

ÚVODNÝ KURZ JADROVÝCH REAKCIÍ

1 ÚVOD

Vďaka pôsobeniu jadrových síl dve častice, t.j. dve jadrá, alebo jadro a elementárna častica, keď sa priblížia na vzdialenosť okolo 10^{-15}m , vstúpia do intenzívneho vzájomného jadrového pôsobenia, výsledkom čoho je premena atómového jadra. Tento proces nazývame jadrovou reakciou. Počas trvania jadrovej reakcie dochádza k novému rozdeleniu počtu nukleónov v interagujúcich jadrách, k novému rozdeleniu energie a hybnosti oboch častíc. Tento proces je doprevádzaný vznikom nových častíc, vyletujúcich z oblasti vzájomného pôsobenia. Jadrové reakcie sú najuniverzálnejším nástrojom na skúmanie vlastností nukleárnych a subnukleárnych systémov.

Jadrové reakcie majú však aj veľmi významný aplikačný význam. Z mnohých využití jadrových reakcií uvedieme tu iba tie najvýznamnejšie: produkcia rádionuklidov pre medicínske diagnostické a terapeutické použitie, aktivačná analýza pre určovanie stopových prímiesí v materiáloch, produkcia rádionuklidov pre sledovanie technologických, hydrogeologických a mnohých ďalších procesov, produkcia rádionuklidov pre izotopové zdroje energie v satelitoch a ďalšie aplikácie.

UČEBNÉ CIELE

Študent má poznať základnú klasifikáciu jadrových reakcií. Má vedieť formulovať zákony zachovania platné pri jadrových reakciách. Má poznať základné typy jadrových interakcií podľa konfigurácie projektil – terčové jadro. Má vedieť zákonitosti platné pre pružný rozptyl. Študent by mal poznať možné formy interakcie neutrónov s jadrami. Má vedieť zadefinovať účinný prierez vytvorenia zloženého jadra. Má vedieť vysvetliť princíp detailnej rovnováhy. Má vedieť analyzovať kinematické pomery pri tvorbe a premene zloženého jadra. Študent má vedieť popísať reakcie prenosu. Mal by vedieť charakterizovať reakcie jadier s gama kvantami a vysvetliť mechanizmus vzniku rezonančných kmitov jadra.

KLÚČOVÉ SLOVÁ

Klasifikácia jadrových reakcií, parita, izospin, zákony zachovania, orbitálny moment hybnosti, coulombovský potenciál, odstredivý potenciál, pružný rozptyl, Rutherfordov rozptyl, účinný prierez, zložené jadro, kinematika tvorby a premeny jadra, gigantická dipólová elektrická rezonancia

1.1 KLASIFIKÁCIA JADROVÝCH REAKCIÍ

Rozoznávame mnoho rôznych jadrových reakcií. V závislosti od častíc, ktoré vyvolajú jadrovú reakciu, ich možno klasifikovať na jadrové reakcie vyvolané

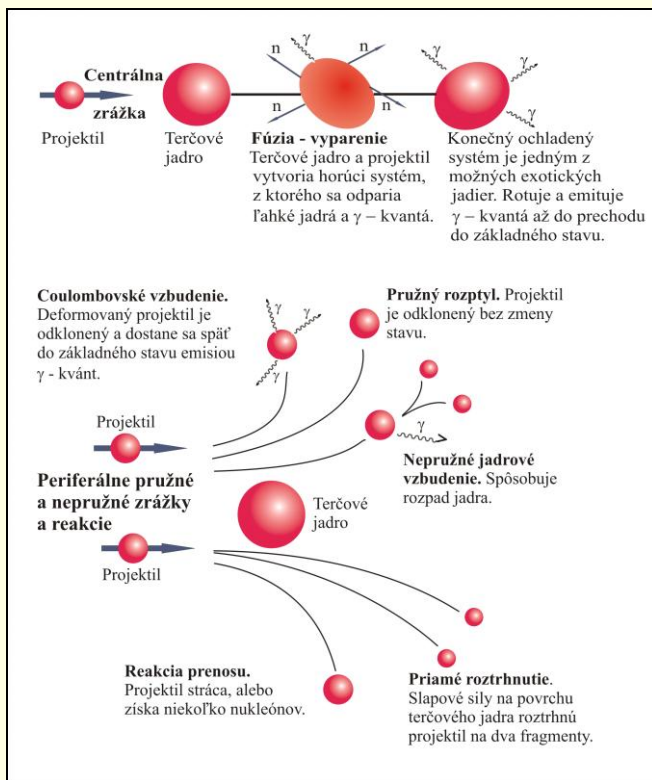
- neutrónmi
- nabitými časticami
- gama kvantami
- inými časticami, napríklad neutrínami.

Jadrové reakcie, vyvolané gama kvantami sa uskutočňujú nie pod vplyvom jadrových síl, ale síl elektromagnetického vzájomného pôsobenia.

Za jadrovú reakciu možno považovať aj coulombovské vzбудenie (excitáciu) jadra, t.j. zmenu jeho vnútorného energetického stavu ako výsledok elektromagnetického vzájomného pôsobenia s nabitou časticou (bez preniknutia častice do jadra).

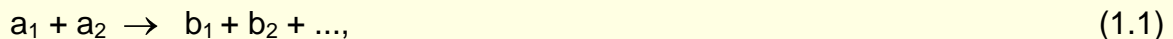
Každá z týchto veľkých skupín jadrových reakcií sa vyznačuje svojimi zvláštnosťami. Z hľadiska mechanizmu vzájomného pôsobenia možno jadrové reakcie rozdeliť do dvoch kategórií:

- a) reakcie idúce cez tvorbu prechodného zloženého jadra (compound nucleus),
 b) priame reakcie.



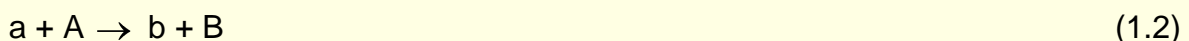
Obr. 1.1. Schematický náčrtok možných spôsobov interakcie projektilu s terčovým jadrom podľa veľkosti parametra zrážky. Schéma predpokladá energiu projektilu blízko pod a nad coulombovskou bariérou

V obecnej forme jadrovú reakciu možno zapísať nasledovne:

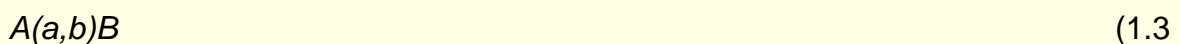


kde a_1 a a_2 sú častice, ktoré do reakcie vstupujú a b_1 , b_2 , ... sú častice, ktoré sa vytvorili ako výsledok jadrovej reakcie (produkty reakcie).

