne fragmenty s dostatočne veľkým účinným prierezom, pretože v tomto prípade je možné zabezpečiť vysokú účinnosť detekcie. **Účinné prierezy s neutrónmi metódy** (► N_priloha 15) v podstatnej miere závisia od energie neutrónov. Čím je menšia energia neutrónov, tým je spravidla väčší účinný prierez reakcie. Kvôli vyššej účinnosti detekcie rýchlych neutrónov sa tieto obyčajne spomalia v moderujúcom prostredí a potom sa registrujú ako pomalé neutróny.



Obr. 11.1. Prístrojové spektrum impulzov bórového detektora neutrónov plneného $^{10}\text{BF}_3$. Detektor registruje prakticky len pomalé neutróny. Účinnosť registrácie rýchlych neutrónov je veľmi malá, pretože účinný prierez sa mení podľa zákona $1/(E)^{1/2}$. V spektre sa prejavujú dve plošiny spojené s absorpciou alfa častice alebo ^7Li v stenách obalu detektora.

Na detekciu pomalých neutrónov sa najčastejšie využívajú reakcie na jadrách ^3He , ^6Li , ^{10}B a ^{235}U . Reakcia (n, α) na izotope ^{10}B prebieha cez dve vetvy ($^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha + 2,79 \text{ MeV}$) a ($^7\text{Li}^* + \alpha + 2,31 \text{ MeV}$). Pravdepodobnosť prvej reakcie je 6,1% a druhej 93,9%. Vzbudené jadro $^7\text{Li}^*$ prechádza do základného stavu vyžiarením gama kvanta s energiou 0,478 MeV.

Produkty reakcie sa detekujú ionizačnou komorou, proporcionálnym, korónovým alebo scintilačným detektorom. Účinnosť detekcie neutrónov detektorom hrúbky x môžeme napísať v tvare

$$\eta_n = \varepsilon [1 - \exp(-N \sigma x)], \quad (11.1)$$

kde ε je účinnosť detekcie produktov reakcie, N počet atómov absorbátora v jednotke objemu, σ účinný prierez reakcie pre danú energiu neutrónov.

Účinný prierez σ pre reakcie 1, 2, 3 a 12 sa mení podľa zákona $1/v$ v širokom rozmedzí energie neutrónov (10^{-4} eV - 10^2 eV). V tabuľke 11.1 je uvedená hodnota účinného prierezu pre tepelný bod.

V plynových detektoroch je koeficient ε približne rovný jednej a účinnosť detekcie neutrónov je určovaná počtom neutrónov, pohltených v citlivom objeme detektora. V organických a anorganických scintilátoroch, kde je počet atómov absorbátora v jednotke objemu oveľa vyšší ako v plynových detektoroch, nie je možné voliť príliš veľkú hrúbku x absorbátora (kvôli 100 percentnej absorpcii neutrónov), pretože sa so zväčšovaním hrúbky absorbátora často znižuje hodnota koeficientu ε a tým aj celková účinnosť detekcie neutrónov.

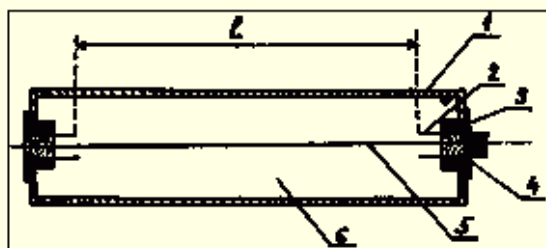
11.2 Typy detektorov neutrónov

Plynové detektory neutrónov

Ako detektory neutrónov sa najčastejšie používajú proporcionálne detektory obsahujúce izotop ^{10}B alebo ^3He . V bórových detektoroch izotop ^{10}B (s obohatením do 96 %) je viazaný v zlúčenine BF_3 alebo $\text{B}(\text{CH}_3)_3$. Zriedkavejšie sa používajú proporcionálne detektory, v ktorých je bór nanesený na katóde detektora. Na obr. 11.1 je spektrum impulzov proporcionálneho detektora plneného BF_3 . Zreteľne sa prejavujú dve maximá, zodpovedajúce dvom vetvám reakcie. Účinnosť detekcie tepelných neutrónov bórovým detektorom môže byť veľmi vysoká ($\sim 90\%$), ale rýchle klesá s rastom energie neutrónu

Proporcionálne detektory plnené BF_3 sa rozpracovávali v priebehu niekoľkých desaťročí a v súčasnosti je dostatočne dobre zvládnutá technológia výroby stabilných a spoľahlivých bórových detektorov valcového tvaru s rôznou dĺžkou a priemerom. Priečny rez typickým valcovým detektorom je na obr. 11.2.

Modernejším detektorom neutrónov je proporcionálny detektor plnený plynom ^3He (héliový detektor), pretože účinný prierez reakcie $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ má väčšiu hodnotu ako v prípade reakcie $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. Okrem toho majú héliové detektory pomerne nízke pracovné napätie aj pri tlaku plynovej náplne do 1 MPa.



Obr. 11.2. Pozdĺžny rez plynového detektora:
1 - katóda,
2 - ochranné prstence,
3 - anóda,
4 - izolátor,
5 - vlákno,
6 - citlivý objem.

Ochranné trubky (obr. 11.2) vo valcových detektoroch sa používajú na odstránenie okrajového efektu, t.j. na vylúčenie tej časti objemu, kde izolátory na koncoch detektora deformujú elektrické pole. Strelkov a Florek [1] navrhli jednoduchšiu metódu spočívajúcu vo využití povrchového náboja na teflonových izolátoroch. Takto bol realizovaný precízny detektor neutrónov plnený ^3He , dosahujúci rekordné rozlíšenie $R < 3\%$ pre tepelné neutróny [1].

V prírodnom He je koncentrácia izotopu ^3He veľmi malá ($\sim 10^{-4}\%$) a preto pre héliové detektory izotop ^3He sa vyrába v reaktore (reakcia $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$) s postupnou premenou ^3H na ^3He s $T_{1/2} = 12,3$ roka. Bórové a héliové detektory vo väčšine prípadov môžu pracovať v proporcionálnej i v korónovej oblasti.

Ďalšou metódou na registráciu neutrónov je využitie štiepenia jadier indukovaného neutrónmi. Výhodou tejto metódy je vznik veľkých signálov lebo pri štiepení vznikajú silne ionizujúce štiepne fragmenty. Ako detektor sa najčastejšie používa ionizačná komora, na elektróde je tenká vrstva izotopu ^{235}U alebo ^{239}Pu . Aby sa zvýšila účinnosť detekcie neutrónov, vytvára sa niekoľko sekcií, z ktorých každá pracuje ako samostatná ionizačná komora.

Celková plocha štiepných komôr je ohraničená, pretože štiepne izotopy sú zároveň aj alfa žiariče. Keď alfa aktivita je príliš veľká (10^6 Bq) nastáva superpozícia impulzov od alfa častíc, čím sa zvyšuje pozadie komory a zhoršuje jej pracovná charakteristika. Kritické množstvo izotopu závisí od časových charakteristík detektora štiepných fragmentov. Podstatné skrátenie dĺžky trvania impulzu je možné dosiahnuť v zapojení ionizačnej komory, v ktorej sa registruje impulz prúdu.

Štiepne komory sú výhodné na detekciu neutrónov v prítomnosti intenzívneho gama žiarenia, napr. v blízkosti jadrového reaktora, pretože sú najmenej citlivé na gama žiarenie v porovnaní s inými typmi detektorov.

Scintilačné detektory neutrónov

Na detekciu neutrónov sa často používajú scintilačné detektory. Používa sa scintilátor citlivý buď na alfa častice alebo gama kvantá. Scintilátor ZnS(Ag) dáva maximálny svetelný výťažok v porovnaní s inými známymi scintilátormi používanými na detekciu alfa častíc a preto sa už dávnejšie využíva na detekciu neutrónov. Izotop ^{10}B alebo ^6Li sa homogénne premieša s práškom sírnika zinočnatého. Ako spojovacie väzivo sa používajú organické látky. Stedman ukázal [2], že scintilátor ZnS(Ag) je výhodnejšie premiešať s Li a nie s B. Hoci je účinný prierez reakcie $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ nižší, dobeh produktov reakcie $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ v uvedenom scintilátore je však takmer 10-násobne väčší ako dobeh produktov reakcie $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, preto majú väčšiu pravdepodobnosť stretnúť sa s molekulami luminoforu, t. j. väčšiu pravdepodobnosť vyvolať svetelný záblesk. Homogénnym premiešaním scintilátora s absorbátorom neutrónov vzniká polopriehľadný scintilátor, takže nesmie byť hrubší ako 1 mm. Účinnosť tohto typu detektorov je približne rovná účinnosti bórového detektora, časové rozlíšenie sa pohybuje okolo 0,25 μs .

Podstatne väčšiu hrúbku (niekoľko cm) môže mať monokryštál $^6\text{LiJ}(\text{Eu})$, ktorý má scintilačné vlastnosti podobné ako kryštál NaI(Tl). S týmto detektorom je možné dosiahnuť 6 %-né amplitúdové rozlíšenie (pre tepelné neutróny) a časové rozlíšenie 0,3 μs . Vzhľadom na to, že monokryštál LiJ(Eu) je možné vyrobiť v niekoľkokocentimetrovej hrúbke, používa sa aj na detekciu rezonančných a rýchlych neutrónov, niekedy aj na spektroskopiu rýchlych neutrónov až do energie 15 MeV. Pri hrúbke scintilátora 1 cm účinnosť detekcie neutrónov s energiou 10 eV je 60 %. Nevýhodou tohto scintilátora je skutočnosť, že je citlivejší na elektróny ako na ťažké nabitú častice. Elektrón s energiou 4,1 MeV vyvolá rovnako intenzívny svetelný záblesk ako alfa častica s energiou 4,7 MeV. Pretože neutrónové žiarenie je obvyčajne sprevádzané gama žiarením, vznikajú v tomto type detektora vážne problémy s pozadím.

V poslednom čase boli rozpracované sklenené scintilátory hrúbky 1 až 5 cm, obsahujúce ^6Li . Získavajú sa tavením kysličníkov absorbátora a kysličníkov Si, Al, Ce a N. Detektory so sklenenými scintilátormi môžu dosiahnuť časové rozlíšenie až 5 ns vzhľadom na značnú hrúbku aj vysokú citlivosť pre tepelné a rezonančné neutróny. Na gama žiarenie sú ešte citlivejšie ako monokryštál $^6\text{LiJ}(\text{Au})$.

Detekcia rýchlych neutrónov

Ak sa rýchle neutróny najprv spomalia do tepelnej energie, môžu byť detekované s vysokou účinnosťou bórovým alebo héliovým detektorom. Detektor tohto typu dostal názov "dlhý" detektor. Na obr. 11.3 je tzv. Mc Taggartov detektor [3]. Účinnosť detekcie neutrónov tohto detektora sa mení len v medziach 3 % pri zmene energie neutrónov od 25 keV do 5 MeV.

Najjednoduchšou metódou detekcie rýchlych neutrónov je využitie ich pružného rozptylu na jadrách vodíka. Účinný prierez tohto procesu je dostatočne veľký ($\sim 10^{-28}$ m² pre $E = 1 - 10$ MeV), nie je však konštantný. Odrazené protóny môžu získať od neutrónov energiu E_p v závislosti od uhla

$$E_p = E_n \cos^2 \varphi.$$

(11.2)

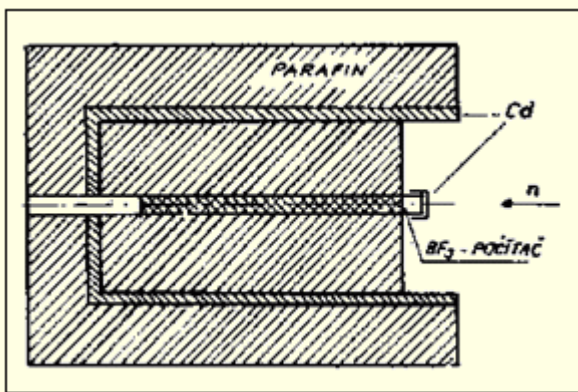
pričom všetky hodnoty energie E_p sú rovnako pravdepodobné. Preto spektrum nekolimovaných odrazených protónov bude podobné tomu, ako je na obr.11.1, kde pre vodík treba položiť $\alpha = 0$.

Konvertorom neutrónov je obyčajne tenká vrstvička materiálu obsahujúca veľa vodíka, napr. polyetylén. Konvertor sa umiestňuje buď na povrchovo-bariérový polovodičový detektor alebo do proporcionálneho detektora. Jednoduchší je polovodičový detektor, zatiaľ sa však vyrába s citlivou plochou najviac niekoľko cm^2 . Ak sa ohraničí uhol, v ktorom sa detekujú protóny, potom v súhlase s (11.2) je možné metódou odrazených protónov určovať energiu neutrónov, hoci v tomto prípade podstatne poklesne až o niekoľko rádov účinnosť ich detekcie. (Princíp registrácie popisuje príklad 6).

Pomerne vysoká účinnosť detekcie rýchlych neutrónov sa dosahuje, keď odrazené protóny registruje scintilačný detektor. Na tento účel sa používajú organické kryštály (antracén, stilbén), kvapalné a plastické scintilátory. Ich nevýhodou je rovnaká citlivosť na gama žiarenie ako aj na neutróny. Parametre detektora sa dajú podstatne zlepšiť, ak sa použije diskriminácia podľa tvaru impulzov.

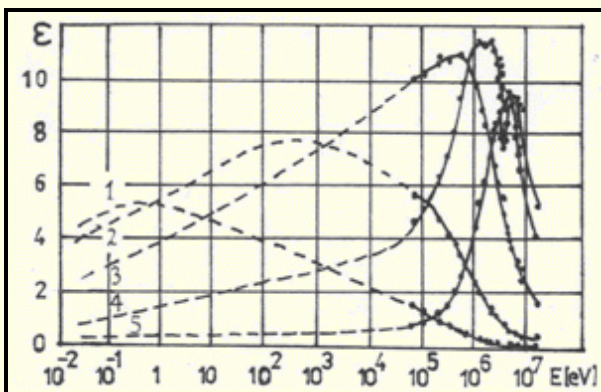
Princíp diskriminácie podľa tvaru impulzov v scintilačných detektoroch je v tom, že v niektorých scintilátoroch je dosvit (čas trvania scintilačného záblesku) rozdielny pre protóny a elektróny a tak aj dĺžka trvania prúdového impulzu na anóde fotonásobiča bude pre protóny a elektróny rôzna. Bolo navrhnutých niekoľko elektronických obvodov [4, 5], ktoré reagujú na tvar impulzu. Touto metódou je možné dosiahnuť až 1000-násobné potlačenie citlivosti scintilačného detektora voči gama žiareniu.

V neutrónových generátoroch energiu neutrónov určujú jednoznačne kinematické vzťahy. V reakciách $D(d,n)^3\text{H}$ a $T(d,n)^4\text{He}$ okrem neutrónov vznikajú aj nabitú sprievodnú časticu (tritóny, alfa častice), ktoré sa využívajú na monitorovanie integrálneho toku neutrónov. Detektor nabitých častíc (polovodičový, scintilačný) sa umiestňuje najčastejšie pod uhlom $\theta = 125^\circ$ k osi zväzku deuterónov.



Obr. 11.3.

Mc Taggartov detektor registruje s rovnakou účinnosťou v širokom intervale energii.

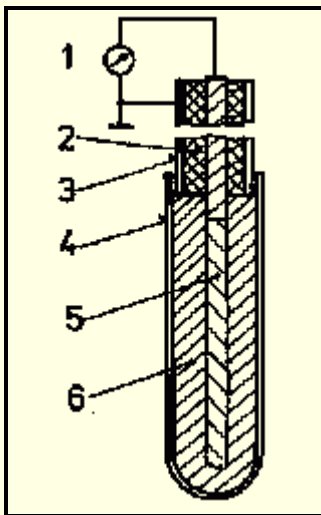


Obr. 11.4.

Citlivosť Bonnerovho spektrometra s moderačnými guľami irónzeho priemeru: 1-5,08 cm, 2-7,62 cm, 3-12,70 cm, 4-20,32 cm, a 5-30,48 cm. Detektor obklopený guľou malého priemeru registruje prevážne pomalé neutróny a s rozmernou guľou je citlivý najmä na rýchle neutróny. Spektrum neutrónov sa určuje iteráčnou metódou na základe nameraných hodnôt t_s rôznymi guľami.

Bonnerov spektrometer

Na stanovenie spektrálnej hustoty toku neutrónov sa v posledných rokoch rozširuje používanie Bonnerovho spektrometra [7]. Hlavné zložky spektrometra sú detektor tepelných neutrónov (najčastejšie scintilačný s kryštálom LiJ(Eu)) a súbor moderačných (polyetylénových) gúľ s priemerom, ktoré sú násobkom anglickej dĺžkovej miery „inch“. Merania sa postupne opakujú so všetkými guľami, čím sa získa súbor dát. Ak detektor tepelných neutrónov je umiestnený v guľi s menším priemerom bude predovšetkým registrovať pomalé neutróny (neutróny s menšou energiou sa stihnú spomaliť v guľi s menším priemerom). Ak sa použije guľa s veľkým priemerom, tak detektor bude registrovať predovšetkým rýchle neutróny. Obr.11.4 ilustruje citlivosť Bonnerovho spektrometra k neutrónom rôznych energií pre rôzny priemer moderačných gúľ. Z obr. 11.4. vyplýva, že použitím 2-inchovej guľe detektor bude registrovať predovšetkým neutróny s energiou okolo 1 eV a s 4-inchovou guľou neutróny s energiou okolo 2 MeV. Týmto spôsobom môžeme získať súbor rôznych početností C_i z ktorých iteračnou metódou sa určuje $\Phi(E)$. Pripomíname, že jednou z najdôležitejších charakteristík neutrónového poľa je spektrálna hustota toku neutrónov $\Phi(E)$, ak ju poznáme, môžeme stanoviť dozimetrické charakteristiky, určiť vyhorenie paliva v reaktore, a pod.



Obr. 11.5. Pozdĺžny rez konštrukciou beta emisného detektora: (1 – meracie zariadenie – mikroampérmetr, 2 – izolátor kábla, 3 – kábel, 4 – obal detektora, 5 – emitor, 6 – izolátor)

Samonapájacie (emisné) detektory

Samonapájacie detektory sa používajú na registráciu vysokointenzívneho neutrónového žiarenia. V dôsledku interakcie neutrónového žiarenia s materiálom jednej elektródy emisného detektora sú emitované elektróny, čím táto elektróda získava kladný náboj. Elektróny môžu byť emitované β aktívnym zostatkovým jadrom, vtedy emisný detektor reaguje na zmeny toku neutrónov s časovou konštantou $\sim T_{1/2}$ zostatkového jadra. Reakcia môže byť okamžitá, ak dominantným procesom je (n,γ) reakcia a elektróny sú emitované buď zo vzбудených stavov zostatkového jadra, resp. ako Comptonovské elektróny.

Princíp činnosti beta emisného detektora je zrejmý z obr. 11.5. Pri umiestnení detektora do neutrónového poľa, konštrukčné materiály detektora budú emitovať elektróny. Ak jedna elektróda bude z materiálu obsahujúceho izotop s vysokým účinným prierezom σ_{akt} , bude intenzívne emitovať elektróny a intenzitu prúdu $I(t)$ bude určovať vzťah

$$I(t) = K N \sigma_{akt} \Phi q [1 - \exp(-\lambda t)] \quad (11.3)$$

kde K je charakteristická konštanta pre daný detektor, q elektrický náboj generovaný na jeden absorbovaný neutrón, λ konštanta premeny zostatkového jadra β žiariča. Konštanta K je závislá od geometrie detektora a od stupňa absorpcie neutrónov i elektrónov v emitujúcej elektróde.

V intenzívnom neutrónovom poli musíme brať do úvahy aj "vyháranie" atómov N emitera.

$$N = N_0 \exp[-k \sigma_{akt} \Phi t] \quad (11.4)$$

kde k je korekčný koeficient na absorpciu neutrónov vo vonkajších vrstvách emitera. V stacionárnom neutrónovom poli elektrický prúd na výstupe emisného detektora bude popisovaný závislosťou

$$I(t) = K N_0 \exp[-k \sigma_{\text{akt}} \Phi t] \sigma_{\text{akt}} \Phi q [1 - \exp(-\lambda t)] = K \Sigma_{\text{akt}} \exp[-k \sigma_{\text{akt}} \Phi t] \Phi q [1 - \exp(-\lambda t)] = C \Phi \quad (11.5)$$

Typické hodnoty konštanty C sú pre elektródy z izotopu ${}^7\text{Li}$ rovné $4,5 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2 \cdot \text{A} \cdot \text{s} \cdot \text{g}^{-1}$ a $8,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2 \cdot \text{A} \cdot \text{s} \cdot \text{g}^{-1}$ pre emiter z izotopu ${}^{51}\text{V}$. U vanádiovej elektródy sa už zreteľne prejavuje "vyháranie" približne 0,013 % v priebehu mesiaca, ak $\Phi = 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Emisné detektory sa používajú hlavne ako čidla neutrónového toku v jadrových reaktoroch.

Metóda rádioaktívnych indikátorov

Mnohé stabilné jadrá sa po pohltení neutrónu stávajú rádioaktívnymi. Beta premena vedie buď na základný stav dcérskeho jadra alebo na niektorú jeho vzбудenú hladinu, z ktorej dcérske jadro prechádza do základného stavu emisiou gama kvanta. Preto na indikáciu rádioaktivity izotopu môžeme využiť častice (β^+ , β^-), gama kvantá alebo súčasne beta častice a gama kvantá, keď detektory pracujú v koincidenčnom zapojení. Zostatkové jadrá môžeme identifikovať podľa doby polpremeny $T_{1/2}$, maximálnej energie β častíc a ak ide o β premenu na excitovanú hladinu, aj podľa energie γ kvánt. Používajú sa tenké terčíky prvkov so známym izotopickým zložením. Citlivosť metódy je určovaná účinným prierezom Σ_{akt} . Metóda je veľmi jednoduchá a rozšírená na určenie hustoty toku neutrónov, pretože indukovaná aktivita sa detekuje mimo oblasť neutrónového poľa (aj mimo oblasti, kde je prítomné γ žiarenie), čím sa znižujú požiadavky na kvalitu detekčnej aparatúry. V tejto časti sa nebudeme zaoberať metódami a problematikou registrácie žiarenia emitovaného pri premene zostatkových jadier. Podrobnosti môže nájsť čitateľ v špeciálnej literatúre. Všimnime si len tie podmienky, ktoré treba splniť pri výbere a umiestnení indikátora ako snímača neutrónového poľa.

Vzťah medzi aktivitou tenkého indikátora a hustotou neutrónového toku bol odvodený v predošlých častiach. Ako indikátor sa obyčajne používa fólia určitého prvku alebo izotopu s plochou $\sim \text{cm}^2$. Uvedieme niektoré osobitosti:

Nech plocha indikátora zvierá uhol α so smerom neutrónového zväzku. Potom jednotka plochy indikátora prekrýva plochu zväzku rovnú $(1/\cos\alpha)$, t.j. cez plochu indikátora prechádza za jednotku času menší počet neutrónov. Na druhej strane bude hrúbka indikátora x v smere zväzku väčšia a rovná $(x/\cos\alpha)$, z čoho vyplýva, že aktivita jednotky plochy indikátora nezávisí od jeho orientácie vzhľadom na zväzok neutrónov a závisí len od spektrálnej hustoty toku neutrónov.

Nech indikátor pozostáva z izotopu, v ktorom sa účinný prierez Σ_{akt} mení podľa zákona $1/v$. Saturačnú aktivitu tenkého indikátora s hrúbkou x určuje vzťah

$$C = x \Sigma_{\text{akt}}(E) \Phi(E) = x \Sigma_{\text{akt}}^0 (1/v) n v = x \Sigma_{\text{akt}}^0 n \quad (11.6)$$

t.j. saturačná aktivita nezávisí od energie neutrónov a určuje sa len hustotou neutrónov $n(r)$.

3. Nech je hrúbka indikátora taká, aby sa mohol považovať za hrubý terčík ($N \sigma x > 1$). V tomto prípade saturačnú aktivitu fólie určuje vzťah

$$C = \int_0^{\infty} \Phi(r, E) dE (1 - e^{-\Sigma_{\text{akt}} x}) = \int_0^{\infty} \Phi(r, E) dE = \Phi(r)$$

t.j. saturačná aktivita určuje priamo hustotu toku neutrónov, aj keď nie je známa závislosť $\Sigma(E)$.

4. Nech spektrum neutrónov, ktorými sa ožaruje fólia, sa podrobuje Maxwellovmu rozdeľovaciemu zákonu. Vzťah medzi saturačnou aktivitou a hustotou toku neutrónov môžeme zapísať takto

$$C = \int \Sigma(E) \Phi(E) dE = \langle \Sigma \rangle \int \Phi(E) dE = \langle \Sigma \rangle \Phi$$

Strednú hodnotu $\langle \Sigma \rangle$ určíme jednoduchým stredovaním

$$\langle \Sigma \rangle = \int \Sigma(E) \frac{E}{E_T} e^{-\frac{E}{E_T}} \frac{dE}{E_T}$$

Ak sa pre daný **absorbátor** mení účinný prierez aktivácie podľa zákona $1/v$, tak $\langle \Sigma(E) \rangle = \Sigma_0 \sqrt{E_T/E_0}$ dosadením do /8.10/ dostávame

$$\langle \Sigma \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Sigma_0 = 0,886 \Sigma_0$$

kde Σ_0 je hodnota účinného prierezu v tepelnom bode. Vidíme, že stredná hodnota účinného prierezu od hodnoty v tepelnom bode sa líši len koeficientom 0,886. Uvedený fakt nám dovoľuje určovať s $1/v$ absorbátorom hustotu toku neutrónov (napr. v tepelnom reaktore), keď poznáme len hodnoty Σ_0 .

KONTROLNÉ OTÁZKY

51. Ktoré nuklidy registrujú neutróny s vysokým účinným prierezom?
52. Aká je konštrukcia typického plynového detektora neutrónov?
53. Prečo tzv. dlhý detektor registruje neutróny v širokom intervale energii s konštantnou účinnosťou?
54. Stručne vymenujte princíp stanovenia spektra neutrónov pomocou Bonnerovho spektrometra.
55. Kde sa využívajú samonapájacie detektory?

CITOVANÁ LITERATÚRA:

1. STRELKOV, A.V., FLOREK, M.: Preprint, SUJV p-3-89-77 /1989/
2. STEDMAN, R.: AECL Report CRRP - 931 /1960/
3. Mc TAGGART, M.H.: AWRW-Report NR /AI/ 59 /1958/
4. BROOKS, F.D.: Nucl. Instr. Meth., 4, 151 A /1959/
5. OWEN, R.B.: Nucleonics, 17, 92 /1959/
6. COHEN, E.R.: Nucl. Sci. Eng. 2, 227 /1957/
7. BRAMBLETH, R.L., EWING, R.I., BONNER, T.W.: Nucl.Instrum.Methods,9,1 /1960/

DOPORUČENÁ LITERATÚRA:

- I. BECKURTS, K.H., WRITZ, K.: Neutron Physics. Springer-Werlag, 1964 (Existuje aj ruský preklad Nejtronaja fizika. Atomizdat, 1968.
- II. Šáro Š. Úvod do fyziky jadrových reakcií. Elektronická učebnica v tomto súbore.
- III. L. F. Curtiss. Inroduction to Neutron Physics. D. Van Nostrand Company, Inc. 1964
- IV. Glasstone S., Edlund M.C. Základy teórie jaderných reaktorů. SNTL, Praha, 1959
- V. Zeman J. Teorie jaderných reaktorů, transportu a stínění. ČVUT, Praha, 1980.

SÚHRN

Neutróny sú registrované na základe nimi **vyvolanej jadrovej reakcie**, v ktorej vzniká ako produkt reakcie nabitá častica, prípadne aj gama kvantum, alebo pri ich **rozptyle** na ľahkých jadrách (použiteľné len pre rýchle neutróny). Najčastejšie využívanými reakciami sú $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, $^7\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$, $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ a reakcia štiepenia jadra ^{235}U . Detektormi nabitých častíc, indukovaných neutrónmi, sú plynové, scintilačné a polovodičové detektory. U všetkých uvedených konvertorov (^3He , ^6Li , ^{10}B a ^{235}U) účinný prierez záchytu neutrónov sa mení podľa zákona $1/v$, čo spôsobuje, že pravdepodobnosť registrácie neutrónu s energiou 1 MeV je zhruba 10^4 krát nižšia ako registrácia tepelného neutrónu ($E = 0,025$ eV). Tento jav spôsobuje vážne komplikácie pri registrácii rýchlych neutrónov.

Druhý typ detektorov neutrónov, založených na aktivácii fólii, sa využíva hlavne v neutrónovej rádiografii a pri niektorých kalibračných meraniach neutrónových polí.



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

CHRONOLÓGIA VÝZNAMNÝCH OBJAVOV A UDALOSTÍ Z OBLASTI NEUTRÓNOVEJ A REAKTOROVEJ FYZIKY A TECHNIKY

Chronológiu významných objavov zahrňujúcu celú **jadrovú fyziku** môže čitateľ nájsť v publikácii vydanéj Slovenskou nukleárnou spoločnosťou v r. 2006 „Atómy na Slovensku“, ktorú pripravila redakčná rada v zložení Daniš D., Feik K., Florek M., Komošena J., Chrapan J., Morovics M., Slugeň V., Šeliga M., Valovič J.

O. Hahn s L. Meitnerovou objavili protoaktínium. **1917**

Nobelovu cenu za fyziku dostáva N. Bohr. Ocenené boli jeho výskumy štruktúry atómu, osobitne jeho model atómu a kvantová interpretácia emitovaného žiarenia. **1922**

L. de Broglie vyslovil princíp dualizmu „vlna-častica“, ktorý bol experimentálne potvrdený v pokusoch J. Davissona a H. Germera v roku 1927. (Nobelova cena za fyziku, 1929.) **1924**

V dielach M. Borna, W. Heisenberga a E. P. Jordana sa rodí komplex kvantovej mechaniky. Základy tejto disciplíny boli vytvorené už v prácach M. Plancka, L. de Broglieho a N. Bohra. **1925**

W. Pauli formuloval pri skúmaní štruktúry elektrónových obalov tzv. vylučovací princíp, ktorý bol neskôr po ňom pomenovaný.

W. Heisenberg v súvislosti s kvantovou mechanikou elementárnych častíc vyslovil princíp neurčitosti, ktorý bol neskôr po ňom pomenovaný. (Heisenberg dokonca hľadal súvislosti princípu neurčitosti a indeterminizmu aj s filozofickými otázkami.) **1927**

J. Davisson, L. H. Germer a G. P. Thomson preukázali interferenčné javy vznikajúce pri prechode elektrónových lúčov kryštálmi. Bol to experimentálny dôkaz vlnových vlastností elektrónu (teórie de Broglieho, 1924).

J. W. Geiger a W. Müller skonštruovali plynový detektor subjadrových častíc (G-M detektor). **1928**

W. W. G. Bothe a H. Becker pri bombardovaní berýlia časticami α **1930**

objavili nový druh veľmi prenikavého žiarenia, ktoré neskôr prispelo k objavu neutrónov (J. Chadwick, 1932).

E. O. Lawrence sa zaoberal problematikou urýchľovačov a ako prvý navrhol princíp cyklotrónu.

J. D. Cockroft a E. T. S. Walton uskutočnili prvú jadrovú reakciu prostredníctvom umelo urýchľovaných častíc: jadrá lítia sa v ich pokuse rozpadávali na héliové jadrá. Pri pokusoch používali kaskádový urýchľovač vlastnej konštrukcie.

W. Pauli vyslovil hypotézu o existencii neutrína. Experimentálny dôkaz existencie týchto častíc podali až po štvrtstoročí C. I. Cowan a F. Reines. **1931**

J. Chadwick skúmaním žiarenia, ktoré vzniká pri bombardovaní berýlia časticami α (J. D. Cockroft, E. T. S. Walton, 1930), zistil, že sa skladá z lúčov γ a elektricky neutrálnych častíc – neutrónov. (Nobelova cena za fyziku, 1935) **1932**

D. D. Ivanenko a I. J. Tamm vyslovili hypotézu, podľa ktorej atómové jadro sa skladá z protónov a neutrónov. Nezávisle od nich vyslovil podobnú hypotézu W. Heisenberg.

C. D. Anderson objavil v kozmickom žiarení pozitróny, ktorých existenciu predpokladal r. 1928 P. A. M. Dirac.

E. O. Lawrence skonštruoval prvý kruhový urýchľovač – cyklotrón, ktorého princíp opísal v roku 1930. Priemer tohto prístroja bol 27 cm.

Štiepiť jadrá lítia sa darí sovietskym vedcom (K. D. Simelnikov, A. K. Walter, A. I. Lejpunskij – impulzný generátor s napätím približne 1 MV) a aj vo Veľkej Británii (J. D. Cockroft, E. Walton – kaskádny generátor 0,8 MV). Elektrostatický Van de Graaffov generátor s napätím približne 1 MV vybudovali aj v USA.

Manželia I. a F. Joliot-Curie objavili umelú rádioaktivitu, vznik nestabilných rádioaktívnych jadier pri bombardovaní hliníka časticami α . Bol to výsledok ich niekoľkoročných intenzívnych pokusov realizovaných od roku 1928, pri ktorých skúmali jadrové reakcie prebiehajúce pri ostreľovaní jadier ľahkých prvkov časticami α . (Nobelova cena za fyziku, 1935) **1934**

E. Fermi využitím Pauliho hypotézy o neutríne podal vysvetlenie β -premeny.

E. Fermi pri bombardovaní uránu neutrónmi zistil, že vznikajú nové rádioaktívne prvky a zároveň poukázal na to, že spomalené neutróny sa intenzívnejšie podieľajú na jadrových reakciách. Tento poznatok sa stal veľmi dôležitým princípom v neskorších jadrových energetických zariadeniach. (Nobelova cena za fyziku, 1938)

P. A. Čerenkov spozoroval, že žiarenie γ pri prechode kvapalinou vyvoláva modravé svetielkovanie. Toto žiarenie bolo neskôr po ňom pomenované. Teoretickú interpretáciu podali roku 1937 I. M. Frank a I. J. Tamm. (Nobelova cena za fyziku, 1958)

Frederic a Iréne Joliot-Curie vytvorili prvý umelý rádionuklid emitujúci pozitron. O rok na to dostali Nobelovu cenu za chémiu.

Neptúnium, identifikované Joliot-Curie sa stalo východiskovým prvkom pre rovnomenný neptúniový premenový rad ($A = 4n + 1$). Jeho 13 členov bolo postupne objavených (do r. 1947).

H. Yukawa vypracoval teoretický model silových polí atómového jadra, kde okrem protónov a neutrónov predpokladal existenciu ďalších častíc s veľmi krátkou životnosťou a s hmotnosťou asi 200-krát vyššou ako hmotnosť elektrónu. Nazval ich mezóny. (Nobelova cena za fyziku, 1949) **1935**

Tím I. V. Kurčatova objavil izomériu rádioaktívnych jadier a vypracoval teóriu tohto javu.

V Sovietskom zväze stavajú stále väčšie urýchľovače, ktoré umožňujú experimenty s elementárnymi časticami. (Charkov – elektrostatický, 4 MeV; Moskva – cyklotrón, prvý v Európe, 6 MeV; Leningrad/Petrohrad – cyklotrón, nedokončený pre vojnu, 12 MeV)

J. Dempster na zdokonalenom hmotnostnom spektrografe začal určovať izotopy ťažkých prvkov. Prvý raz izoloval izotop uránu U 235.

[Prvé neutrónovo rádiografické experimenty v Berlíne uskutočnil Kaliman a Kuhn.](#)

J. I. Frenkel ako prvý aplikoval v jadrovej fyzike termodynamické pojmy. Predložil kvapkový model jadra a navrhol aj prvú teóriu štiepenia jadier. Teóriu kvapkového modelu rozpracovávali neskôr N. Bohr a L. D. Landau (1937). **1936**

N. Bohr rozpracoval teóriu kvapkového modelu atómového jadra, s touto myšlienkou prišiel rok predtým J. I. Frenkel. **1937**

E. Segre a C. Perrier identifikovali vo vzorke molybdénu, ktorá bola dlhodobo ostreľovaná jadrami ťažkého vodíka urýchlenými v cyklotróne, izotop nového prvku, ktorý dostal neskôr názov technécium. Existenciu tohto prvku predpokladal už Mendelejev.