Najrozšírenejším spôsobom reakcie je interakcia ľahkej častice a s jadrom A , výsledkom čoho sa vytvorí tiež ľahká častica b a jadro B ,

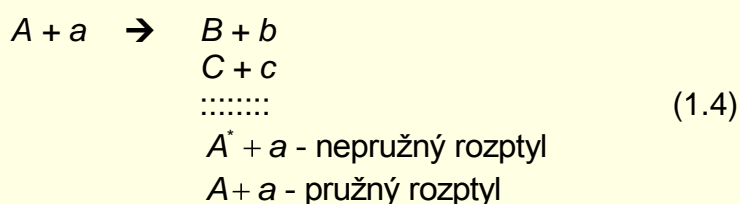


alebo v skrátenej zápise



Častice a a b môžu byť neutrón (n), protón (p), α -častica, deuterón (d) alebo iná ľahká častica a γ -gama kvantá, ale aj ťažšie atómové jadrá.

Proces (1.2) obyčajne prebieha nejednoznačne, lebo reakcia môže prebiehať niekoľkými konkurenčnými cestami:



Rôzne možné cesty druhej etapy jadrovej reakcie nazývame výstupnými kanálmi reakcie a prvá etapa reakcie sa nazýva vstupným kanálom reakcie. Na obr. 1.1 je ukázaný schematický náčrtok možných spôsobov **interakcie projektilu** s terčovým jadrom podľa veľkosti parametra zrážky. Schéma predpokladá energiu projektilu blízko pod a nad coulombovskou bariérou.

Vstupný a výstupný kanál jadrovej reakcie sú definované vtedy, ak sú známe všetky vstupné a výstupné parametre.

Vstupné parametre:

- druh terčika a projektilu
- ich vlnové vektory k
- energia relatívneho pohybu
- moment hybnosti projektilu a jadra a ich vzájomná väzba.

Výstupné parametre:

- účinný prierez jadrovej reakcie
- pomer intenzít jednotlivých výstupných kanálov v závislosti od energie projektilu
- energetické a uhlové rozdelenie produktov jadrovej reakcie
- funkcia vzбудenia
- stavy polarizácie
- mechanizmus jadrovej reakcie - modelové predstavy.

Pri štúdiu jadrových reakcií nás zaujíma:

- identifikácia kanálov reakcie
- vzájomná intenzita jednotlivých kanálov v závislosti od energie projektilu
- energia a uhlové rozdelenie produktov jadrovej reakcie a ich vnútorný stav (energia vzбудenia, spin, parita, izotopický spin, ...)
- účinný prierez reakcie.

1.2 PARITA

Parita je kvantové číslo, ktoré opisuje tzv. zrkadlovú symetriu vlnovej funkcie. Ako najjednoduchší prípad môžeme uvažovať sústavu, opísanú vlnovou funkciou $\psi(r)$, spĺňujúcu Schrödingerovu rovnicu. Vlastnosti sústavy by sa nemali zmeniť pri inverzii sústavy súradníc vzhľadom k počiatku, t.j. pri zámene r za $-r$. Pritom vlnová funkcia sa nesmie zmeniť, až na ľubovoľnú konštantu π , lebo Schrödingerova rovnica je homogénna vzhľadom k ψ . Preto

$$\psi(-r) = \pi \psi(r).$$

Druhá inverzia musí viesť k pôvodnému stavu. Z toho nasleduje, že $\pi^2 = 1$, resp. $\pi = \pm 1$. Číslo π nazývame paritou stavu.

Pre párný orbitálny moment hybnosti l je parita párna, pre nepárny orbitálny moment hybnosti je parita nepárna. Preto napríklad párnopárne (pp) jadrá majú v základnom stave párnou paritu, lebo majú nulový orbitálny moment hybnosti. Je zvykom písať paritu stavu ako pravý horný index hodnoty spinu. Napríklad pre pp-jadrá v základnom stave je to 0^+ , pre stav s $l = l + s = 1 + 1/2$ je to $3/2^+$. V prípade sústavy mnohých častíc parita sústavy sa rovná **súčinu** parity jednotlivých častíc.

1.3 IZOSPIN

Nezávislosť jadrovej interakcie od náboja vedie nás k tomu, aby sme považovali protón a neutrón ako dva rôzne stavy jedinej častice - nukleónu. Oba stavy sa budú líšiť iba nejakou vnútornou premennou, ktorá môže nadobudnúť iba dve hodnoty. Neutrónový stav nukleónu označme ako ν a protónový ako π .

Charakterizujeme stav nukleónu kvantovým číslom, vektorom, ktorý nazývame vektorom izospinu, presnejšie **vektorom izotopického spinu** τ . Môže mať tri zložky τ_x , τ_y a τ_z , ale merať môžeme iba jednu zložku (z-ovú), ktorá je dôležitá pre jadrovú fyziku.

Definujme operátor τ_z ako $\tau_z \pi = +1/2 \pi$ pre protónový stav

$$\tau_z \nu = -1/2 \nu \text{ pre neutrónový stav.}$$

Izospinový formalizmus môžeme aplikovať na sústavu mnoho nukleónov analogicky so spinom. Celkový spin T sústavy A nukleónov definujeme ako vektorový súčet jednotlivých izospinov

$$T = \sum_{k=1}^A \tau_k \quad (1.5)$$

Súčasne merateľnými hodnotami sú hodnoty T^2 a hodnoty T_z zložky z .

Vlastné hodnoty $T^2 = T(T+1)$, kde T môže byť číslo medzi 0 a $A/2$, lebo každý člen súčtu pridáva k zložke z príspevok $1/2$ (izospinové kvantové číslo).

Pre určité T existuje $2T + 1$ možných hodnôt T_z , podobne ako v spinovom formalizme. Pretože τ_z môže nadobudnúť iba hodnoty $+1/2$ (protón) alebo $-1/2$ (neutrón), dostaneme pre T_z z predošlej rovnice vzťah

$$T_z = \sum_{k=1}^A \tau_z^{(k)} = \frac{1}{2}(Z - N) \quad (1.6)$$

Pre jadro zložené z mnohých nukleónov zložka izospinu sa rovná polovičnému počtu prebytku neutrónov v jadre. Tu sme použili $\tau_z = -1/2$, t. j. pre jadro s prebytkom neutrónov má T_z záporné znamienko. Používa sa však aj opačná reprezentácia. V tab. 1.1. sú uvedené príklady hodnôt **izospinu** pre rôzne jadrá.

| Jadro | Izospin | Jadro | Izospin |
|------------------------------|---------------------|------------------------------|----------------------|
| ${}_{20}^{45}\text{Ca}_{25}$ | $1/2(20-25) = -5/2$ | ${}_{23}^{45}\text{V}_{22}$ | $1/2(23-22) = + 1/2$ |
| ${}_{21}^{45}\text{Sc}_{24}$ | $1/2(21-24) = -3/2$ | ${}_{24}^{45}\text{Cr}_{21}$ | $1/2(24-21) = + 3/2$ |
| ${}_{22}^{45}\text{Ti}_{23}$ | $1/2(22-23) = -1/2$ | ${}_{25}^{45}\text{Mn}_{20}$ | $1/2(25-20) = + 5/2$ |

Tab. 1.1. Hodnoty izospinu pre niektoré jadrá

1.4 ZÁKONY ZACHOVANIA PRI JADROVÝCH REAKCIÁCH

Zákon zachovania celkového elektrického náboja, t. j. $\sum q_1 = \sum q_2$, kde q_1 a q_2 sú elektrické náboje objektov vstupujúcich do jadrovej reakcie a vystupujúcich z nej.