O. Hahn a F. Strassmann ostreľovaním uránových jadier pomalými neutrónmi zistili, že pri pokusoch vzniká o.i. bárium. Vysvetlenie javu podali o pár mesiacov neskôr L. Meitnerová a O. R. Frisch, ktorí pochopili, že ide o štiepenie jadier. (Nobelova cena za chémiu O. Hahnovi, 1944) **1938**

H. A. Bethe a C. F. von Weizsäcker nezávisle na sebe vypracovali tézy o tom, že zdrojom slnečnej energie je fúzia atómových jadier vodíka, pri ktorej dochádza k vyžarovaniu tepelnej energie.

I. Joliot-Curieová a P. Savič sa dopracovali k ďalším variantom štiepenia jadier. Pri ostreľovaní uránu neutrónmi dostali miesto očakávaných transuránov ľahší prvok – lantán. **1939**

F. Joliot-Curie spolu s H. Halbanom (ml.) a L. Kowarským zistili, že štiepenie uránu ^{235}U je sprevádzané uvoľňovaním neutrónov, ktoré môžu byť absorbované iným jadrom a vytvárať izotop ^{236}U , ktorý je náchylný k štiepeniu. Je to základ reťazovej reakcie, umožňujúcej získavanie energie z jadrových reakcií.

E. Fermi a L. Szilárd nezávisle od výskumov F. Joliot-Curie a jeho spolupracovníkov sa tiež dopracovali k objavu reťazovej reakcie a uvedomovali si jej energetický a vojenský význam. A. Einstein na podnet L. Szilárda zaslal list prezidentovi USA F. D. Rooseveltovi, v ktorom mu odporúča do pozornosti výskumy zamerané na problematiku reťazovej reakcie. (2. 8. 1939)

V Berkeley (USA) uviedli do prevádzky vtedy najväčší cyklotrón na svete s priemerom 1,5 m. Pracoval až do roku 1962.

J. B. Chariton a J. B. Zel'dovič referovali o svojich výskumoch reťazovej reakcie. Ukázali, že pri obohatení prírodných uránových zmesí izotopom ^{235}U a pri použití obyčajnej vody ako moderátora je možné vytvoriť podmienky na kontinuálne štiepenie atómových jadier, pri ktorom sa uvoľní značná energia. **1939–1940**

J. D. Dunning navrhol metódu na separáciu uránu ^{235}U od prírodného uránu. **1940**

E. McMillan a P. H. Abelson pri pokusoch s ostreľovaním uránu na cyklotróne v Berkeley objavili prvý transurán neptúnium.

K. A. Petržak a G. N. Fl'orov vychádzajúc aj z prác J. B. Charitona a J. B. Zel'doviča objavili spontánne štiepenie uránových jadier a urobili kvantitatívny odhad uvoľnenej energie.

Vedci v Sovietskom zväze, najmä I. V. Kurčatov, upozorňujú na vojenský a hospodársky význam výskumov zameraných na jadrové reťazové reakcie.

G. T. Seaborg so svojím tímom (J. W. Kennedy, E. M. McMillan, E. G. Segrè, A. Ch. Wahl a ďalší) objavili plutónium ($Z=94$). Skupina sa systematicky venovala výskumu transuránov a dosiahla aj ďalšie významné výsledky. (Nobelova cena za chémiu G. T. Seaborgovi a E. M. McMillanovi, 1951) **1941**

Vláda USA od začiatku 40. rokov 20. storočia sa rozhodla intenzívnejšie podporiť jadrový výskum. Jedným z konkrétnych prejavov tejto podpory bol rozsiahly Projekt Manhattan, v rámci ktorého vyvinuli prvý atómový reaktor, ako aj atómovú bombu. **1942**

Pod vedením E. Fermiho bol v Chicagu postavený prvý pokusný atómový reaktor v ktorom 2. decembra uskutočnili prvú riadenú reťazovú reakciu.

J. Gy. Hevesy získal Nobelovu cenu za chémiu za práce zamerané na využitie rádionuklidov ako indikátorov pri skúmaní chemických procesov. **1943**

Nobelovu cenu za fyziku udelili I. I. Rabimu za vypracovanie rezonančnej metódy na registráciu magnetických vlastností atómového jadra. **1944**

V USA bol v rámci Projektu Manhattan pod vedením J. R. Oppenheimera ukončený vývoj prvej atómovej bomby. **1945**

Prvé atómové výbuchy v rámci amerického jadrového programu:

16.7. – pokusný výbuch Alamogorde v Novom Mexiku (USA)

6.8. – atómová bomba s uránovou náložou, Hirošima (Japonsko)

9.8. – atómová bomba s plutóniovou náložou, Nagasaki (Japonsko)

W. F. Libby publikoval svoju metódu rádiouhlíka ^{14}C na určovanie veku v archeológii, geológii, geofyzike a v iných oblastiach. (Nobelova cena za chémiu, 1960)

V USA zahájili výrobu rádionuklidov pre lekárske a priemyselné účely. **1946**

I. V. Kurčatov a jeho spolupracovníci uviedli do chodu prvý pokusný atómový reaktor na euroázijskom kontinente. Bolo to súčasťou sovietskeho atómového programu, ktorý sa začal v roku 1943.

J. P. Eckert a M. J. Mauchly vo februári dokončili stavbu prvého elektronického samočinného počítača Electronic Numerical Integrator and Computer (ENIAC). Dôležitý medzník nielen vo vývoji počítačovej techniky, ale aj v histórii atómovej fyziky.

Vo Veľkej Británii bol postavený atómový reaktor (Harwell)

M. Goppertová-Mayerová sa začala venovať skúmaniu tzv. energetických čísel, čiže počtu elementárnych častíc, pri ktorých pozorujeme náhly rast energie v jadre, a s ktorými súvisí aj stabilita jadra. V nasledovných rokoch dospela k predstave energetických hladín atómového jadra, k tzv. vrstvovému (lupienkovému) modelu atómového jadra. K podobnému výsledku sa dopracoval aj H. J. D. Jensen. (Spoločná Nobelova cena za fyziku, 1963) **1948**

V Dubne uviedli do prevádzky synchrociklotrón na energiu 680 MeV, **1949**

vtedy najvýkonnejší na svete.

(29. 8.) Sovietski odborníci na strelnici Limonija pri Semipalatinsku uskutočnili prvý skúšobný výbuch atómovej bomby, ktorú vyvinuli v rámci atómového programu Sovietskeho zväzu.

Nobelovu cenu za fyziku udelili C. F. Powellovi za vypracovanie fotografickej metódy na skúmanie jadrových procesov a za objavy v oblasti fyziky mezónov. Powell už v roku 1947 objavil touto metódou π -mezóny, ktorých existenciu predpokladal H. Yukawa (1935). Powellova metóda sa stala veľmi účinnou pomôckou vo výskume kozmického žiarenia a atmosférických jadrových procesov. **1950**

V meste Arco v štáte Idaho (USA) začal pracovať prvý množiaci jadrový reaktor, ktorý okrem výroby energie produkoval aj nové jadrové palivo. **1951**

Tím pod vedením E. Tellera, ktorý pracoval na vývoji vodíkovej bomby, uskutočnil prvú termonukleárnu explozívnu fúziu pozitívm deutéria a trícia. Pokusný výbuch realizovali na koralovom súostroví Eniwetok (súčasť Marschallových ostrovov v strednom Pacifiku).

A. A. Ware prvý raz realizoval pokusy s horúcou plazmou v tzv. magnetickej nádobe, v ktorej priestor pre udržiavanie plazmy vytváralo silné elektromagnetické pole. Myšlienka experimentálnej magnetickej nádoby koncentrujúcej plazmu pochádza od W. H. Bennetta (1934), praktická realizácia od L. Spitzera ml.

Aj v Sovietskom zväze vypracovali návrh na konštrukciu zariadenia, ktorá by umožňovala pokusy s horúcou plazmou (TOKAMAK). Pokusmi na týchto zariadeniach zároveň začínajú konkrétnejšie úvahy o riadených termonukleárnych reakciách a ich využití.

(1. 11.) Na koralovom ostrove Elugelab (súčasť súostrovia Eniwetok) uskutočnili prvý test vodíkovej bomby, ktorý ostrov úplne zničil. **1952**

Sovietski fyzici dosahujú prvé výsledky na TOKAMAK-u. Pokusy o riešenie problému riadenej termonukleárnej reakcie pokračujú aj v USA, neskôr aj vo Veľkej Británii.

Atómovú bombu vyvinuli aj vo Veľkej Británii. (Prvé testy uskutočnili 3. októbra 1952)

(august) V Sovietskom zväze uskutočnili pokusný výbuch vlastnej vodíkovej bomby. **1953**

V USA začali vývoj energetických reaktorov rôznych typov: PWR, BWR, SRE, HRA, EBR.

Vo Veľkej Británii taktiež rozbehli program výroby energetických reaktorov.

(8. 12.) Prezident USA D. Eisenhower predniesol svoj známy prejav Atómy pre mier (Atoms for Peace), v ktorom navrhol založenie Medzinárodnej komisie pre atómovú energiu, so zameraním na výskum a mierové využitie jadrových zariadení.

(21. 1.) V USA vyplávala ponorka Nautilus, prvá na jadrový pohon. **1954**

(jún) V Obninsku (ZSSR, Kaluga) začala pracovať prvá sovietska atómová elektrárňa s výkonom 5 MW. Bola to prvá elektrárňa na svete, ktorá dodávala elektrickú energiu do verejnej siete.

Vyvinuté boli prvé ľahké nukleárne elektrické články, v ktorých napätie vytvárajú elektróny emitované z β -žiarica.

V Ženeve sa uskutočnila prvá medzinárodná konferencia „Atómy pre mier“ **1955**

V Moskve bola podpísaná dohoda medzi ČSR a ZSSR o pomoci pri mierovom využití atómovej energie, v rámci ktorej bol do ČSR dodaný cyklotrón a ľahkovodný experimentálny reaktor.

V Řeži blízko Prahy bol založený Ústav jadrového výskumu, ktorého pôvodným poslaním bol základný výskum v oblasti jadrovej fyziky, rádiochémie a jadrovej energetiky, výroba rádioizotopov a príprava odborníkov v súvisiacich odboroch. Neskôr na pôde ústavu sa posilnil aplikovaný výskum so zameraním na výstavbu, prevádzku a bezpečnosť jadrových elektrární, osobitne rýchlych reaktorov a elektrární typu VVER.

B. Cork so svojimi spolupracovníkmi objavil antičasticu neutrónu, antineutrón. **1956**

C. I. Cowan a F. Reines dokázali existenciu neutrína.

V Calder Hall (severné Anglicko) uviedli do prevádzky prvú atómovú elektrárňu, vybavenú jadrovým reaktorom s plynovým chladením a grafitovým moderátorom. Produkovala aj plutónium v rámci vojenského jadrového programu Veľkej Británie.

V Marcoule (Francúzsko) vybudovali prvú jadrovú elektrárňu.

[V Dubne \(neďaleko od Moskvy\) bol založený Spojený ústav jadrových výskumov.](#)

Začali sa československo-sovietske rokovania o výstavbe prvej československej jadrovej elektrárne v Jaslovských Bohuniciach (A1). Návrhy uvažovali o ťažkovodnom reaktore s plynovým chladením (CO₂). V marci bola podpísaná medzivládna dohoda o realizácii projektu.

J. D. Lawson vypracoval súbor podmienok potrebných k realizácii **1957**

vodíkovej jadrovej fúzie (Lawsonovo kritérium).

V Sovietskom zväze dali do prevádzky prvú civilnú loď na jadrový pohon, ľadoborec Lenin

V Dubne vybudovali synchrofázotrón na energiu 10 GeV.

V britskom stredisku jadrového výskumu Harwell vybudovali zariadenie na skúmanie plazmy (prístroj ZETA, Zero-Energy-Thermonuclear Assembly). Ich pokusy zamerané na uskutočnenie termonukleárnej fúzie však zostali v prvých rokoch neúspešné.

V Shippingporte (Pensylvania, USA) uviedli do prevádzky prvý tlakovodný jadrový reaktor, v ktorom chladiacim médiom je ľahká voda, ktorá v primárnom chladiacom okruhu je pod vysokým tlakom odvedená do výmenníku tepla, kde odovzdá energiu získanú z reaktora.

(10. 10.) Na britskom jadrovom reaktore vo Windscale vypukol požiar, pričom došlo aj k úniku rádioaktívnych látok do okolia. Prvá závažnejšia havária jadrového zariadenia v dejinách.

(27.7.) Z podnetu I. ženevskej konferencie o mierovom využití atómovej energie vznikla na pôde OSN Medzinárodná agentúra pre atómovú energiu.

Skupina 18 nemeckých jadrových fyzikov na čele s O. Hahnom publikovala tzv. Göttingenský manifest, v ktorom protestovali proti výrobe, skúšaniam a použitiu jadrových zbraní.

Na základe spoločnej československo-sovietskej expertízy bol schválený úvodný projekt výstavby jadrovej elektrárne v Jaslovských Bohuniciach. Ako gestor (investor) projektu bol založený národný podnik Jadrová elektrárň Bohunice.

Americká atómová ponorka Nautilus podplávala Severný pól. V Sovietskom zväze tiež spustili na vodu prvé atómové ponorky.

1958

Výzvu na zastavenie pokusov s jadrovými zbraňami podpísalo vyše 11 000 vedcov z celého sveta. Iniciátorom výzvy bol L. C. Pauling.

(august) Začali sa prípravné práce na výstavbe Jadrovej elektrárne A-1 v Jaslovských Bohuniciach.

V ženevskom Európskom jadrovom stredisku CERN bol postavený a spustený protónový synchrotrón na energiu 28 GeV.

1959

V Brookhavene (USA) uviedli do prevádzky protónový synchrotrón na energiu 38 GeV.

V Haldene bola spustená prvá nórska jadrová elektrárň s výkonom 10 MW. Prvý raz v nej bol použitý systém horúcovodného reaktoru s ťažkou vodou ako moderátorom.

V atmosfére Zeme vo výške asi 400 km bol objavený umelý radiačný

pás, o ktorom sa dokázalo, že vznikol v dôsledku uskutočnených jadrových výbuchov.

Francúzsko má tiež atómovú bombu. Prvý skúšobný výbuch uskutočnili 13. februára. Svoj program jadrového výskumu zintenzívnilo aj Taliansko (prvý päťročný plán). **1960**

Americká atómová ponorka Triton oboplávala pod hladinou mora celú zemeguľu. V rámci jadrového programu boli viaceré americké ponorky vyzbrojené interkontinentálnymi raketami schopnými niesť aj jadrovú nálož. Bolo to už súčasťou nebezpečného súťaženia v jadrovom zbrojení medzi USA a Sovietskym zväzom.

Po vykonaní dodatočných expertíz, prípravných prác a odstránení niektorých technických a organizačných prekážok sa začala výstavba hlavného výrobného bloku jadrovej elektrárne A-1 v Jaslovských Bohuniciach.

V moskovskom Ústave teoretickej a experimentálnej fyziky P. N. Lebedeva uviedli do prevádzky urýchľovač protónov na energiu 7 GeV. **1961**

V Nebraske (USA) bol spustený grafitom moderovaný a sodíkom chladený reaktor Hallam. V prevádzke bol len do r. 1964. **1962**

V Čeljabinsku (ZSSR) bola dokončená ďalšia sovietska jadrová elektrárňa so šiestimi blokmi s výkonom po 1 MW. Bol v nich použitý tlakovodný systém s grafitovým moderátorom.

V USA a Sovietskom zväze vyvinuli malé prenosné jadrové elektrárne, ktoré sa uplatnili v extrémnych podmienkach na arktických a antarktických základniach. **1962 – 1963**

F. R. Post a jeho tím na univerzite v Berkeley na zariadení ALICE dokázali udržať plazmu stabilnú asi pol sekundy. M. S. Ioffe a jeho spolupracovníci v Kurčatovovom ústave v Moskve tiež udržali plazmu na niekoľko stotín sekundy. Bol to veľký pokrok oproti predchádzajúcim podobne zameraným pokusom, ale hlavný cieľ – termonukleárnu syntézu sa nepodarilo uskutočniť ani jednému z výskumných tímov. **1963**

V Detrote (USA) bol pre poruchu (upchatie palivového kanála) odstavený rýchly množivý reaktor Enrico Fermi.

Energetické spoločnosti ako Westinghouse, General Electric, Babcock and Wilcox a Combustion Engineering zahajujú svoj program jadrových elektrární, o čom svedčí vlna objednávok reaktorov s výkonmi okolo 600 MW.

Sovietsky zväz, USA a Veľká Británia podpísali medzinárodnú dohodu o zastavení jadrových skúšok v atmosfére, pod vodnou hladinou a v kozmickom priestore. (PTBT – Partial Test Ban Treaty) Dohodu nepodpísali ďalšie atómové mocnosti: Francúzsko a Čína. Dohody

tohto druhu inicioval ešte v roku 1954 J. Nehru, predseda indickej vlády, ktorý navrhoval úplný zákaz jadrových skúšok.

Vo Veľkej Británii boli uvedené do prevádzky jadrové elektrárne s výkonom okolo 300 MW (Berkeley, Bradwell, Hunterston). Výroba elektriny v nich ešte vychádza drahšie ako v elektrárňach s klasickým palivom. **1963 – 1964**

V Kieli (SRN) spustili na vodu veľkú obchodnú loď Otto Hahn s jadrovým pohonom. Pre tento účel bol vyvinutý špeciálny typ reaktora s nezvyčajnou horizontálnou polohou palivových článkov. **1964**

V USA sa usilujú vyvinúť jadrový reaktor, ktorý by dodával energiu raketám.

L. M. Ledermann so svojimi spolupracovníkmi realizovali prvú syntézu antiprotónu a antineutrónu na antideuterón. **1965**

V Ševčenku bol uvedený do prevádzky rýchly reaktor 150 MW určený na výrobu elektriny a na odsolovanie vody.