Zákon zachovania bariónového náboja, t. j. $\sum B_1 = \sum B_2$, kde B_1 a B_2 sú bariónové náboje objektov vstupujúcich do jadrovej reakcie a vystupujúcich z nej.

Zákon zachovania energie a hybnosti. Veľká vzdialenosť jadier od seba (10^{-10} m) pri ich malých rozmeroch (10^{-14} - 10^{-15} m) a krátky dosah jadrových síl (10^{-15} m) umožňuje považovať vzájomne interagujúce jadrá za uzavretý systém. Pre jadrový proces $a + A \rightarrow b + B$ zákon zachovania energie možno písať vo forme:

$$E_1 = E_2, \quad \text{alebo} \quad E_{01} + E_{k1} = E_{02} + E_{k2}, \quad (1.7)$$

kde E_{01} a E_{02} sú pokojové energie a E_{k1} a E_{k2} kinetické energie fyzikálnych objektov pred a po reakcii.

$$E_{01} = M_A c^2 + m_a c^2, \quad E_{02} = M_B c^2 + m_b c^2 \quad (1.8)$$

$$E_{k1} = E_{kA} + E_{ka}, \quad E_{k2} = E_{kB} + E_{kb}.$$

V obecnom prípade $E_{01} \neq E_{02}$ a rozdiel $= Q$ sa nazýva **energiou reakcie**. Pre energiu reakcie platí

$$Q = E_{01} - E_{02} = E_{k2} - E_{k1} \quad (1.9)$$

Ak $Q > 0$, pri jadrovej reakcii sa uvoľňuje kinetická energia E_k na úkor zmenšenia pokojovej energie E_0 . Takéto jadrové reakcie nazývame exoenergetickými. Exoenergetická reakcia môže prebiehať pri ľubovoľnej kinetickej energii bombardujúcich častíc, ak táto energia postačuje na prekonanie potenciálovej bariéry.

Ak $Q < 0$, pri jadrovej reakcii sa zväčšuje pokojová energia E_0 na úkor kinetickej energie E_k častíc. Takáto reakcia sa nazýva endoenergetickou. Endoenergetické reakcie môžu prebiehať iba pri dostatočne vysokej kinetickej energii bombardujúcich častíc, lebo pri $Q < 0$ je

$$E_{k1} = E_{k2} + |Q| > |Q|. \quad (1.10)$$

Ak $Q = 0$, ide o pružný rozptyl, pri ktorom $E_{k1} = E_{k2}$ a $E_{01} = E_{02}$, t. j. sa zachová nielen celková, ale aj kinetická energia a aj hmotnosť častíc.

Zákon zachovania momentu hybnosti.

Pre moment hybnosti jadra / všeobecne platí:

$$I = J \omega, \quad (1.11)$$

kde J je moment zotrvačnosti telesa vzhľadom na os otáčania a ω je uhlová rýchlosť otáčajúceho sa telesa.

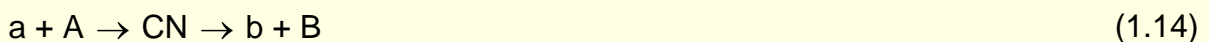
$$J = mR^2, \quad (1.12)$$

kde R je polomer a m je hmotnosť telesa. Teda moment hybnosti sa rovná

$$I = m \omega R^2. \quad (1.13)$$

V obecnom prípade interagujúca častica a jadro vykonávajú rotačný pohyb okolo svojich osí, preto majú určitý moment zotrvačnosti. V procese jadrovej reakcie sa zachováva celkový moment hybnosti vzájomne pôsobiacich častíc a tiež jeho priemet do zvoleného smeru.

Uvažujme reakciu s tvorbou zloženého jadra CN (Compound Nucleus)



Pre momenty hybnosti platí

$$I_1 = I_{CN} = I_2 \quad (1.15)$$

pričom

$$I_1 = I_A + i_a + I_{Aa}, \quad I_2 = I_B + i_b + I_{Bb} \quad (1.16)$$

kde I_{Aa} a I_{Bb} sú orbitálne momenty hybnosti sústavy A a a , resp. B a b . (Veľmi často sa moment hybnosti jadra v základnom energetickom stave označuje ako spin jadra).

$i_a, i_a, I_{CN}, I_B, i_b$ sú vlastné spiny (momenty hybnosti) príslušných častíc. Možno ich určiť experimentálne, alebo vypočítať, napr. z vrstvového modelu jadra.

Spin protónu a neutrónu $i_p = i_n = 1/2 \hbar$

$I_A, I_B = 0$, pre páro-párne jadrá (Z párne, N párne, A párne)

každý pár nukleónov rovnakého spinu zruší vzájomne svoje momenty hybnosti.

$I_A, I_B =$ celé číslo, pre A párne (Z nepárne, N nepárne)

$I_A, I_B =$ polovičné číslo, pre A nepárne. Prejaví sa moment hybnosti poslednej nespároovanej častice, t.j. posledného protónu alebo neutrónu.

Moment hybnosti jadra závisí nielen od vlastného spinu nukleónov, ale aj od ich orbitálneho momentu hybnosti (v dôsledku ich pohybu okolo stredu jadra). Z tohto dôvodu hodnota celkového momentu hybnosti (spinu) jadra závisí od energetického stavu jadra.

Veličiny I_{Aa} a I_{Bb} určujú orbitálne momenty hybnosti príslušných párov častíc.

$l_{Aa}, l_{Bb} = 0, 1, 2, \dots$, iba celočíselné hodnoty. Konkrétna hodnota l_{Aa}, l_{Bb} závisí od charakteru pohybu týchto častíc.

KONTROLNÉ OTÁZKY:

1. Aké sú základné typy jadrových reakcií?
2. Charakterizujte možné typy jadrových interakcií podľa konfigurácie projektil – terčové jadro.
3. Ako vyjadrujeme zákony zachovania energie, hybnosti a momentu hybnosti pri jadrových reakciách?

2 ORBITÁLNY MOMENT HYBNOSTI A ODS TRE DIVÝ POTENCIÁL PRI JADROVÝCH REAKCIÁCH

Pri interakcii dvoch častíc musíme uvažovať nielen o coulombovskej bariére ich vzájomného prenikania, ale aj o ďalšej bariére, existencia ktorej nesúvisí s nábojom, ale s charakterom pohybu častíc, s prítomnosťou orbitálneho momentu hybnosti l . Túto bariéru V_0 nazývame odstredivou, alebo rotačnou bariérou. Orbitálny moment hybnosti majú aj neutrálne častice, preto aj u nich treba počítať s odstredivou bariérou. Odstredivá potenciálová bariéra je vyjadrená vzťahom

$$V_0 = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} \quad (2.1)$$

kde l je orbitálny moment hybnosti nalietajúcej častice, m - jej hmotnosť a r - polomer pohybu.