P. Sorokin a nezávisle od neho F.P. Schäfer vyvinuli farbivový laser, ktorý sa uplatnil o.i. aj vo výskume fyzikálnych a chemických procesov na úrovni atómových a molekulárnych štruktúr. **1966**

Vo svete sa stavajú stále výkonnejšie urýchľovače. Do prevádzky bol uvedený napr. elektrónový synchrotrón na Cornell University (USA) s výkonom 12 GeV a protónový synchrotrón v Serpuchove (ZSSR) s výkonom 70 GeV. V Serpuchove bol vybudovaný aj lineárny urýchľovač s výkonom 100 MeV. Vďaka výkonným urýchľovačom sa rozšírilo poznanie jemnej štruktúry atómu. Počet objavených elementárnych častíc postupne rástol aj v 70. rokoch 20. storočia. **1967**

Vo Veľkej Británii bol vyrobený prototyp reaktora s ťažkovodným moderátorom a chladením obyčajnou vodou.

(1. 7.) Trojica štátov, ktorá pred piatimi rokmi podpísala dohodu PTBT o čiastočnom zákaze jadrových skúšok, podpísala zmluvu o nešírení jadrových zbraní. (Non Proliferation Treaty – NPT) Zmluva vstúpila do platnosti v marci 1970. Dovtedy ju podpísali aj Čína a Francúzsko, neskôr postupne skoro všetky štáty sveta s výnimkou Kuby, Indie, Pakistanu a Izraela. Zmluva ešte neobmedzovala výrobu nukleárnych zbraní, ani nevypracovala účinné kontrolné mechanizmy. **1968**

Prvýkrát boli zaregistrované pulsary. Neskôršie boli identifikované ako neutrónové hviezdy.

V SUJV Dubna experimentálne bola dokázaná existencia ultrachladných neutrónov a boli overené ich vlastnosti, ktoré predpovedal v r. 1959 Zeldovič.

V Serpuchove boli objavené jadrá antihélie. **1969**

M. Gell-Mann a H. Fritzsche vytvorili teóriu tzv. kvantovej chromodynamiky, ktorá charakterizuje vlastnosti kvarkov.

1970

Medzi vládami ČSSR a ZSSR bola uzatvorená zmluva o spolupráci pri výstavbe jadrových elektrární. V súlade aj so svetovými trendami sa v nej uvažovalo aj o výstavbe ľahkovodných reaktoroch typu VVER.

Vláda ČSSR sa rozhodla o výstavbe dvoch atómových elektrární VVER 440 s reaktormi V 230, každá s výkonom 2 x 440 MW. Jedna z nich mala byť vybudovaná v Jaslovských Bohuniciach (V-1), druhá v Dukovanoch na Morave (V-2).

Firma Westinghouse a ďalšie spoločnosti v USA začali uvažovať o výstavbe systému plávajúcich jadrových elektrární. Projekt sa nikdy neuskutočnil pre zraniteľnosť takýchto zariadení v prípade vojnového ohrozenia. **1971**

Začala sa výstavba komplexu Jadrovej elektrárne V-1 v Jaslovských Bohuniciach. **1972**

(24. 10.) Na reaktore KS 150 Jadrovej elektrárne A-1 Jaslovské Bohunice bola spustená prvá štiepna reakcia.

(25.12 o 15:00h) Prvá československá jadrová elektrárňa A-1 v Jaslovských Bohuniciach bola prífázovaná k energetickej sieti.

V Laboratóriu L. Livermora (USA) realizovali riadenú termojadrovú fúziu pomocou zariadenia, ktoré záblesk 12 výkonných laserov sústredilo na guľôčku veľkosti špendlíkovej hlavičky zo zmrazeného deutéria a trícia. **1973**

V meste Ševčenko (ZSSR) dali do prevádzky jadrovú elektrárňu s reaktormi na rýchle neutróny. Súčasťou elektrárne bolo aj zariadenie, ktoré odsoľovalo morskú vodu. Podobné typy reaktorov boli v rokoch 1973-1974 uvedené do prevádzky aj vo Francúzsku a vo Veľkej Británii.

G. N. Florov, vyslovil domnienku o existencii ostrova stability prvkov s atómovými číslami 110 – 126. **1974**

V štáte Idaho (USA) uviedli do prevádzky prototyp rýchleho množivého reaktora chladeného tekutým sodíkom.

V západonemeckej obci Biblis uviedli do prevádzky dovtedy najväčšiu jadrovú elektrárňu s ľahkovodnými tlakovými reaktormi, ktorá pri plnom zaťažení mala výkon 1200 MW.

Sovietski vedci skonštruovali ďalšiu verziu zariadenia na plazmové pokusy, TOKAMAK 10. V laboratórnych podmienkach zariadenie udržalo pod kontrolou termonukleárnu syntézu asi pol sekundy. **1975**

V nemeckej jadrovej elektrárni Hamm-Schmehausen uviedli do prevádzky nový typ chladiacej veže, ktorý sa neskôr rozšíril. Chladiaci proces v nej prebiehal odparovaním na textilnej sieti a chladiaca voda nebola odvádzaná s vyššou teplotou späť do riek, odkiaľ bola získavaná. Znamenalo to výrazné zníženie tepelnej ekologickej záťaže.

V Sovietskom zväze vyskúšali technológiu hĺbenia rozmerných jám a

kanálov, resp. iných rozsiahlych pozemných prác prostredníctvom podzemných jadrových explózií. Podobné experimenty robili v USA už od 60. rokov 20. storočia. Napriek obrovskej výkonnosti boli tieto experimenty zastavené pre zjavnú ekologickú škodlivosť.

Osobitne úspešný rok z hľadiska objavovania nových elementárnych častíc a ich stavov. Najviac výsledkov dosiahli na elektrónovom synchrotróne DESY v Hamburgu a v americkom výskumnom centre SLAC v Kalifornii. Podarilo sa identifikovať kvarky, z ktorých pozostávajú protóny. **1976**

Vo výskumnom centre CERN v Ženeve dokončili stavbu vtedy najvýkonnejšieho urýchľovača protónov na svete. Už v nasledujúcom roku dosiahli na ňom urýchľovaciu energiu 400 GeV. **1976**

(5. 1.) Pri výmene palivového článku na Jadrovej elektrárni A-1 v Jaslovských Bohuniciach došlo k nehode, pri ktorej síce nedošlo k úniku rádioaktivity, ale elektrárne bola vyradená z prevádzky na niekoľko mesiacov. Prevádzku obnovili až v septembri, ale niektoré problémy naďalej pretrvávali.

V USA bola vyvinutá neutrónová bomba, ktorá pri minimálnej mechanickej a tepelnej deštrukcii vyvoláva predovšetkým neutrónové žiarenie, ktoré ničí prakticky všetky formy života. **1977**

(22. 2.) Havária Jadrovej elektrárne A-1 v Jaslovských Bohuniciach, pri ktorej v dôsledku prehriatia sa vážne poškodil aj reaktor. Rádioaktívne produkty sa dostali do primárneho okruhu a pre netesnosť generátorov aj do niektorých častí sekundárneho okruhu. Radiačná hladina v areáli elektrárne aj v okolí však zostala pod úrovňou predpísaných limitov. Po úvahách o prípadnom obnovení prevádzky bola elektrárne uvedená do pokojného stavu, lebo opravy by boli príliš nákladné a samotný typ elektrárne nevyhovoval zvýšeným bezpečnostným požiadavkám.

(23. 3.) V atómovej elektrárni Three Mile Island pri Harrisburgu v USA došlo k nukleárnej havárii s únikom rádioaktívnych izotopov do okolia a zamorením blízkej rieky rádioaktívnou vodou. **1979**

V nemeckom výskumnom centre pre skúmanie ťažkých iónov v Darmstadte objavili nový druh rádioaktívnej premeny, protónovú rádioaktivitu. Dochádza k nej pri ostreľovaní jadier ťažkých prvkov protónmi urýchlenými na vysoké energie. Pri tejto premene sa uvoľní jeden protón a atómové číslo ostreľovaného prvku sa zníži o jednotku. **1981**

Na laserovom zariadení Laboratória L. Livermora uskutočnili riadenú termonukleárnu reakciu v trvaní 0,05 s. **1982**

Na protónovom urýchľovači CERN v Ženeve skúmajú zrážky protónov a antiprotónov pri veľmi vysokých energiách.

V klinickej praxi začali používať novú diagnostickú metódu – tomografiu s nukleárnou rezonanciou (počítačovú tomografiu), pri ktorej sa informácie získavajú z magnetických vlastností atómových jadier jednotlivých orgánov ľudského tela. Metóda nezaťažuje organizmus škodlivým žiarením ako napr. pri röntgenovej diagnostike.

C. Rubbia a S. van der Meer v európskom výskumnom centre CERN 1983
v Ženeve objavili dvojicu nových elementárnych častíc, bozónov typu W a Z. (Nobelova cena za fyziku, 1984)

V Culhame pri Londýne uviedli do skúšobnej prevádzky zariadenie JET (Joint European Torus) na výskum termonukleárnej fúzie, vtedy najväčšie tohto druhu na svete. Riešené bolo podľa princípu TOKAMAK-u, v ktorom plazma je vytváraná a skúmaná v elektromagnetickom poli v tvare toroidu s vonkajším priemerom asi 20 m, s prierezom prstenca asi 4 x 2,5 m.

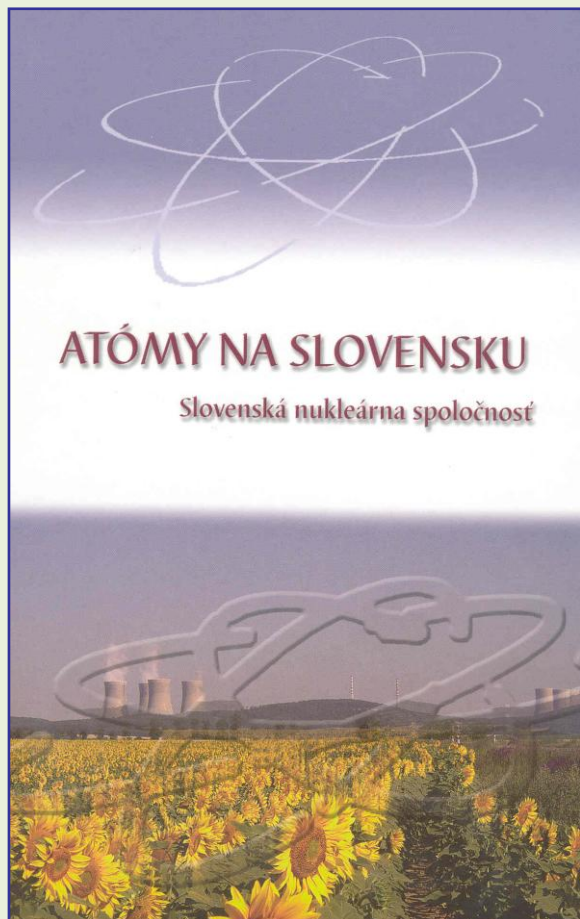
V Spoločnosti pre výskum ťažkých iónov (CSI) v Darmstadte dosiahli 1984
viaceré úspechy v umelom vytváraní chemických prvkov z konca periodickej sústavy. V marci 1984 objavili prvok s atómovým číslom 108 a hmotnostným číslom 265, čím doplnili sériu superťažkých prvkov s atómovými číslami 107 a 109 objavených v tomto ústave v predchádzajúcich rokoch. K týmto experimentom bol v CSI vyvinutý urýchľovač ťažkých iónov UNILAC, pomocou ktorého sa zrodili aj ďalšie pozoruhodné výsledky v oblasti poznávania štruktúry hmoty.

(26. 4.) V jadrovej elektrárni Černobyl' na Ukrajine (vtedy ZSSR) sa 1986
stala najzávažnejšia jadrová havária v dejinách ľudstva. Na štvrtom bloku elektrárne došlo k neriadenému, asi 400- násobnému zvýšeniu výkonu, roztrhnutiu kanálov, následnému výbuchu vodíka a mimoriadne rozsiahlemu úniku rádioaktívnych látok. Zamorené bolo nielen bezprostredné okolie elektrárne, ale nadmerným dávkam žiarenia bolo vystavené v najbližších dňoch aj obyvateľstvo západných častí Sovietskeho zväzu, Škandinávie a oblastí aj na našom území. Vtedajšie sovietske orgány o havárii neskoro informovali, čo vyvolalo značný negatívny ohlas na celom svete a upozornilo na dôležitosť rádioenvironmentalistiky a medzinárodnej spolupráce v tejto oblasti.

V talianskom pohorí Abruzzo v hĺbke 1200 m pod masívom Gran 1987
Sasso sa začala výstavba podzemného laboratória, ktoré v rámci medzinárodného taliansko-nemecko-francúzsko-izraelského projektu Gallex má skúmať emisiu neutrín vyžarovaných Slnkom. Prvé merania v laboratóriu sa uskutočnili v júni 1990.

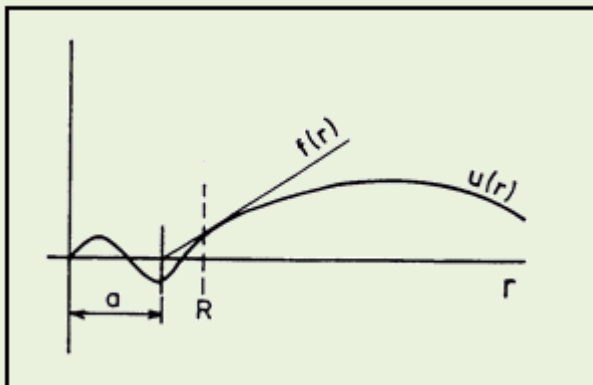
Vo francúzskom meste Preveession uviedli do prevádzky veľký elektrónovo-pozitrónový urýchľovač LEP patriaci CERN-u s urýchľovacím výkonom 100 GeV. Obvod prstenca urýchľovača je 26,7 km, samotný tunel s priemerom asi 4 m je v hĺbke asi 100 m pod zemou. **1989**

Založená Slovenská nukleárna spoločnosť	1990
Vydaná publikácia „Atómy na Slovensku“	2006



 **Návrat z prílohy pomocou: Alt + ←**

DÍŽKA ROZPTYLU



Dížka rozptylu je často používaná veličina v teórii rozptylu, znamienko a absolútna hodnota nám poskytuje informáciu o charaktere a veľčine potenciálu medzi rozptyľujúcimi časticami. Napr. v prípade príťažlivého pravouhlého potenciálu, ktorý sme použili k popisu rozptylu neutrónov na protónoch (ktoré zatiaľ považujeme za bezspinové častice) sme našli vlnové funkcie v tvare (5.23) pre oblasť, kde $V_0 \neq 0$, a v tvare (5.24) pre vonkajšiu oblasť. Obe vlnové funkcie sú schematicky zobrazené na obr. V bode $r = R$ zakreslíme dotyčnicu k vonkajšej vlnovej funkcii. Priesečník dotyčnice s osou r označíme ako a .

V bode R platí

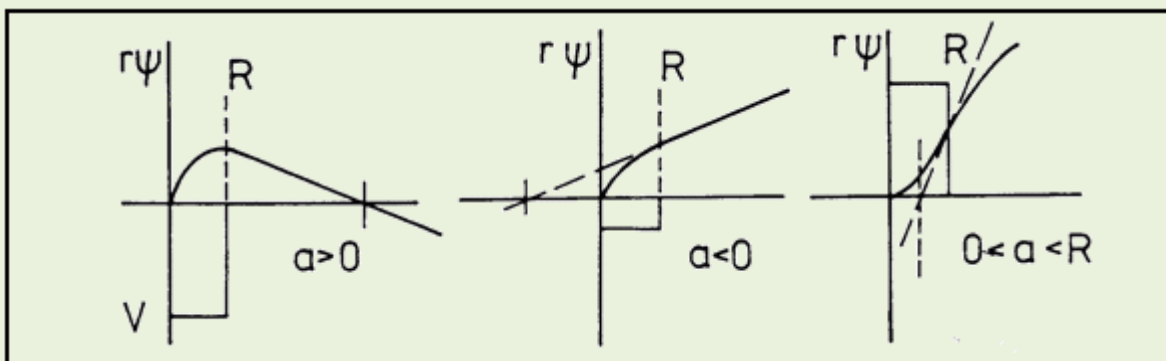
$$f(r) = \left(\frac{du}{dr} \right)_{r=R} (R - a) = u(r)$$

$$e^{i\delta_0} \cos(kR + \delta_0) \cdot (R - a) = e^{i\delta_0} \frac{1}{k} \sin(kR + \delta_0)$$

$$\text{odkiaľ } \operatorname{tg}k\left(R + \frac{\delta_0}{k}\right) = k(R - a)$$

pre smernicu dotyčnice $k \rightarrow 0$ ($\operatorname{tg} 0 = 0$) dostaneme $\frac{\delta_0}{k} = -a$.

Na spodnom obrázku sú zobrazené tri prípady. Prvý, keď príťažlivý potenciál je dostatočný na vytvorenie viazaného stavu medzi rozptyľujúcimi sa časticami, vtedy $a > R$. Ak hĺbka potenciálu je nedostatočná, vtedy $a < 0$, a v prípade odpudivého potenciálu dížka rozptylu je v hraniciach $0 < a < R$. Napr. analýzou experimentov, v ktorých sa skúmal n -n rozptyl sa zistilo, že dížka rozptylu má záporné znamienko. To vyvracia domnienku, že by mohol existovať viazaný stav medzi dvoma neutrónmi (dineutrón).