V prípade jadra s polomerom R dopadajúca častica bude musieť pri povrchu jadra prekonať odstredivú bariéru (Obr. 2.1) s výškou

$$B_0(R) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} \quad (2.2)$$

kde $\mu = \frac{m_a M_A}{m_a + M_A}$ je tzv. redukovaná hmotnosť sústavy ($a + A$). Ako vidíme, výška $B_0(R)$ nezávisí od náboja častice. Ak uvažíme že $R \approx A^{1/3}$, potom platí približný vzťah

$$B_0(R) \approx \frac{10l(l+1)}{A^{1/3}} \quad [\text{MeV}]. \quad (2.3)$$

| Redukovaná hmotnosť μ | Orbitálny moment hybnosti projektilu l | Výška odstredivej bariéry B_0 , MeV |
|---------------------------|--|---------------------------------------|
| 20 | 1 | 2,71 |
| 20 | 2 | 8,14 |
| 20 | 3 | 16,28 |
| 100 | 1 | 0,93 |
| 100 | 2 | 2,79 |
| 100 | 3 | 5,58 |
| 200 | 1 | 0,58 |
| 200 | 2 | 1,75 |
| 200 | 3 | 3,51 |

Tab. 2.1. Príklady závislosti výšky odstredivej bariéry B_0 od hmotnosti sústavy a orbitálneho momentu hybnosti l .

Napríklad pre $l = 2$, $A = 100$, $B_0 \cong 2.8$ MeV. Pre ilustráciu v **tabuľke 2.1**. sú uvedené hodnoty výšky odstredivej bariéry pre rôzne hodnoty hmotnostného čísla a orbitálneho momentu hybnosti nalietajúcej častice podľa približného vzťahu (2.3).

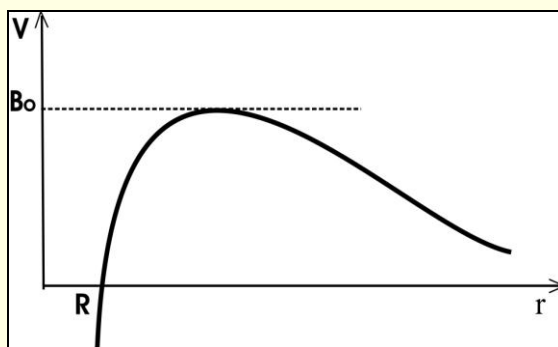
| Nuklid | ${}^1_1\text{H}$ | ${}^7_3\text{Li}$ | ${}^{16}_8\text{O}$ | ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ | ${}^{238}_{92}\text{U}$ |
|-------------|------------------|-------------------|---------------------|--------------------------|-------------------------|
| B_0 [MeV] | 20 | 5,5 | 3,2 | 0,8 | 0,4 |
| B_C [MeV] | 1 | 1,5 | 3,5 | 10 | 15 |

Tab. 2.2. Porovnanie výšky odstredivej a coulombovskej bariéry pre protón B_C a neutrón B_0 u niektorých jadier.

2.1 ODSSTREDIVÝ POTENCIÁL PRI INTERAKCII NEUTRÓNŮV S JADRAMI

V prípade neutrónov nepôsobia coulombovske sily, preto coulombovská bariéra neexistuje. Na druhej strane však pre neutrón s nenulovým orbitálnym momentom hybnosti l bude existovať odstredivá bariéra (Obr. 2.1)

$$B_0(R) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}$$



Obr. 2.1. Odstredivá bariéra

Pri kinetickej energii neutrónov $E_{kn} < B_0$ nemôže dôjsť k výraznejšej interakcii neutrónov s jadrami, pre efektívnejšiu interakciu musí byť splnená podmienka

$$E_{kn} > B_0 = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}. \quad (2.4)$$

Ak energia E_{kn} je zadaná, potom k efektívnej interakcii môže dôjsť iba pri podmienke, vyplývajúcej z rovnice (2.1) pre B_0 , tj. musí byť splnená podmienka:

$$l < l_k, \text{ kde } l_k \text{ je nejaká hraničná hodnota } l.$$

Potom neutrón s $l > l_k$ nemôže pri danej energii E_{kn} prakticky interagovať s jadrom v dôsledku pôsobenia odstredivého potenciálu.

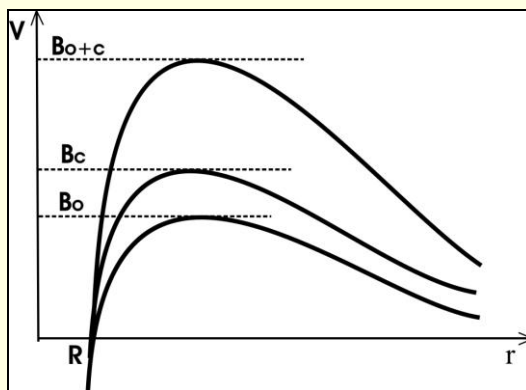
V tabuľke 2.2. je porovnaná výška odstredivej bariéry pre neutrón (B_0) a coulombovskej bariéry pre protón (B_C) pre orbitálny moment hybnosti $l = 1$.

Vidíme, že v prípade najľahšieho jadra - protónu (${}^1_1\text{H}$) k interakcií s neutrónom s orbitálnym momentom hybnosti $l = 1$ môže efektívne dôjsť až pri $E_{kn} > 20$ MeV. Pri E_{kn} pod 20 MeV k interakcii môže dôjsť iba v prípade, že neutrón má $l = 0$. Pre ťažké jadrá hodnota B_0 výrazne klesá, ale pomalé neutróny aj v tomto prípade môžu efektívne interagovať iba pri $l = 0$.

2.2 Odstredivý potenciál pri interakcii nabitých častíc s jadrami

V tomto prípade pôsobia súčasne odstredivý aj coulombovský potenciál, ktorý je vyjadrený vzťahom $V_C = Z_a Z_A e^2 / r$. Celková výška interakčnej potenciálovej bariéry je potom súčtom výšky oboch bariér, ako je ukázané aj na obrázku 2.2. Výšku coulombovskej bariéry môžeme vyjadriť aj približným vzťahom

$$B_C = \frac{Z_a Z_A e^2}{R} \approx \frac{Z_a Z_A}{A^{1/3}} \quad (2.5)$$



Obr. 2.2. Súčasné pôsobenie coulombovskej a odstredivej bariéry.

V prípade interakcie protónov s jadrami $Z_a = 1$ výška coulombovskej bariéry rastie s nábojom jadra Z_A . Kým u ľahkých jadier $B_o > B_C$ (až do $Z \leq 8$), pri vyšších hodnotách Z_A bude $B_C > B_o$, min a pri ťažkých jadrách $B_o, min \ll B_C$ a teda $B_C + B_o \approx B_C$. Interakcia pomalých nabitých častíc s kinetickou energiou $E_k < B_C$ s ťažkými jadrami s veľkým Z bude preto prebiehať s porovnateľnou pravdepodobnosťou pre orbitálny moment hybnosti $l = 0$ aj $l = 1$. S narastajúcou hodnotou l výška odstredivej bariéry B_o rastie s druhou mocninou a pravdepodobnosť interakcie klesá. Ale pri malých hodnotách l , tj. pri $l \ll l_0$ podmienka $B_C > B_o$ ostáva naďalej v platnosti a pravdepodobnosť interakcie bude málo závisieť od l .

KONTROLNÉ OTÁZKY

- Napište vzťah pre výšku odstredivého potenciálu pre časticu a s hmotnosťou m a orbitálnym momentom hybnosti l , dopadajúcu na jadro A s priemerom R a hmotnosťou M !
- Vyjadrite vzťah pre výšku celkovej bariéry v prípade, že na terčové jadro dopadá častica, ktorá nesie náboj.

3 PRUŽNÝ ROZPTYL

Pružný rozptyl je najjednoduchším procesom vzájomného pôsobenia dvoch jadrových objektov – nalietajúceho jadra (projektilu) a terčového jadra. Nalietajúca častica preletí dostatočne ďaleko od terčového jadra, aby jadrové sily s krátkym dosahom sa neuplatnili, preto sa prejaví iba elektromagnetická interakcia. Výsledkom interakcie v prípade pružného rozptylu je odklonenie nalietajúcej častice od pôvodného smeru pôsobením odpudivých elektromagnetických síl a to bez zmeny jej vnútornej a kinetickej energie. Uhol rozptylu je funkciou vzdialenosti (parameter zrážky)

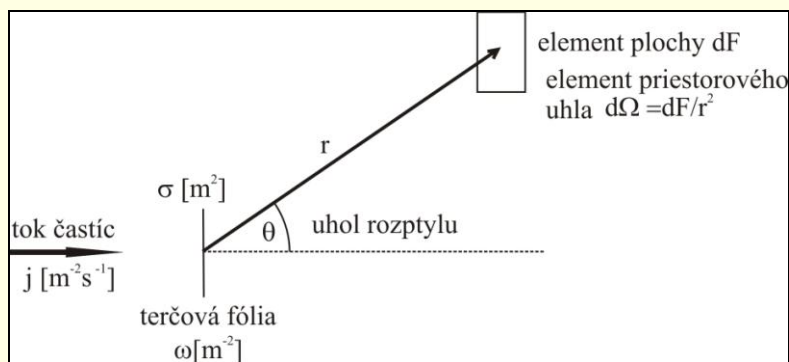
medzi nalietajúcou časticou (alebo jadrom) a terčovým jadrom, hybnosti častice a veľkosti náboja interagujúcich častíc (jadier).

3.1 ZÁKLADNÉ ZÁKONY PRUŽNÉHO ROZPTYLU

Základné zákonitosti pružného rozptylu odvodíme klasickým prístupom k problematike. Schematicky náčrtok rozptylu častice na terčovom elemente je na obr. 3.1.

Označenie použitých veličín :

- j - hustota toku dopadajúcich častíc [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]
- σ - plocha jedného rozptylového centra v terčovej fólii [m^2]
- ω - plošná hustota centier rozptylu v terčíku [m^{-2}]
- A - celková aktívna plocha terča [m^2]
- ωA - celkový počet centier rozptylu
- $\omega \sigma j$ - počet interakcií na jednotke plochy za sekundu [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]
- $\omega \sigma j A$ - počet interakcií na celkovej ploche A za sekundu [s^{-1}]
- $j \omega A$ - tok častíc dopadajúcich na celkový počet centier rozptylu [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]



Obr. 3.1. Základné usporiadanie pri sledovaní rozptylu častíc

Účinný prierez σ predstavuje počet interakcií za sekundu / celkový počet dopadajúcich častíc

$$\sigma = N / j \omega A \quad (3.1)$$

Pravdepodobnosť, že sa častica zúčastní interakcie je:

$$W = \omega \sigma \quad (3.2)$$

Ak sa jedná o jednu z viacerých možných druhov interakcie medzi projektilom a terčom, potom σ je **diferenciálnym účinným prierezom** – DÚP.

Diferenciálny účinný prierez na jedno centrum rozptylu do elementu priestorového uhla $d\Omega$:

$$\sigma = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_g \quad (\text{nie je to derivácia } \sigma \text{ podľa } \Omega). \quad (3.3)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_g = \frac{N}{j},$$

kde N je počet vybraného druhu interakcií za sekundu a j hustota toku dopadajúcich častíc. Celkový (totálny) účinný prierez do celej oblasti priestorového uhla je daný integrálom

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.4)$$

Jednotka účinného prierezu je **barn**, ktorý má rozmer plochy. Jeden barn predstavuje efektívny plošný prierez s rozmerom 10^{-28} m^2 (10^{-24} cm^2). Tento rozmer rádovo sa rovná rozmeru plochy atómového jadra. Pravdepodobnosť jadrovej interakcie v mnohých prípadoch je o mnoho rádov menšia ako plošný prierez jadra, preto sa používajú aj menšie jednotky účinného prierezu: milibarn ($1 \text{ mb} = 10^{-31} \text{ m}^2$), microbarn ($1 \text{ } \mu\text{b} = 10^{-34} \text{ m}^2$), nanobarn ($1 \text{ nb} = 10^{-37} \text{ m}^2$) a picobarn ($1 \text{ pb} = 10^{-40} \text{ m}^2$).

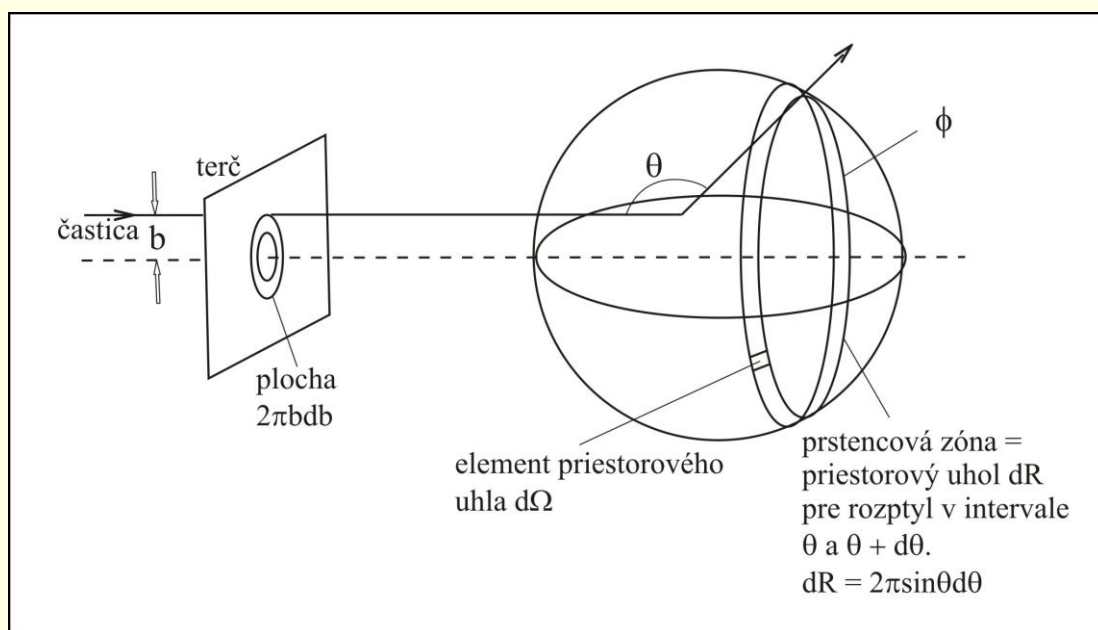
Rozptýlené častice v prstencovej zóne:

Účinný prierez môžeme uvažovať aj ako všetky reakcie, pri ktorých častice budú rozptýlené pod ľubovoľným azimutálnym uhlom φ do oblasti rozptylu medzi ϑ a $d\vartheta$. Takto definovaný účinný prierez označme ako $(d\sigma/d\theta)$. Rozptýlené častice sa potom pohybujú v prstencovej zóne, znázornenej na obr. 3.2. Uvažujeme pritom častice, ktoré cez terč prelietajú cez prstencovú zónu, vymedzenú parametrom zrážky b a db , teda cez plochu $2\pi b db$. Potom pre účinný prierez $(d\sigma/d\theta)$ platí vzťah

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\vartheta}\right)d\vartheta &= \int_{\varphi=0}^{2\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta} d\Omega = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \sin\vartheta d\vartheta d\varphi = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) 2\pi \sin\vartheta d\vartheta \quad (3.5) \\ \left(\frac{d\sigma}{d\vartheta}\right) &= 2\pi \sin\vartheta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta} \end{aligned}$$

Vzťah medzi uhlom rozptylu ϑ a parametrom zrážky b :

Platí jednoznačná závislosť medzi uhlom rozptylu ϑ a vzdialenosťou, na ktorú sa častica priblíži k centru rozptylu S na obr. 3.3. Vzdialenosť b medzi centrom rozptylu S a asymptotou k dráhe dopadajúcej častice sa nazýva **parameter zrážky**.



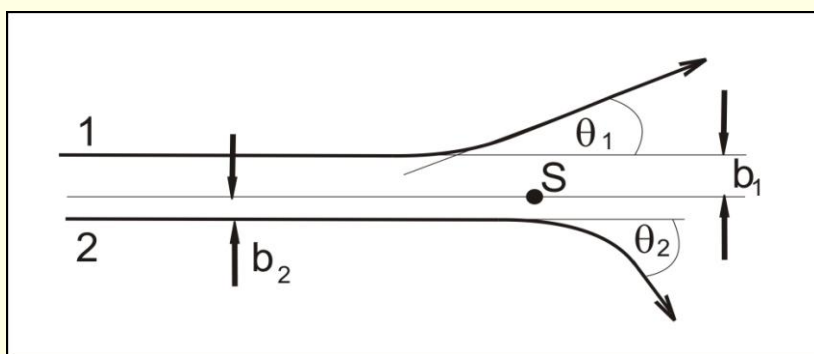
Obr. 3.2. Geometrické pomery pri rozptyle

Uhol rozptylu ϑ je funkciou parametra zrážky a energie častice E : $\vartheta = \vartheta(b, E)$. Všetky rovnobežne sa pohybujúce častice, ktoré prechádzajú cez prstencovú zónu medzi b a $b + db$ sú rozptýlené do priestorového uhla dR . Počet častíc z prstenca $2\pi b db$ je $2\pi j b db =$ počet častíc rozptýlených do priestorového uhla dR .

Keďže $dR = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$, zo vzťahu (3.5) dostaneme pre počet rozptýlených častíc vzťah

$$2\pi j b db = j dR (d\sigma / d\Omega) = 2\pi j \sin \vartheta d\vartheta (d\sigma / d\Omega) \quad (3.6)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\vartheta} = \frac{b}{\sin \vartheta} \left| \frac{db}{d\vartheta} \right|$$



Obr.3.3. Dve dráhy častice s rôznym parametrom zrážky b , bod S je centrum rozptylu

Ak poznáme funkciu $\vartheta(b, E)$, t.j. závislosť uhla rozptylu od parametra zrážky b a energie nalietajúcej častice E , potom pomocou tejto rovnice môžeme určiť veľkosť diferenciálneho účinného prierezu.

3.2 RUTHERFORDOV ROZPTYL

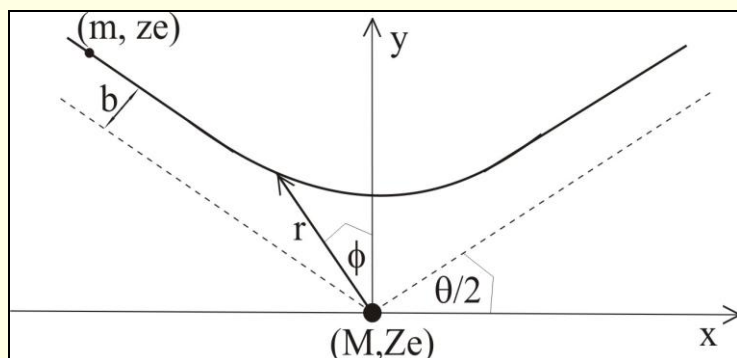
Rutherfordov rozptyl je príkladom rozptylu nabitých častíc na čisto coulombovskom poli. Prvá modelová predstava zloženia atómu, predložená Thomsonom predpokladala, že navonok je atóm neutrálny preto, lebo vtedy už známe elektróny sú rozptýlené v rovnako veľkom kladnom náboji, ktorý zapiňuje celý atóm. Rutherford chcel zistiť ako sú usporiadané elektróny v atóme, a za tým účelom bombardoval spolu s E. Marsdenom tenkú fóliu zlata časticami alfa. V prípade správnosti Thomsonovho modelu častice alfa sa mali rozptýliť na atómoch zlata iba o veľmi malý uhol. V prevedenom experimente však častice alfa boli rozptýlené do veľkých uhlov, dokonca až o 180° , čo by v prípade platnosti Thomsonovho modelu nebolo možné. Rutherford usúdil, že výsledok experimentu je v súlade s predpokladom, že skoro celá hmota je sústredená v strede atómu, v atómovom jadre, ktoré nesie aj celý kladný náboj atómu a záporné elektróny obklopujú toto jadro.

Rutherford urobil analýzu takejto konfigurácie. Častica alfa s nábojom ze a hmotnosťou m sa rozptyluje na atómovom jadre s nábojom Ze a hmotnosťou M . Rozptyľujúce pole je čisto coulombovským poľom

$$F(r) = \frac{Zeze}{r^2} \quad (3.7)$$

Alfa častica s kinetickou energiou $E_k = mv^2/2$ nalieta na jadro s parametrom zrážky b . Ak by nebolo prítomné coulombovské pole jadra, častica alfa by sa priblížila k jadru až na vzdialenosť b . Prítomnosť poľa však spôsobuje vychýlenie častice alfa z pôvodného smeru o nejaký uhol θ .