TRANSPARENTNOSŤ

V neutrónovej fyzike experimentálne najjednoduchšie sa určuje veličina σ_t . Nech n_0 je početnosť detektora neutrónov D bez terčika skúmaného izotopu v neutrónovom zväzku a n je početnosť detektora neutrónov s terčikom..

$$n = n_0 e^{-N_0 \sigma_t \ell},$$

kde N_0 je počet atómových jadier izotopu v jednotke objemu a ℓ je hrúbka terčika. V neutrónovej fyzike sa pomer n/n_0 sa nazýva **transparentnosť terčika** a označuje písmenom T . Veľkosť totálneho účinného prierezu σ_t môže byť určená na základe merania transparentnosti T podľa vzťahu

$$\sigma_t = \frac{1}{N_0 \ell} \ln \frac{1}{T}$$

Pri korektných meraniach σ_t musia byť splnené nasledujúce podmienky:

1. Terčik musí úplne prekryvať priamy zväzok neutrónov, ktorý "vidí" detektor neutrónov. Terčik a detektor neutrónov musia byť v dostatočnej vzdialenosti od zdroja neutrónov, aby priestorový uhol, pod ktorým sa javí detektor zo zdroja, bol malý, čím sa zabezpečí minimálny vplyv rozptýlených neutrónov. Obyčajne sa terčik umiestňuje v prostriedku medzi zdrojom a detektorom; vtedy sú korekčné faktory najmenšie. Takéto usporiadanie sa nazýva "dobrá geometria".
2. Hrúbka terčika sa vyberá tak, aby bola najmenšia relatívna chyba vykonaných meraní. Ukazuje sa, že najmenšia chyba sa dosahuje pri $T = 0,1 - 0,4$.
3. Transparentnosť sa meria v dvoch oddelených intervaloch, prvé meranie bez terčika a druhé meranie s terčikom. Prúd neutrónov z reálnych zdrojov nebýva konštantný, a preto treba používať počas obidvoch meraní **monitor** neutrónového prúdu, aby bolo možné obe merania porovnávať. Monitorom prúdu alebo toku neutrónov býva obyčajne detektor neutrónov, ktorý registruje fluenciu neutrónov za určitý časový interval.
4. Neutróny rozptýlené terčikom do priestorového uhlu mimo detektora neutrónov (ktorým meriame priepustnosť) môžu byť zaregistrované týmto detektorom po ich odraze od stien alebo podlahy miestnosti. Toto pozadie je možné vylúčiť meraním početnosti detektora s absorpčným kónusom umiestneným pred detektorom neutrónov, ktorý pohlcuje všetky neutróny z priameho zväzku.

Aktivácia konštrukčných materiálov.

Pri plánovaní experimentov na neutrónových zväzkoch a pri výbere konštrukčných materiálov pre experimentálne zariadenie je užitočná dole uvedená tabuľka aktivačných vlastností prvkov. Tabuľka bola zostavená M. Johnsonom z Los Alamos National Laboratory, USA, na základe výpočtov. Pre vstupné dáta sa použili objem vzorky 5 cm^3 daného prvku, ktorý sa umiestnil do neutrónového poľa o hustote toku neutrónov $10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (neutrónový zdroj LANSCE v Los Alamos National Laboratory), ktoré boli ožarované počas 24 hodín. V tabuľke AH označuje atómovú hmotnosť, T- je „skladovacia“ doba, potrebná na zníženie aktivity do hodnoty 74 Bq/g, keď vzorka už nemusí byť označovaná ako rádioaktívna látka. Ďalej A nám udáva aktivitu vzorky, po 2 min. od skončenia ožarovania vzorky, a nakoniec D [$\mu\text{Gy}/\text{hod}$] je príkon dávky od 1 g vzorky čistého prvku vo vzdialenosti 2,5 cm v dobe tesne po skončení ožarovania (2 min.). Podobné hodnoty sa získali aj pri ožarovaní vzoriek v neutrónovom kanále tepelného reaktora.

Prvky At, Be, B, Bi, Ca, C, D, F, Fr, He, H, Fe, Li, N, Ne, O, Pb, Po, Pa, Rn, S, Si, Tc, Th, Ti vykazali malé hodnoty indukovanej aktivity a preto v tabuľke sa neuvádzajú.

Aktivačné charakteristiky prvkov				
Prvok	AH	T	A [Bq]	D
Ag	107,8	7,4 r	592037	140
Al	26,98	21 min	70337	20
Ar	39,048	19 h	129537	30
As	74,9	18 d	3108037	73
Au	196,9	29 d	111037	25
Ba	137,64	<150 h	<2997	<1
Br	79,9	18 d	518037	120
Cd	112,4	190 d	13727	3
Cl	35,4	<2,5 h	<2997	<1
Co	58,9	24 r	1924037	450
Cr	51,9	<61 d	<1517	<11
Cs	132,9	54 h	17020037	4000
Cu	63,5	7,4 d	370037	85
Dy	162,5	52 h	18500037	4300
Er	167,2	78 d	22237	5
Eu	151,9	50 r	81437	19
Ga	69,7	8 d	1184037	270
Gd	157,2	11 d	273837	64
Ge	72,59	<6 d	40737	10
Hf	178,5	1,6 r	22977	5
Hg	200,6	24 d	25937	6
Ho	164,9	20 d	1036037	240
I	126,9	7 h	4440037	1000
In	142,8	12 d	407037	96

Ir	192,2	4,2 r	1850037	430
K	39,2	<38 h	<11137	<3
Kr	83,8	42 h	118437	28
La	138,9	22 d	703037	160
Lu	174,9	1,8 r	518037	120
Mn	54,9	38 h	4070037	950
Mo	95,9	30 d	15947	4
Na	22,9	5,5 d	210937	50
Nb	92,9	80 min	740037	170
Nd	144,2	15 h	44437	10
Ni	58,7	<5,6 h	<1147	<1
Os	190,2	41 d	85137	20
Pd	106,4	9 d	2627037	600
Pt	195	20 d	8547	2
Rb	85,5	56 d	66637	16
Re	186,2	54 d	1813037	16
Rh	102,9	2 h	962037	220
Sb	121,75	520 d	29637	7
Sc	44,9	<1,8 r	<3367	<1
Se	78,9	10 h	181337	42
Sm	35 d	35 d	229437	54
Sn	118,7	<50 d	<1517	<1
Sr	87,6	<25 h	<3737	<1
Ta	180,9	3 r	59237	14
Te	127,6	96 h	96237	22
Tm	168,9	3,3 r	284937	67
V	50,9	48 min	17390037	410
W	183,8	15 d	1369037	320
Xe	131,3	7 d	118437	28
Y	88,9	24 d	37037	9
Yb	173	275 d	28897	7
Zn	65,4	5 d	59237	14
Zr	91,22	79 h	<1517	<1

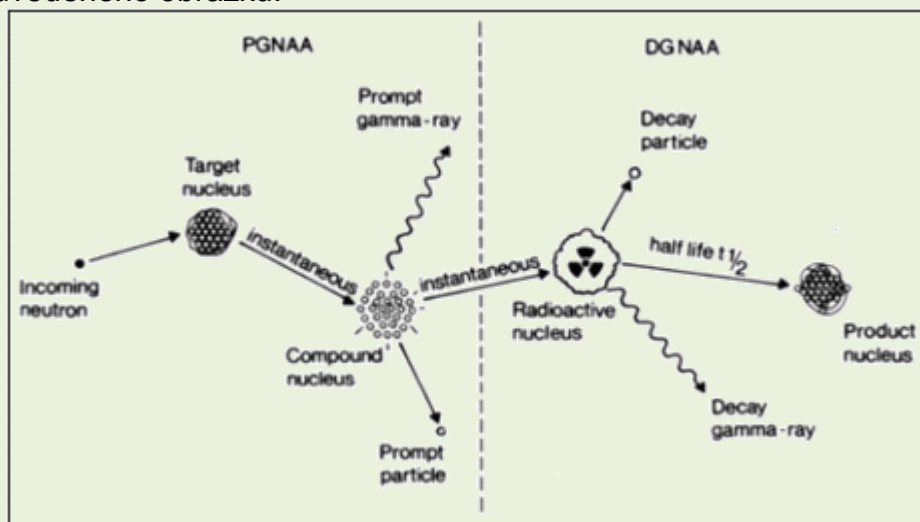
 **Návrat z přílohy pomocou: Alt + ←**

PROMPTNÁ A INŠTRUMENTÁLNA NEUTRÓNOVÁ AKTIVAČNÁ ANALÝZA

Pomalé neutróny indukujú reakciu (n,γ). Zložené jadro takmer okamžite emituje γ-kvantá. Ich spektrum je spojité (viď 1.6.3) s charakteristickými čiarami, na základe ktorých je možná identifikácia izotopu a aj prvku, pokiaľ je prírodné zloženie izotopov. Táto promptná neutrónová aktivačná analýza sa využíva zriedkavejšie, lebo vzorka sa analyzuje priamo na zväzku neutrónov (vyššie pozadie).

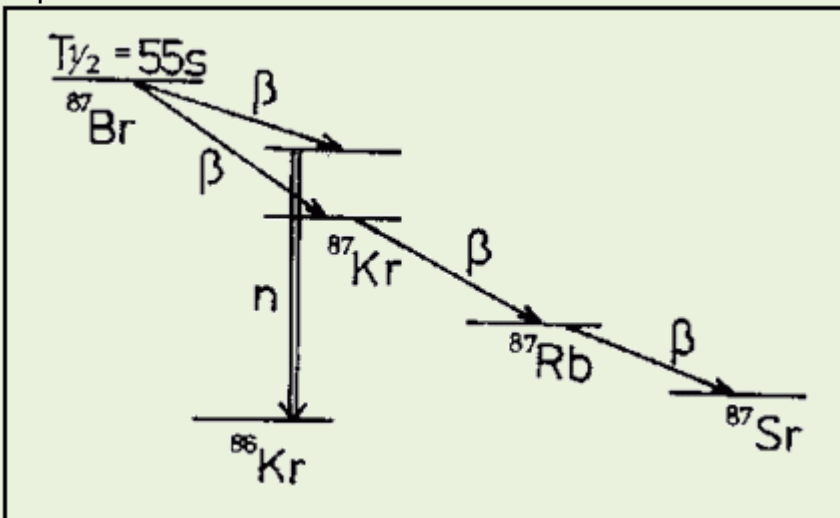
Často používanou je inštrumentálna neutrónová aktivačná analýza, ktorá je založená na registrácii γ-kvánt, ktoré emitujú dcérske jadrá počas svojej beta premeny. Doba polpremeny, využiteľná pre aktivačnú analýzu sa pohybuje od zlomkov minút do niekoľko rokov. Doba aktivácie obyčajne neprevyšuje niekoľko dní a nuklidy s dlhou dobou polpremeny sú málo rádioaktívne.

Základné odlišnosti promptnej a inštrumentálnej aktivačnej analýzy sú zrejmé z dole uvedeného obrázku.



AKTIVAČNÁ ANALÝZA POMOCOU ONESKORENÝCH NEUTRÓNŮV

Metóda je založená na nasledujúcom princípe. Materiál obsahujúci štiepateľné nuklidy sa ožiari v neutrónovom poli, kde dochádza k indukovanému štiepeniu. Niektoré štiepne produkty, bohaté na neutróny (tzv. prekursori) poskytujú pri svojej β premene (s $T_{1/2} = 1-60$ s) dcérske produkty so slabo viazaným nepárnyim neutrónom a nachádzajúce sa vo vysoko vzbudenom stave. V tomto prípade prechod do základného stavu sa s vysokou pravdepodobnosťou realizuje emisiou neutrónu (viď obr.). Zdanlivá doba polpremeny neutrónovej emisie korešponduje s dobou polpremeny beta premeny prekursora; vzniklé neutróny sa nazývajú oneskorené, na rozdiel od okamžitých, emitovaných pri vlastnom akte štiepenia.



V prírodných materiáloch stačí brať do úvahy prakticky len štiepateľné nuklidy ^{235}U , ^{238}U , a ^{232}Th . Zo závislosti ich účinného prierezu štiepenia σ_f , uvedených na obr. a je vidieť, že tepelné neutróny indukujú štiepenie len izotopu ^{235}U , rýchle neutróny indukujú štiepenie aj nuklidov ^{232}Th a ^{238}U . Preto, ak umiestnime vzorku z prírodného materiálu do poľa tepelných neutrónov, emisia oneskorených neutrónov je špecifická len pre urán, čoho sa využíva na stanovenie jeho koncentrácie. V tab. 4. sú uvedené absolútne výťažky a doba polpremeny $T_{1/2}$ jednotlivých skupín oneskorených neutrónov pre štiepenie ^{235}U tepelnými neutrónmi, ^{238}U a ^{232}Th rýchlymi neutrónmi. V poslednom stĺpci sú uvedené typické prekursori emitora neutrónov jednotlivých skupín. Absolútny štiepny výťažok a_i udáva počet neutrónov i-skupiny, emitovaných v jednom akte štiepenia.

Popísaný jav prvý použil k analytickým účelom Amiel [1]. Binney a Sherpelz [2] publikovali článok, ktorý okrem všetkých publikácii do r. 1978 prináša rozbor rôznych aspektov metódy. Je zrejmé, že počet impulzov C_{t_3} , ktoré s účinnosťou ε zaregistruje detektor neutrónov počas doby merania t_3 , závisí od hmotnosti štiepateľného materiálu m podľa vzťahu:

$$C_{t_3} = \left(\frac{\varepsilon \cdot v \cdot m \cdot N_{AV} \cdot \sigma_f \cdot \Phi}{A} \right) \sum_{i=1}^6 \left(\frac{a_i}{\lambda_i} \right) (1 - e^{-\lambda_i t_1}) \cdot e^{-\lambda_i t_2} (1 - e^{-\lambda_i t_3}) + B \quad (1)$$

kde v je priemerný počet neutrónov na jeden akt štiepenia, N_{AV} - Avogadrovo číslo, A - hmotnostné číslo, λ_i - konštanta premene i-skupiny a B je pozadie detektora počas doby t_3 . Aby sa dosiahla vysoké citlivosť metódy, najmä pokiaľ je potrebné stanovovať stopové množstve uránu vo vzorkách, sú potrebné vysoké hustoty tokov neutrónov, ktoré poskytuje zdroj neutrónov reaktorového typu. V reálnom reaktorovom spektre neutrónov existuje prímes intermediárnych a rýchlych neutrónov, ktoré môžu vyvolať štiepenie nielen nuklidov ^{238}U ale aj ^{232}Th . Pri podrobnom rozbere vplyvu Th prišiel Amiel k záveru, že pomer

početností oneskorených neutrónov emitovaných uránom a tóriom je približne 100:1, keď tieto prvky sú ožiarené neutrónmi reaktorového spektra. Preto, ak je množstvo U a Th vo vzorkách rovnaké, vplyv Th na výsledok stanovenia koncentrácie uránu sa neprejaví.

Oneskorené neutróny môžu byť taktiež emitované izotopmi ${}^6\text{Li}$ ($T_{1/2} = 0,17\text{s}$), ${}^{17}\text{N}$ ($T_{1/2} = 4,14\text{s}$) a ${}^{16}\text{C}$ ($T_{1/2} = 0,7\text{s}$);. Tieto izotopy vznikajú pri interakcii neutrónov s nuklidmi ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$ a ${}^{18}\text{O}$, niektoré priamo, napr. ${}^{17}\text{O}(n,p){}^{17}\text{N} \xrightarrow{\beta} {}^{17}\text{O} \xrightarrow{n} {}^{16}\text{O}$, iné nepriamo, prostredníctvom sekundárnych častíc. Aby vplyv dusíka na výsledok meraní bol zanedbateľný, doba vymierania nesmie byť menšia ako 20 s a vtedy detekčná aparátúra bude registrovať len štiepne oneskorené neutróny s dobou polpremeny 55 s a 22 s. Pretože intenzita druhej skupiny niekoľkonásobne prevyšuje intenzitu prvej skupiny (viď tabuľku) optimálna doba ožarovania a merania je rovná približne $3 T_{1/2}$, t.j. 60 sekúnd. Ak sú tieto podmienky splnené, môžeme podľa vzťahu (1) ľahko vypočítať, že ak hustota toku neutrónov je $1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, tak 1 mg U emituje počas meracej doby 11 700 neutrónov.

S použitím prenosných zdrojov neutrónov, napr. ${}^{252}\text{Cf}$ je možné dosiahnuť hustoty tokov tepelných neutrónov rádovo $10^{10} - 10^{11} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ako ukázali merania Boudu, Kotasa a Floreka [3] s použitím Cf zdroja a veľkoobjemového detektora neutrónov je možné stanovovať koncentráciu uránu až na úrovni 0,001 %, čo je postačujúce pre značný počet aplikácií. S pomocou zdroja neutrónov reaktorového typu je možné stanoviť stopové množstvá uránu vo vzorkách.

Citovaná literatúra

AMIEL, S.: Anal. Chem., 34, 1683 /1962/

BINNEY, S.E., SCHERPEIZ, R. Nucl. Instr. and Methods, 154, 413, /1978/

BOUDA, T., KOTAS, P., FLOREK, M: Jaderná energie, 30, 29, /1984/

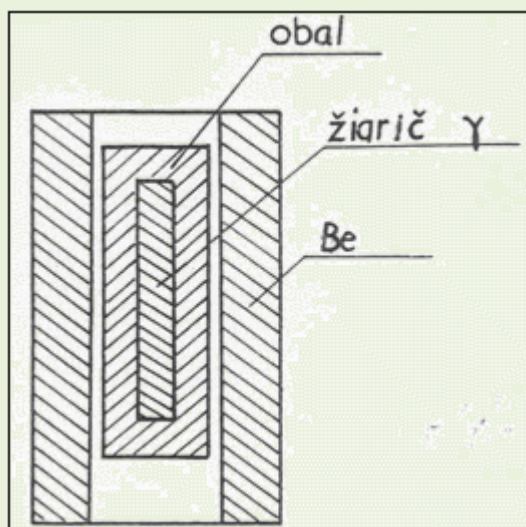
Charakteristiky skupín oneskorených neutrónov

	${}^{235}\text{U}$		${}^{238}\text{U}$		${}^{232}\text{Th}$		Prekursor
	tepelné neutróny		rýchle neutróny		rýchle neutróny		
	$a_1[\%]$	$T_{1/2}[\text{s}]$	$a_1[\%]$	$T_{1/2}[\text{s}]$	$a_1[\%]$	$T_{1/2}[\text{s}]$	
1	0,052	55,72	0,054	52,38	0,169	56,03	${}^{87}\text{Br}$
2	0,346	22,72	0,564	21,58	0,744	20,75	${}^{88}\text{Br}$, ${}^{137}\text{I}$
3	0,310	6,22	0,667	5,00	0,769	5,74	${}^{89}\text{Br}$, ${}^{138}\text{I}$
4	0,624	2,30	1,599	1,93	2,212	2,16	${}^{90}\text{Br}$, ${}^{139}\text{I}$
5	0,183	0,61	0,927	0,49	0,853	0,57	${}^{140}\text{I}$
6	0,066	0,23	0,309	0,17	0,213	0,21	${}^{93}\text{Br}$



Návrat z prílohy pomocou: Alt + ←

KONŠTRUKCIA (GAMA,N) ZDROJA



Obr. 10.3. Schématické zobrazenie konštrukcie (γ,n) zdroja s vymeniteľným γ - žiaričom

← Návrat z prílohy pomocou: Alt + ←

NEUTRÓNOVÉ GENERÁTORY

V tabuľke I. sú uvedené základné charakteristiky v súčasnej dobe vyrábaných neutrónových generátorov.

Francúzske generátory

Francúzska firma SODERN má dlhoročnú tradíciu vo vývoji neutrónových generátorov pre francúzsky vojenský jadrový program a sériovo vyrába neutrónové generátory GENIE 16 a GENIE 36. Touto firmou bol vyvinutý aj výkonný neutrónový generátor GENIE 46. Bol vyrobený prototyp a pravdepodobne nedošlo k sériovej výrobe.

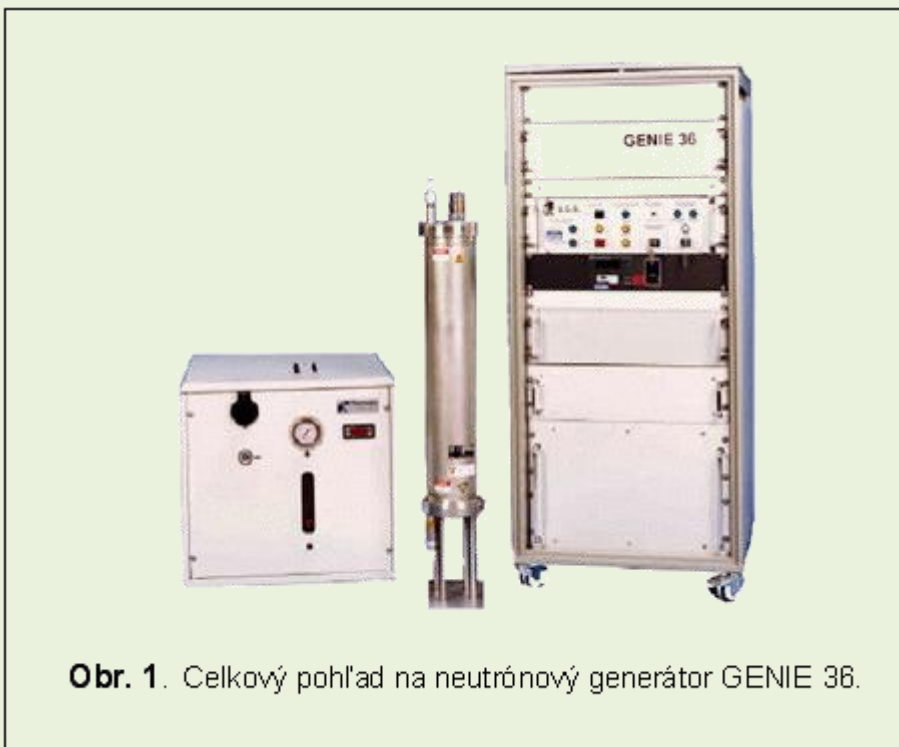
Generátor GENIE 16 bol vyvíjaný ako prenosný laboratórny prístroj s uzavretou neutrónovou trubicou pre použitie v rôznych oblastiach, napr. pri kontrole batožín na prítomnosť narkotických, výbušných alebo štiepných materiálov a taktiež na prieskum a hľadanie mínových náloží v poľných podmienkach. Je kompaktný, spolu s riadiacim blokom váži 15 kg (bez káblov) a jeho spotreba je 100 W. Generátor je možné napájať z akumulátorových batérií s napätím 9 alebo 18 V. Môže byť diaľkovo riadený pomocou počítača. Jeho cena je 85 000 EUR.

Tab. I. Základné charakteristiky vyrábaných neutrónových generátorov

Typ	811A, USA	A-711, USA	GENIE-16 Fr.	GENIE-36 Fr.	GENIE- 46, Fr.	ING-07, RF	ING-03 RF
Q (n/s), 14 MeV	$2 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{10}$
Dĺžka imp.(μ s)	10-1000	Kontinuálne	Min. 30	Min. 30	80	10-200	0,8
Frekvencia, (Hz)	10^2 - $1,5 \cdot 10^4$	-	Konti- nuálne, 10 - $2 \cdot 10^4$	10 - 10^4	5000	10^3 - $2 \cdot 10^4$	1 - 10^3
Počet hodín, (imp.)	500	200	2000	1000	1000	500- 1000	(10^7)
Rozmery trubice (mm)	89x490	259x610	115x715	150x865	440x920	190x440	130x950
Váha trubice	7,3 kg	-	8 kg	30 kg	58 kg	10 kg	12 kg

Generátor GENIE 36 je výkonný zdroj 14 MeV neutrónov, ktorý pri emisii neutrónov $2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ môže pracovať až 1000 hodín. Dodržiavanie garantovaného počtu hodín si počas prevádzky vyžaduje vymeniť niekoľkokrát neutrónovú trubicu. Výmenná operácia je zahrnutá do kúpnej ceny, ktorá je vysoká (250 000 EUR). Obr. 1 dokumentuje, že tento typ generátora patrí do skupiny stacionárnych neutrónových zdrojov. Niekoľko svetových laboratórií a firiem (BNL, CLA, COGEMA a JAERI) prevádzkuje tento typ generátora a využíva ho hlavne na kontrolu transuránov v rádioaktívnych odpadoch, resp. na

modelové experimenty s transmutáciou rádioaktívneho odpadu.



Ruské prenosné neutrónové generátory

Neutrónové generátory sú sériovo vyrábané vo Všeruskom vedeckovýskumnom ústave automatizácie v Moskve. Ústav má dlhoročnú tradíciu vo vývoji neutrónových generátorov používaných v Sovietskom zväze hlavne pre vojenské účely, ako iniciujúci neutrónový zdroj jadrových zbraní. Zariadenia takéhoto druhu museli spĺňať vysoké kritéria spoľahlivosti a charakter ústavu dáva záruku, že dodávané generátory sú kvalitné. V 90. rokoch minulého storočia v rámci konverzie vojenskej výroby ústav sa zameril na vývoj a výrobu širokej škály najmä prenosných neutrónových generátorov. Tieto sa používajú v priemysle (neutrónová aktivačná analýza) a pri geologickom prieskume v rôznych krajinách sveta (Rusko, Čína, USA, V. Británia).

V poslednej dobe prebieha vývoj metodiky na kontrolu nedovoleného transportu výbušnín a štiepneho materiálu. Prevažná väčšina generátorov pracuje s uzavretými vákuovými trubicami, alebo uzavretými plynom plnenými trubicami so studenou alebo horúcou katódou a patria do skupiny tzv. prenosných neutrónových generátorov. Vo vývoji sú aj plazmatrónové iónové zdroje umožňujúce získavať nanosekundové vysoko intenzívne neutrónové impulzy.

Pre účely neutrónovej rádiografie sa ako najvhodnejší javí ING-07.



Obr.3 Celkový pohľad na ING-07

Neutrónový generátor ING-07 pozostáva z týchto blokov (obr.3):

1. emitora neutrónov. V závislosti od použitého terčika (T alebo D) sú emitované neutróny s energiou 14 MeV, pri reakcii $T(d,n)^4\text{He}$ alebo 2,8 MeV pri reakcii $D(d,n)^3\text{He}$. Pri energii urýchlených deuteronov okolo 200 keV účinný prierez druhej reakcie je o dva rády nižší v porovnaní s prvou reakciou a tým aj výdatnosti zdrojov sú v takom pomere. Pokiaľ sa vyžadujú intenzívne neutrónové zdroje používa sa tríciový terčik. Preto v ďalších častiach budeme uvažovať len tríciový terčik.
2. napájacieho bloku s príkonom do 200 W,
3. riadiaceho pulťu.

Emitor neutrónov konštrukčne tvorí jeden hermeticky uzavretý celok, obsahujúci plynom plnenú trubicu s tríciovým terčikom, vysokonapäťový transformátor, fotonásobič a monitor neutrónového toku. Na chladenie terčika a tiež ako izolačný materiál je použitý transformátorový olej. Blok emitora neutrónov sa pripája k napájaciemu bloku 5 metrovým káblom. Dĺžka spojovacích káblov medzi napájacím a riadiacim blokom dosahuje 50 metrov.

Najdôležitejšou súčasťou emitrového bloku je iónový zdroj. V plynom plnených trubicách, deutérium s prímiesou trícia sa nachádza ako hydrid kovu v cylindrickom bloku, odkiaľ sa uvoľňuje pri jeho ohreve elektrickým prúdom. Ióny deutéria vznikajú v skríženom

elektrickom a magnetickom poli, ktorý vytvára súosový permanentný magnet a elektrické pole medzi katódou a anódou (Penningov iónový zdroj). Medzi iónovým zdrojom a terčikom sa prikladá urýchľovacie napätie do 130 kV. Pri dopade urýchlených iónov na terčik prebehne reakcia $T(d,n)^4He$. Spolu s iónmi deutéria na terčik dopadajú aj ióny trícia. Ich koncentrácia v iónovom zdroji sa vyberá na základe požiadavky kompenzovať vyhárание trícia v terčiku a tak zabezpečiť konštantnú emisiu neutrónov počas doby prevádzky generátora (300 hodín).

Neutrónový generátor je schopný pracovať v kontinuálnom alebo impulznom režime v závislosti od charakteru modulácie napätia podávaného na anódu iónového zdroja. Pokiaľ sa použije neutrónová trubica s horúcou katódou, tak generátor môže pracovať i v impulznom i v kontinuálnom režime, trubice so studenou katódou dovoľujú pracovať buď v jednom, alebo druhom režime.

Neutrónový generátor ING-07 sa môže použiť aj ako zdroj rtg. žiarenia so strednou energiou 80 keV. Pomocou tohto typu rádiografického zdroja je možné získať neutrónogram a aj komplementárny röntgenogram skúmaného objektu.

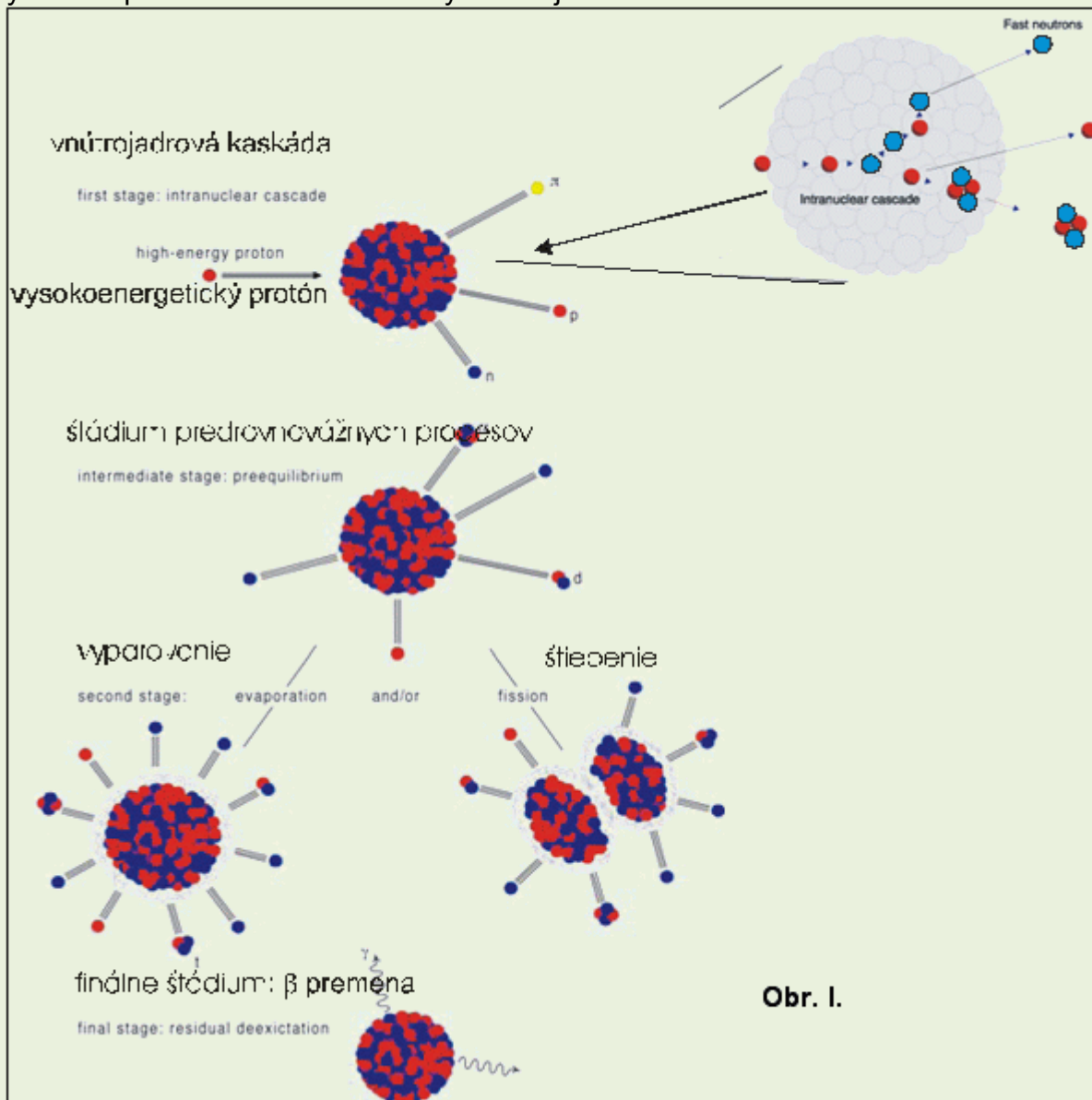
Generátor ING-07 sa sériovo vyrába viac ako 5 rokov. Orientačne jeho cena sa pohybuje okolo 50 000 USD. Emitorový blok sa na cene podieľa zhruba polovičnou sumou. Výmena iónovej trubice emitorového bloku sa musí previesť vo výrobnom závode, cena výmeny dosahuje sumu okolo 15 000 USD.



Návrat z prílohy pomocou: Alt + ←

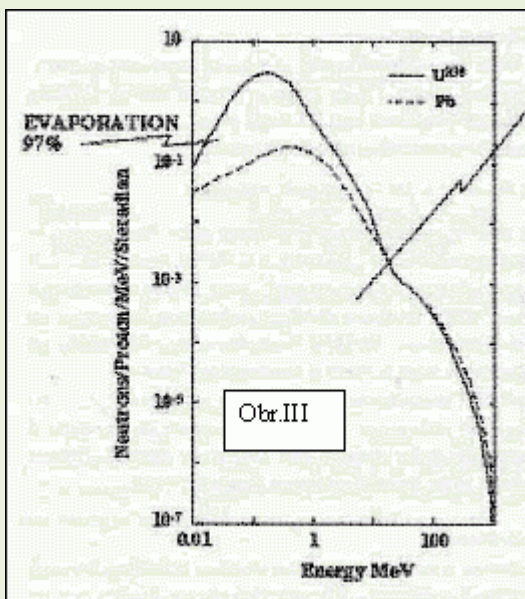
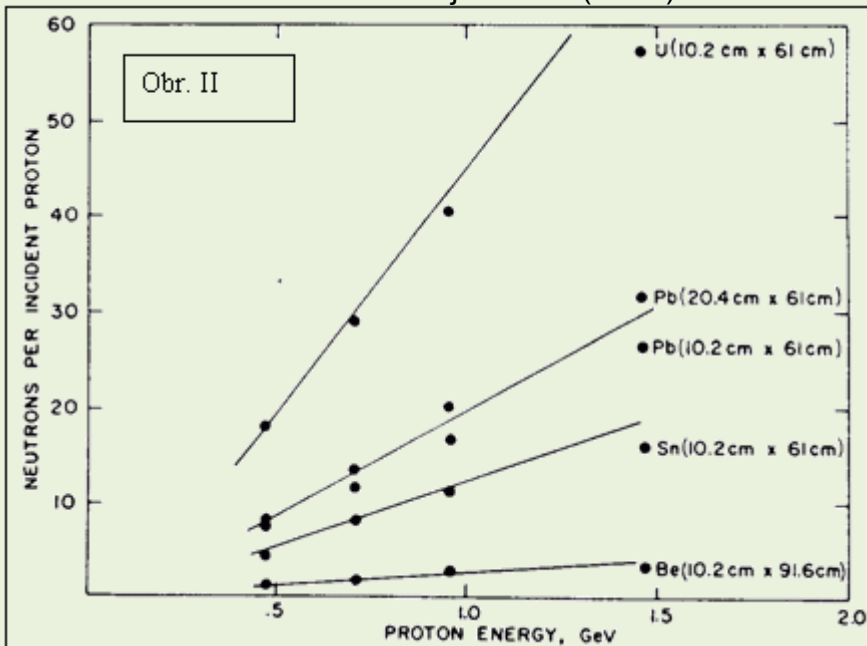
SPALÁČNE ZDROJE NEUTRÓNŮV

Pod pojmom spaláčne reakcie rozumieme celý komplex reakcií (súhrne označovaných ako trieštenie jadra) iniciovaných vysokoenergetickými časticami (p, n, α ...) na ťažkých jadrách. V tomto procese sa uvoľňuje značný počet neutrónov, rádovo až niekoľko desiatok na jednu bombardujúcu časticu. Preto ešte v r. 1947 W. H. Sullivan G.T. Seaborg navrhli využiť ich pri konštrukcii neutrónových zdrojov.



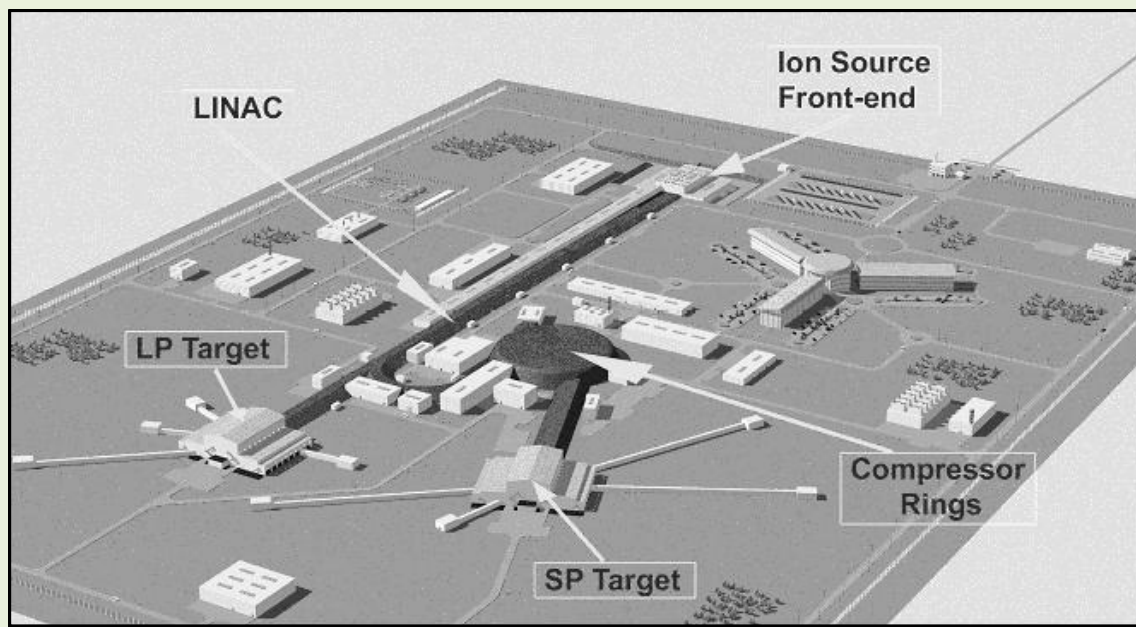
Pre tieto účely najhodnejším projektilom je protón s energiou ~ 1 GeV. Protónový zväzok dopadá na objemný (~ 1 m³) terčik vyhotovený buď z uránu, volfrámu, tantalu alebo ortuťi. Vysoko energetické protóny vyrážajú z jadra neutróny, protóny, alfa častice (aj mezóny) a zanechávajú jadro vo vzбудenom stave (prvé štádium – vnútrojadrová kaskáda). Sekundárne častice, ktoré vznikli počas vnútrojadrovej kaskády, majú dostatočnú energiu na vyvolanie podobného procesu v celej skupine ďalších jadier. Počas intermediálneho nerovnovážneho stavu sú z excitovaných jadier vyparované častice (p, d, α ale hlavne neutróny, pretože v emisii im nebráni coulombovská bariéra). Proces pokračuje dovtedy, pokiaľ excitačná energia nepoklesne pod hodnotu separačnej energie nukleónov. Potom nasleduje β^+ premena, v ktorej sú produkované γ -kvantá a

pozitrony lebo zostatkové jadrá sú presýtené protónmi. Postupnosť jednotlivých štádií spaláneho procesu je zobrazená na obr. I. Pokiaľ energia protónov je okolo 1 GeV, tak jeden dopadajúci protón produkuje v priemere okolo 20 neutrónov. Ak je terčik vyhotovený z uránu, tak v dôsledku existencie procesu štiepenia jadier uránu rýchlymi neutrónmi táto hodnota sa zdvojnásobí (obr.II).



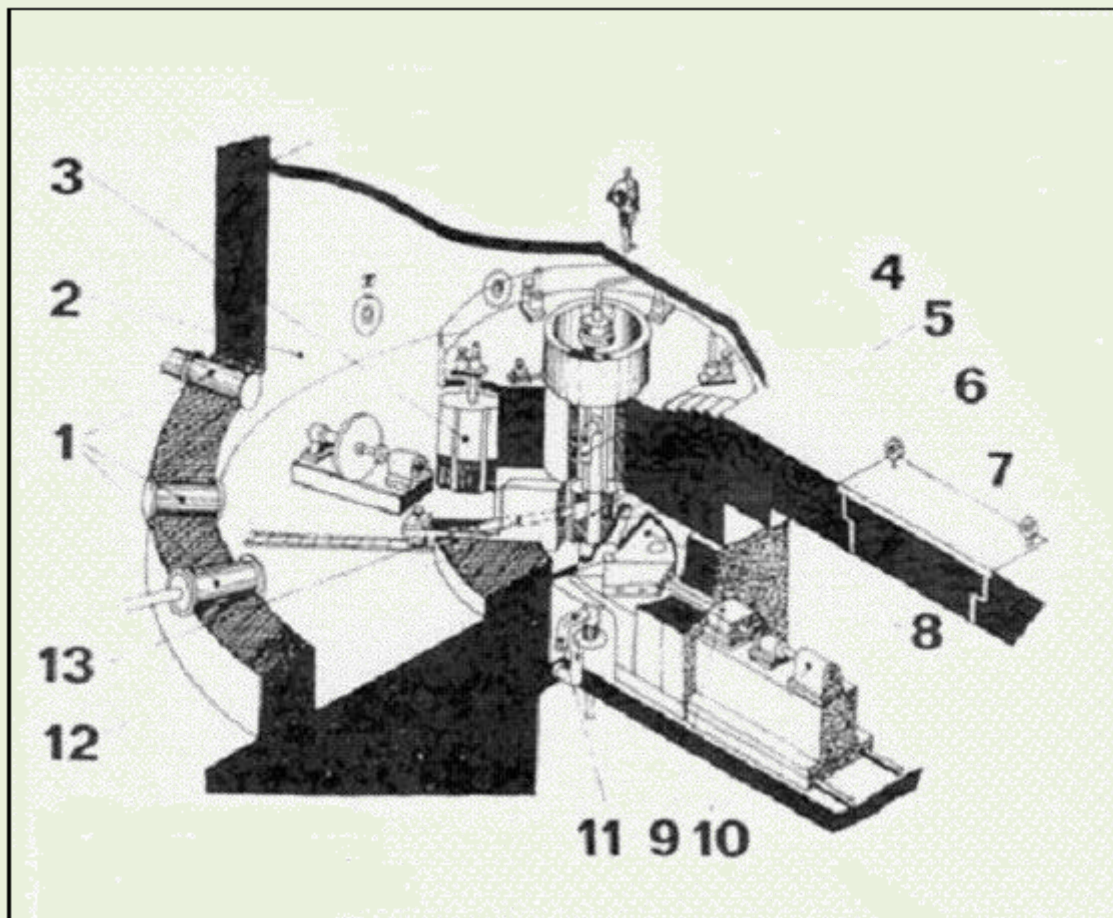
Prevažná časť neutrónov má energiu okolo 2 MeV (obr. III), čo je stredná energia neutrónov vznikajúcich v evaporačnom procese atómových jadier. Len malá časť neutrónov (niekoľko percent) má energiu prevyšujúcu desiatky MeV. Sú to neutróny priamo vyrazené protónmi z jadier (priame reakcie). Majú spojité energetické spektrum s maximálnou hodnotou blízku k energii projektilu. Energetické spektrum neutrónov zo spaláneho zdroja sa odlišuje od spektra neutrónov z reaktorového zdroja práve touto vysokoenergetickou frakciou, čo kladie omnoho vyššie nároky na biologickú ochranu. Vo väčšine spalánych zdrojov na produkciu jedného neutrónu sa spotrebuje energia okolo 30 MeV, čo je zhruba tri krát menej ako v zdroji neutrónov reaktorového typu (200 MeV na 2,5 neutrónov). Ďalšou prednosťou spalánych zdrojov je ich schopnosť pracovať v impulznom režime s krátkou dobou trvania impulzu (menej ako 1 μ s) a s frekvenciou medzi 10 až 60 Hz. To umožňuje určovať energiu neutrónov metódou doby preletu.

PROJEKT EURÓPSKEHO SPALÁČNEHO ZDROJA



Obr. 10.8. Celkový pohľad na ESS. Protónové impulzy z lineárneho urýchľovača buď priamo dopadajú na terčik (LP), alebo sú nasmerované do kompresných prstencov. Podstatne zúžené protónové impulzy produkujú krátke neutrónové impulzy v SP terčiku, ktorý je obklopený 22 kanálmi s meracou aparátúrou.

IMPULZNÝ RÝCHLY REAKTOR (IBR-2)



Obr.1. Rýchly reaktor v Dubne IBR 2. Rez sálou reaktora:

1 – neutrónové kanály, 2 – vonkajšia betónová ochrana, 3 – posuvný uzáver neutrónového zväzku, 4 – výstup chladiaceho média Na, 5 – reaktorová nádoba, 6 – nepohyblivý reflektor, 7 – hlavný modulátor reaktivity, 8 – hermetický kryt modulátorov reaktivity, 9 – prevodovka otáčok vedšajšieho modulátora reaktivity, 10 – elektromotor, 11 – výstup chladiaceho média Na, 12 – havarijná tyč, 13 – pneumatiký pohon havarijnej tyče.

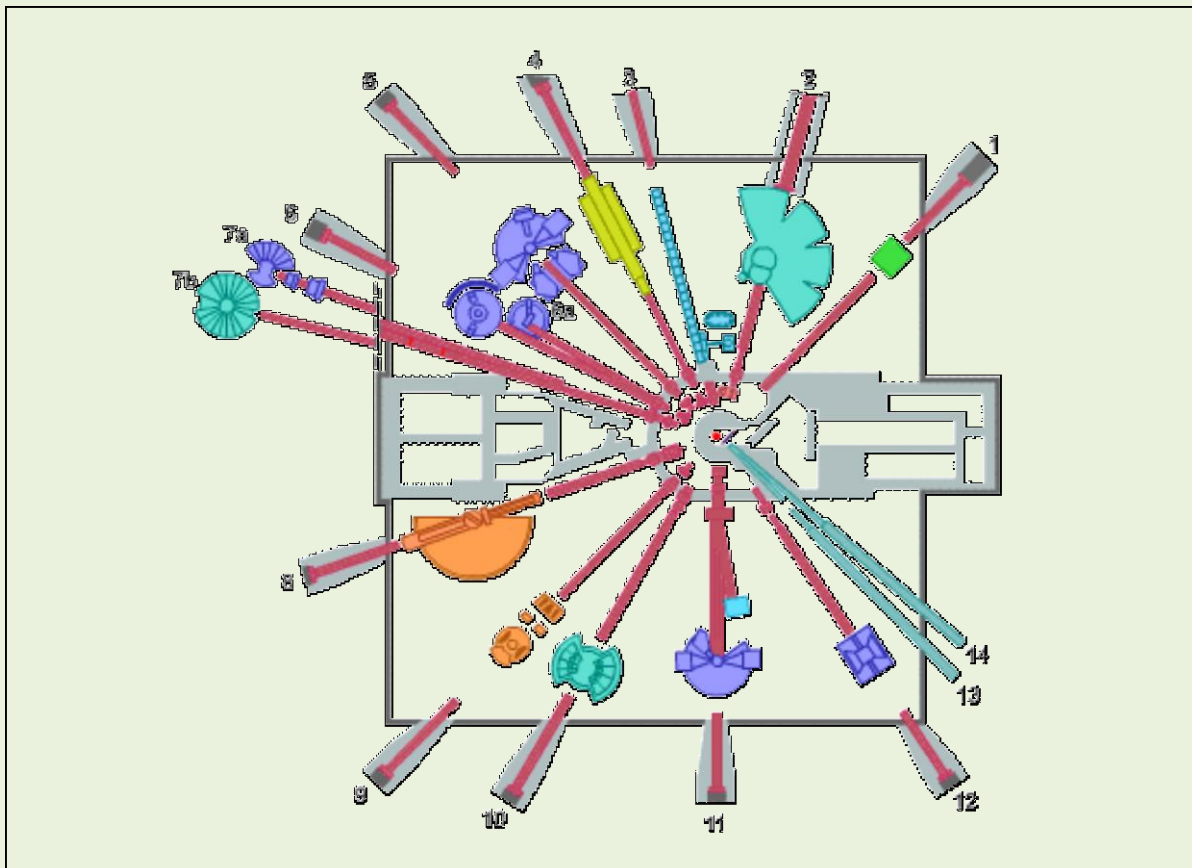
V súčasnej dobe impulzný rýchly reaktor (Impulznyi Bystryj Reaktor-2) je jediným svojho druhu na svete. Ak reaktor pracuje v impulznom režime, neutróny vznikajú len počas dĺžky trvania impulzu Δt . Nech detektor neutrónov sa nachádza vo vzdialenosti L od miesta vzniku neutrónov. Rýchlejšie neutróny budú zaznamenané skôr, pomalé neskoršie. Keď pomocou elektronických zariadení meriame čas od momentu vzniku neutrónového impulzu do doby registrácie udalosti indukovanej neutrónom, tak vieme určiť jeho energiu podľa doby preletu T vzdialenosti L .

Reaktor IBR-2 projektovali na stredný výkon 4 MW (v súčasnosti pracuje na výkone 1,5 MW), čo odpovedá stacionárnemu reaktoru s výkonom až 7500 MW. Vysokému výkonu reaktora však museli prispôsobiť konštrukciu. Kým pri reaktore IBR-1, ktorý bol prvým impulzným rýchlym reaktorom na svete, stačilo ochladzovať aktívnu zónu nútenou cirkuláciou vzduchu, aktívnu zónu reaktora IBR-2 je nutné chladiť roztaveným sodíkom. Preto štiepny materiál (PuO_2 v tvare tabletiiek poukladaných do 546 oceľových trubíc o priemere 8,4 mm) je sústredený do jedného bloku, ktorý má tvar šesťhranu a objem 22 litrov. Aktívna zóna je z piatich strán obklopená vrstvou materiálu, tzv. reflektorom, ktorý slabo pohlcuje neutróny. Oproti šiestej strane sa otáča pohyblivý reflektor neutrónov, pomocou ktorého sa dosahuje impulzný režim práce reaktora.

Pohyblivý reflektor neutrónov (odborne nazývaný mechanický modulátor reaktivity) prvýkrát použili v reaktore IBR-2. Skladá sa z dvoch častí. Hlavný modulátor reaktivity

v tvare „lopatky“ sa otáča rýchlosťou 50 otáčok za sekundu a ovplyvňuje dĺžku trvania neutrónového impulzu. Vedľajší modulátor v tvare „trojzubca“ vykoná len 5 otáčok za sekundu (otáča sa opačným smerom ako hlavný modulátor reaktivity) a určuje dobu medzi jednotlivými impulzami. Nadkritický stav reaktora vzniká len vtedy, keď „lopatka“ i „trojzubec“ sú vo vertikálnej polohe súčasne. V tomto prípade sa neutróny odrážajú aj od šiestej strany, sú vracané naspäť do aktívnej zóny, čím sa zníži únik neutrónov a reaktor sa dostáva do nadkritického stavu.

Jadrový reaktor sa nachádza vo vnútri betónovej šachty s dvojmetrovými hrubými betónovými stenami, v ktorých je 14 otvorov, tzv. neutrónových kanálov alebo neutrónovodov, na vývod neutrónov k experimentálnym aparátúram, nachádzajúcim sa vo vzdialenosti 10 – 100 m od reaktora.



← Návrat z prílohy pomocou: Alt + ←

VÝZNAMNÉ ZDROJE NEUTRÓNŮV

Zdroj	Lokalita	Rok spustenia	Výkon zväzku [kW]	Dĺžka impulzu protónov, [μ s]	Frekvencia impulzov [Hz]	Hustota toku tepelných neutrónov [$10^{18} \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]
Japonsko KENS /KEK	Tsukuba	1980	3	0.1	20	3
Rusko IBR-2	Dubna	1984	reaktor 1500	320 (tep. n)	5	100
UK ISIS	Abingdon	1985	160	0.4	50	20-100
USA LANSCE	Los Alamos	1985	56	0.27	20	34
USA IPNS	Argonne	1981	7	0.1	30	5
SINQ Švajčiarsko	Paul Scherrer In	1996	1000			1
ESS	?	2010 (?)	2000 5000	2000 1,4	10 50	7
ILL Francúzsko	Grenoble	1971	58000	reaktor		15



Návrat z prílohy pomocou: Alt + ←

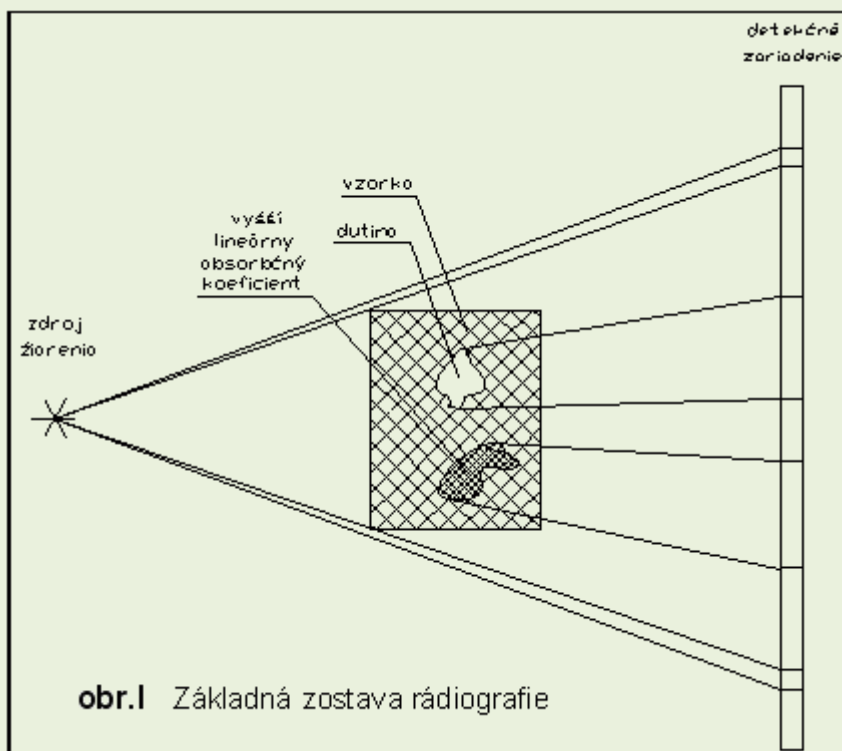
PRINCÍP NEUTRÓNOVEJ RÁDIOGRAFIE

Všetky rádiografické metódy využívajúce fotóny röntgenového žiarenia, fotóny gama žiarenia, alebo neutróny, sú založené na rovnakom princípe (obr. 1). Skúmaný objekt je umiestnený do dráhy zväzku častíc. Podľa miery plošného zoslabenie toku častíc, prechádzajúcich cez skúmaný objekt, je možné určiť nehomogenity vo vzorke. Primárnou požiadavkou je podmienka, aby plocha prierezu zväzku častíc prevyšovala priečny rez skúmaných objektov a aby detekčný systém bol schopný s dostatočným rozlíšením reagovať na plošnú zmenu hustoty toku dopadajúcich častíc.

Nech prúd častíc, charakterizovaný hustotou prúdu J_0 ($J = n \cdot v$) dopadá na skúmanú vzorku. Zoslabenie prúdu častíc J popisuje exponenciálny zákon

$$J = J_0 \exp(-\mu x),$$

kde μ [cm^{-1}] je lineárny absorpčný koeficient a x [cm] je hrúbka objektu v mieste prechodu častíc. Lineárny absorpčný koeficient môžeme vyjadriť cez totálny makroskopický účinný prierez $\Sigma = N \sigma$, kde N je hustota jadier v jednotke objemu a σ totálny mikroskopický účinný prierez, zahrňujúci rozptyl i absorpciu častíc. Často sa používa aj hmotnostný absorpčný koeficient $\delta = \Sigma/\rho$ [cm^2g^{-1}] a hrúbka vzorky sa vyjadruje v hmotnostných jednotkách na jednotku plochy. Pomer J/J_0 sa nazýva koeficient priepustnosti (transmisie).



Ak zväzok častíc intenzity J_0 prechádza cez vzorku s hrúbkou t , ktorá v niektorej časti obsahuje dutinu s hrúbkou d , zoslabenie zväzku bude rôzne v závislosti od toho, či dutina sa nachádza alebo nenachádza v dráhe častíc. V prvom prípade efektívna hrúbka materiálu bude menšia ($t - d$). Naopak, ak vzorka obsahuje materiál s vyššou hodnotou absorpčného koeficientu, zoslabenie zväzku bude výraznejšie. Pre časť neobsahujúcu defekty je možné napísať

$$J = J_0 \exp(-\mu t),$$

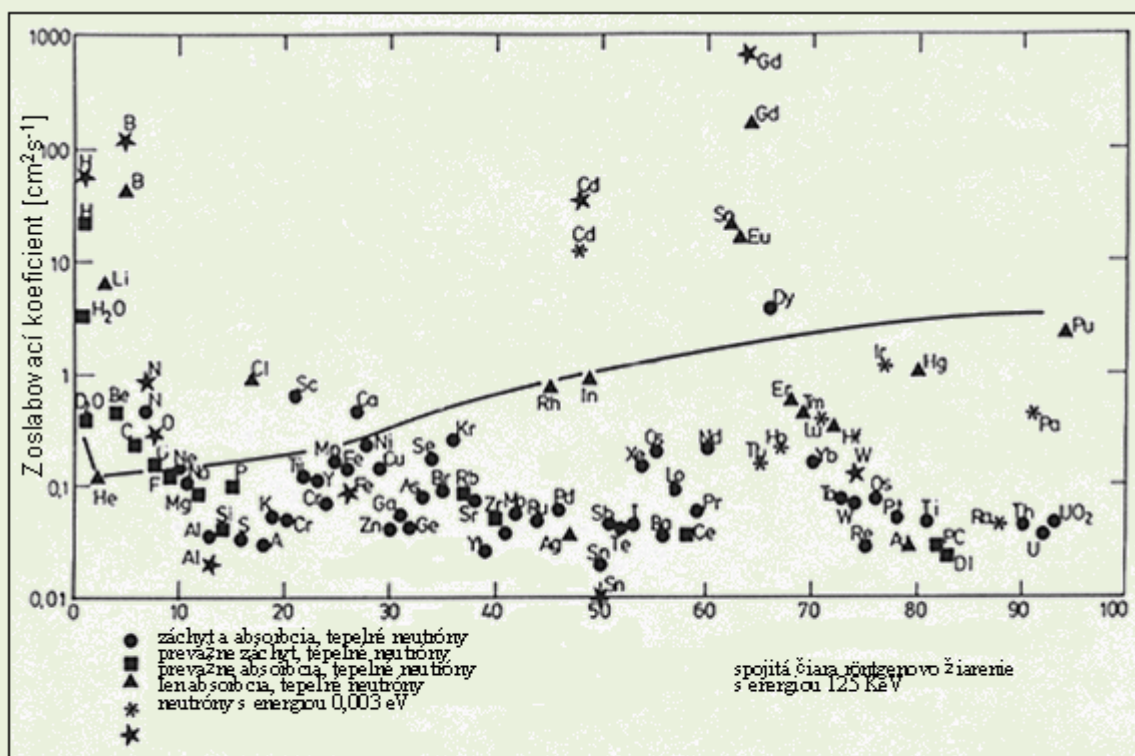
pre časť obsahujúcu dutinu s hrúbkou d

$$J_d = J_0 \exp\{-\mu (t - d)\}$$

a pre časť obsahujúcu materiál s vyšším lineárnym absorpčným koeficientom μ_m s hrúbkou d

$$J_m = J_0 \exp\{-\mu (t - d) - \mu_m d\}.$$

Vzájomné porovnanie intenzít J je nasledovné: $J_d < J < J_m$. Všeobecne, zoslabenie toku častíc prechádzajúcich cez vzorku v oblasti defektov v tvare bublín (napr. praskliny) bude menšie ako v ostatnej časti vzorky a výraznejšie, ak obsahuje materiál s vyššou hustotou, vyšším lineárnym absorpčným koeficientom.



Obr. II Závislosť hmotnostného absorpčného koeficientu od atómového čísla pre tepelné neutróny a röntgenové žiarenie

V prípade neutrónovej rádiografie dominujúcim faktorom je hodnota makroskopického účinného prierezu. Hodnoty účinného prierezu absorpcie neutrónov sa môžu výrazne meniť v závislosti od energie dopadajúcich neutrónov a spravidla je rôzna aj pre rôzne izotopy toho istého prvku.

Prevažná väčšina prvkov sa skladá z niekoľkých izotopov a každý z nich má odlišnú hodnotu mikroskopického účinného prierezu. Okrem toho, vo väčšine prípadov vzorka obsahuje niekoľko prvkov. Existujúce banky údajov mikroskopických účinných prierezov sa vzťahujú na jednotlivé izotopy, na základe ktorých môžeme určiť makroskopický účinný prierez vzorky Σ_c podľa vzťahu

kde suma zahŕňa každý prvok a jeho izotopy.

$$\Sigma_c = \sum_i N_i \sigma_i \quad ,$$

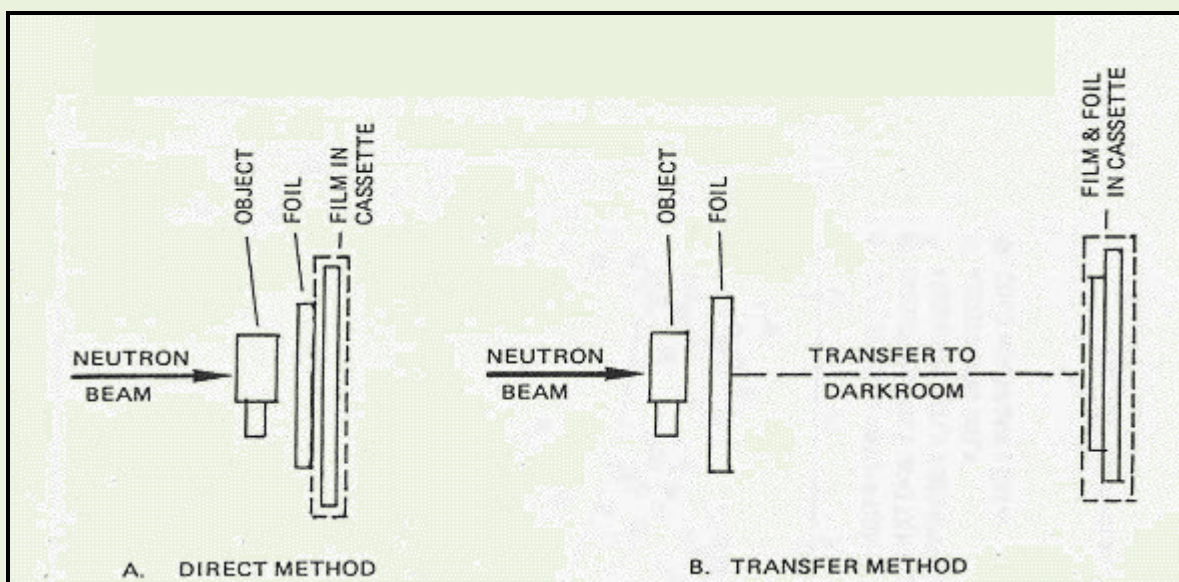
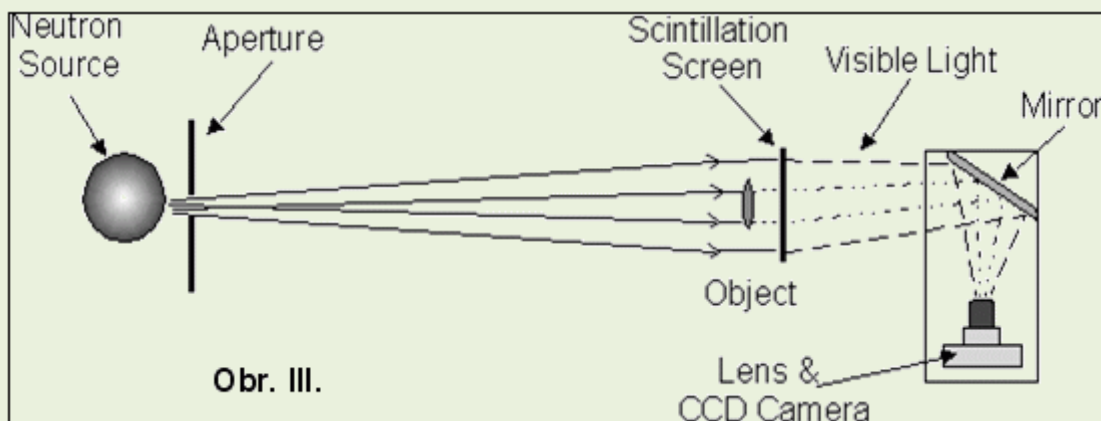
Hodnota mikroskopických účinných prierezov σ_i sa zväčšuje so znižovaním energie neutrónov a preto pre účely neutrónovej rádiografie sa najčastejšie využívajú tzv. pomalé neutróny, ktoré zahrňujú tepelné (termálne) a epitermálne neutróny. Na obr. 2 sú znázornené hodnoty hmotnostného absorpčného koeficientu v závislosti od atómového čísla prvkov pre tepelné neutróny. Plná čiara na obrázku znázorňuje uvedenú závislosť pre röntgenové žiarenie s energiou 125 keV, ktorá monotónne vzrastá s atómovým číslom prvku Z . To znamená, že dva susedné prvky budú mať veľmi blízke hodnoty lineárneho absorpčného koeficientu μ a metódou röntgenovej rádiografie sú ťažko rozlíšiteľné. Na rozdiel od röntgenového žiarenia hodnoty hmotnostného absorpčného koeficientu nevykazujú monotónnu zmenu a často pozorujeme, že dva susediace prvky, napr. B a C, majú aj niekoľko rádoový rozdiel v hodnotách μ . Vodík, obsiahnutý v skúmanom objekte silno zoslabuje neutróny, čo umožňuje identifikovať gumené a plastické materiály umiestnené v kovových obaloch. Na druhej strane prvky typu Al, W, Pb majú nízku hodnotu μ a v skúmaných objektoch sú ťažko identifikovateľné.

V odborných kruhoch sa ustálil názor, že neutrónová a röntgenová rádiografia sú vzájomne komplementárne metodiky. Röntgenové žiarenie je intenzívne absorbované materiálmi s vysokým Z a ľahké prvky sú prakticky priepustné pre tento druh žiarenia. Pre neutrónové žiarenie je to takmer

opačne. Neutróny ľahko prenikajú cez materiál kovových telies a sú schopné dobre zobrazit' stav vnútorných gumených alebo polyetylénových komponentov. Pre názornosť je na obr. V röntgenový rádiogram a neutrónový rádiogram toho istého fotoaparátu. Porovnaním rádiogramov je možné získať predstavu, aké informácie o vnútornej konštrukcii kontrolovaného predmetu nesú jednotlivé typy rádiogramov. Treba však zdôrazniť, že pomocou röntgenového žiarenia je veľmi komplikované analyzovať rádioaktívne vzorky. Prakticky jedinou metodikou analýzy rádioaktívnych objektov je neutrónová rádiografia.

Vo všeobecnosti konvertor zabezpečuje transformáciu dopadajúceho neutrónu na priamo registrovateľnú časticu, akou je alfa častica, beta častica alebo gama kvantum. Výsledná sekundárna radiácia je monitorovaná a zaznamenaná na fotografický alebo nitrocelulóзовý film. Používajú sa tiež scintilačné alebo polohovo citlivé ionizačné detektory. Posledné majú citlivosť až o dva rády lepšiu ako filmy.

V týchto zariadeniach fluencia neutrónov môže byť o dva rády nižšia a v poslednom desaťročí sú uprednostňované. To je skupina tzv. priamo-expozičných detektorov označovaná ako **priama metóda** (direct exposure technique). V nepriamo expozičných metodikách označovaných ako **transférna metóda** používajú sa fólie aktivačných detektorov. Potom sekundárna radiácia môže byť zaznamenaná na film v priestore vzdialenom od testovaného objektu, čo je zvlášť potrebné pri kontrole vysoko rádiaktívnych vzoriek. Obr. V. ilustruje principiálne rozdiely medzi obidvoma metodikami.



Obr. IV. Priama a transférna metóda získania obrazu rádiogramov.

► N_priloha 14:

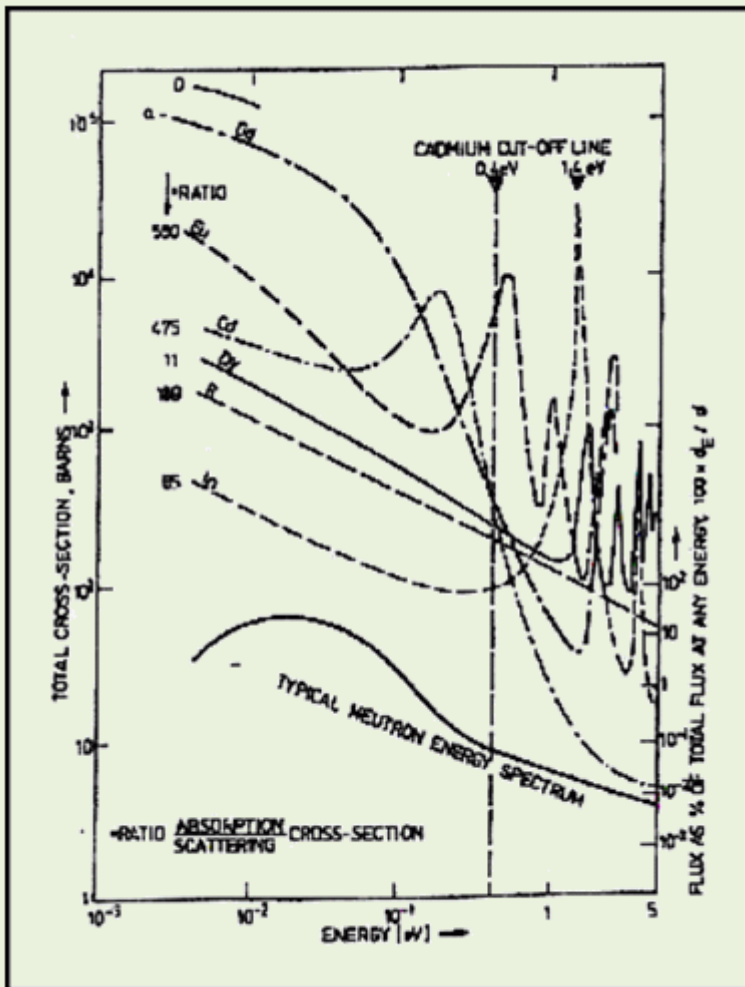
	Prvok	% izotop	reakcia	σ	$T_{1/2}$	častice	$Q E_{max}$
1	³ He		³ He(n,p) ³ H			p, t	0,764
2	Li	7,4	⁶ Li (n, α) ³ H	935	stabilný	α , t	4,7
3	B	19,5	¹⁰ B (n, α) ⁷ Li	3837	stabilný	α	2,3
4	Rh	100	¹⁰³ Rh (n, γ) ¹⁰⁴ Rh	144	43 s	β	2,41
			¹⁰³ Rh (n, n) ^{103m} Rh		57 m	rtg. lúče	0,02
			¹⁰³ Rh (n, γ) ^{104m} Rh	11	4,4 m	β	0,5
5	Ag	51,4	¹⁰⁷ Ag (n, γ) ¹⁰⁸ Ag	44	2,4 m	β	1,64
		48,7	¹⁰⁹ Ag (n, γ) ¹¹⁰ Ag	110	24,5 s	β	2,87
			¹⁰⁹ Ag (n, γ) ^{110m} Ag	3	254 d	β	1,5
6	Cd	12,3	¹¹³ Cd (n, γ) ¹¹⁴ Cd	20000	stabilný	γ	Σ 9
7	In	95,7	¹¹⁵ In (n, γ) ¹¹⁶ In	45	14 s	β	3,3 a 0,44
			¹¹⁵ In (n, γ) ^{116m} In	154	54 m	β	1,0 a 0,45
8	Sm	13,9	¹⁴⁹ Sm (n, γ) ¹⁵⁰ Sm	41500	stabilný	γ	
		26,6	¹⁵² Sm (n, γ) ¹⁵³ Sm	210	46,7 h	β	0,8 a 0,1
9	Gd	14,7	¹⁵⁵ Gd (n, e) ¹⁵⁶ Gd	58000	stabilný	e	0,14
		15,7	¹⁵⁷ Gd (n, e) ¹⁵⁸ Gd	240000	stabilný	e	0,13
10	Dy	28,1	¹⁶⁴ Dy (n, γ) ¹⁶⁶ Dy	800	2,3 h	β	1,3 a 0,09
			¹⁶⁴ Dy (n, γ) ^{166m} Dy	2000	1,26 m	β	1,0 a 1,11
11	Au	100	¹⁹⁷ Au (n, γ) ¹⁹⁸ Au	98,8	2,69 d	β	0,96 a 0,4
12	U	0.7	²³⁵ U (n, f)	585		fragmenty	160

Tabuľka 11.1



Návrat z prílohy pomocou: Alt + ←

CELKOVÉ ÚČINNÉ PRIEREZY



Závislost celkového účinného prierezu od energie

← Návrat z přílohy pomocou: Alt + ←