Úlohou je vypočítať veľkosť uhla rozptylu θ ako znázorňuje náčrtok na obr. 3.4. Hyperbolická dráha je výsledkom pôsobenia coulombovských síl medzi jadrom a časticou alfa, letiacou s veľkou rýchlosťou.



Obr. 3.4. Hyperbolická dráha častice alfa (m, ze, v), rozptýlenej na kladnom náboji atómového jadra zlata (Ze, M). Asymptoty hyperboly, posunuté na začiatok sústavy súradníc, sú vyznačené čiarkovane.

Podobnú trajektóriu majú aj kométy, ktoré sú vychýlené zo svojej dráhy gravitačnou silou Slnka. Vzhľadom na veľký rozdiel hmotností, hmotnosť častice alfa zanedbáme.

Zachovanie lineárneho a uhlového momentu vyjadríme vzťahom

$$m v b = m r^2 \frac{d\phi}{dt} \quad (3.8)$$

Rozptyl je symetrický okolo osi y a zložka hybnosti p v smere osi y sa zmení z pôvodnej hodnoty $p = -mv \sin(\theta/2)$ po interakcii na $p = +mv \sin(\theta/2)$. Celková zmena hybnosti je potom vyjadrená vzťahom

$$\Delta p = 2mv \sin(\theta/2) \quad (3.9)$$

Túto zmenu možno určiť aj integrovaním hybnosti v smere osi y vzhľadom na pôsobenie coulombovskej sily na časticu alfa

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{zZe^2}{r^2} \cos \phi dt \quad (3.10)$$

Čas $t = 0$ je zhodný s polohou pre $x = 0$. Využijeme rovnicu (3.8) na zmenu premenných v tomto integráli

$$2mv \sin(\theta/2) = zZe^2 \left(\frac{1}{bv} \right) \int_{-\phi}^{+\phi} \cos \phi d\phi \quad (3.11)$$

Z obr. 3.4. vidíme, že $\phi = (\pi - \theta)/2$, preto z (3.11) dostávame pre parameter zrážky b vzťah

$$b = \frac{2zZe^2}{mv^2} \cos \frac{\theta}{2} \quad (3.12)$$

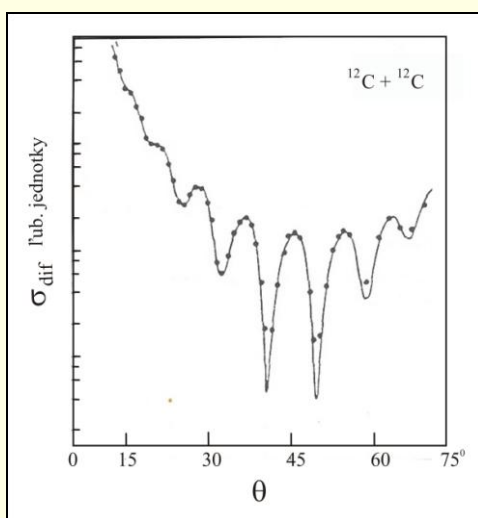
Pre diferenciálny účinný prierez sme odvodili vzťah (3.6)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_g = \frac{b}{\sin \vartheta} \left|\frac{db}{d\vartheta}\right|$$

Do tohto vzťahu dosadíme za parameter zrážky b zo vzťahu (3.12) a odvodíme vzťah, ktorý je diferenciálnym účinným prierezom pre Rutherfordov rozptyl

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_g = \left(\frac{zZe^2}{E_{kin}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (3.13)$$

Na obr. 3.5. je ukázaný príklad uhlovej závislosti diferenciálneho účinného prierezu pružného rozptylu od coulombovského potenciálu v prípade rozptylu iónov ^{12}C na jadrách ^{12}C pri energii 4 MeV.



Obr. 3.5. Diferenciálny účinný prierez rozptylu na coulombovskom potenciáli pri interakcii iónov ^{12}C na jadrách ^{12}C pri energii iónov 4 MeV (podľa Plattner a Sick, 1981).

KONTROLNÉ OTÁZKY

6. Čo predstavuje diferenciálny účinný prierez, od akých veličín závisí a ako je vyjadrený?
7. Popíšte pružný rozptyl!
8. O aký rozptyl ide, keď hovoríme o Rutherfordovom rozptyle?

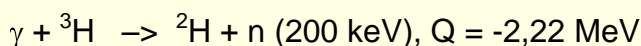
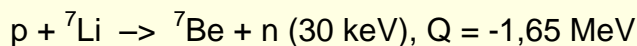
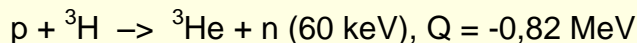
4 INTERAKCIA NEUTRÓNŮV S JADRAMI

Neutrón je elektrický neutrálnou časticou s vlastným spinom $s_n = 1/2$ a magnetickým momentom $\mu_n = -1,9 \mu_B$. Veľkosť μ_n určuje veľkosť a povahu elektromagnetickej interakcie neutrónu. Izotopický spin neutrónu je $T = 1/2$ a vnútorná parita $P_n = +1$. Hmotnosť neutrónu je $m_n = 1,00867 \text{ amu}$, t.j. 939,6 MeV, čo je o 1,3 MeV viac, ako hmotnosť protónu. Voľný neutrón je nestabilnou časticou, doba polpremeny je okolo 10,25 min.

Interakcia neutrónov s jadrami predstavuje jednu z najčastejších prípadov jadrovej interakcie. Je to spôsobené tým, že neutróny sú súčasťou jadier a sú viazané iba jadrovými

silami na rozdiel od protónov a iných nabitých častíc, ktoré pri interakcii s jadrom narážajú na prítomnosť coulombovskej potenciálovej bariéry.

Pre účely štúdia interakcie neutrónov s jadrami sa s počiatku používali rôzne izotopové zdroje. Zmiešaním alfa žiariča s izotopom s dostatočne nízkou bariérou pre záchyt alfa-častice sa vytvárali zdroje neutrónov $\text{Ra}(\alpha) - \text{Be}$ a $\text{Po}(\alpha) - \text{Be}$. Tieto zdroje mali veľmi široké spektrum energií emitovaných neutrónov, čo sťažovalo spektrometrické využitie. Monoenergetické neutróny možno získať z niektorých jadrových reakcií:

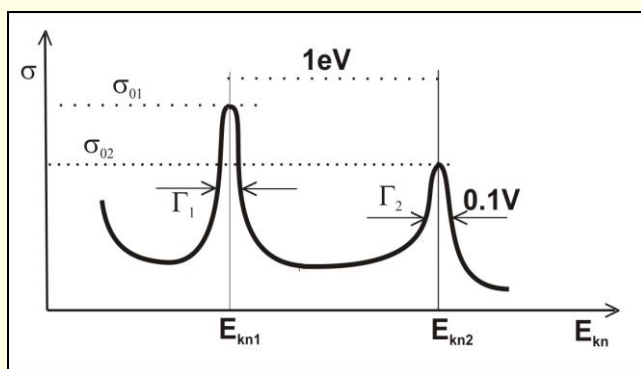


Je niekoľko možných foriem interakcie neutrónov s jadrami:

1. Radiálny záchyt neutrónu jadrom (n,γ) : $(A,Z) + n \rightarrow (A+1, Z) + \gamma$.
2. Reakcie s emisiou protónu (n,p) : $(A,Z) + n \rightarrow (A,Z-1) + p$.
3. Reakcie s emisiou častíc alfa (n,α) : $(A,Z) + n \rightarrow (A-3,Z-2) + {}^4_2\text{He}$.
4. Reakcie štiepenia (delenia) jadier (n,f) : v prípade interakcie neutrónov s kinetickou energiou; pri $E_{kn} > 1 \text{ MeV}$ a v niektorých prípadoch aj pri tepelných energiách neutrónov dochádza k štiepeniu jadier. Týka sa to jadier od tória vyššie. Proces možno stručne zapísať nasledovne: $(A,Z) \rightarrow (A_1,Z_1) + (A_2,Z_2) + xn$.
5. Reakcie s vytvorením väčšieho počtu nukleónov: Pri $E_{kn} > 10 \text{ MeV}$ je energeticky možná emisia viac častíc, t.j. vznikajú reakcie typu $(n,2n)$, (n,pn) , $(n,3n)$, $(n,\alpha n)$ a iné.

4.1 INTERAKCIA NEUTRÓNU S JADROM PODĽA BOHROVEJ TEÓRIE

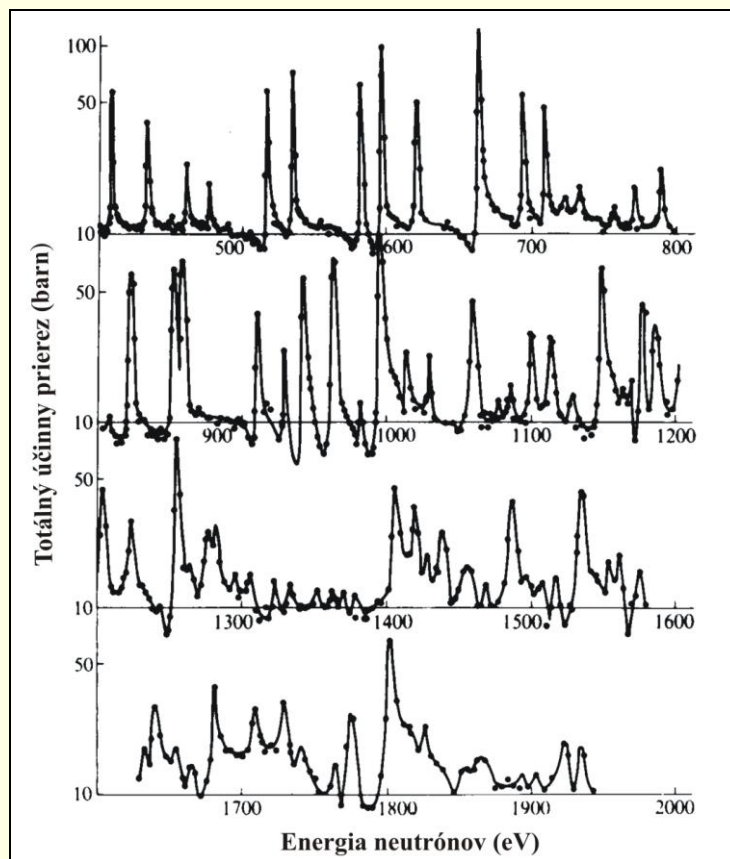
Pri štúdiu rôznych reakcií neutrónov s jadrami sa zistilo, že pri určitých energiách dopadajúcich neutrónov pravdepodobnosť záchytu neutrónu jadrom sa prudko zväčší. Neutróny takýchto energií sa nazývajú rezonančnými neutrónmi. Jadrá bóru



Obr. 4.1. Rezonančné píky.

B a kadmia Cd sú typické pre rezonančný záchyt neutrónov tepelných energií ($E_{n,tep} = 0,025 \text{ eV}$). Pri hľadani vysvetlenia tohto javu sa objavila hypotéza o existencii určitých diskretných energetických úrovní v jadrách pri energiách vzbudenia, ktoré sú vyššie ako energia väzby neutrónu. Experimentálne údaje viedli k poznatku, že takéto rezonančné energetické stavy sú od seba vzdialené na niekoľko eV a ich šírka je rádovo 0,1 eV ako ilustruje aj obrázok 4.1. Typický

priebeh rezonančnej štruktúry reakcie neutrónov s atómovým jadrom je ukázaný na obr. 4.2, na ktorom je ukázaný priebeh totálneho účinného prierezu interakcie pomalých neutrónov s jadrom ^{238}U .



Obr. 4.2. Totálny účinný prierez interakcie nízko energetických neutrónov s jadrom ^{238}U vykazuje rezonančnú štruktúru (Firk 1960).

Analizujeme tento proces podľa princípu neurčitosti $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, kde $\hbar = 6,6 \cdot 10^{-16}$ eVs. V našom prípade $\Delta E = \Gamma = 0,1$ eV, preto doba života energetickej hladiny τ sa bude rovnať

$$\tau = \hbar / \Gamma \approx 6,6 \cdot 10^{-16} / 0,1 \approx 10^{-14} \text{ s.} \quad (4.1)$$

Doba života energetickej hladiny je o mnoho rádov väčšia, ako doba preletu neutrónu cez jadro, ktorá pri rozmere jadra R_j sa bude rovnať

$$t = R_j / v_n \approx 10^{-12} \text{ cm} / 10^9 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} = 10^{-21} \text{ s.} \quad (4.2)$$

Pri tejto dobe šírka energetickej hladiny by mala mať hodnotu

$$\Gamma = \hbar / t = 6,6 \cdot 10^{-16} / 10^{-21} \approx 1 \text{ MeV ?!} \quad (4.3)$$

Experimentálna hodnota je však na úrovni 0,1 eV. Vysvetlenie tejto nezrovnalosti poskytol N. Bohr ešte v roku 1936. Podľa Bohra skúmané jadrové reakcie prebiehajú v dvoch etapách. V prvej, rýchlejšej etape neutrón prenikne do jadra, zachytí sa tam a vytvorí prechodné, zložené jadro, ktoré bude vzbudené na energetickejšiu úroveň

$$W = w_n + \frac{A}{A+1} E_{kn}, \quad (4.4)$$

kde w_n je väzbová energia neutrónu v danom jadre, E_{kn} – kinetická energia, ktorú prinesie neutrón do jadra a A je pôvodný počet nukleónov v jadre.

Vytvorené vzbudené zložené jadro má všetky atribúty normálneho atómového jadra, má svoj moment hybnosti, paritu, atď. V dôsledku silnej interakcie energia vzbudená sa rýchlo rozdelí medzi všetky nukleóny, preto každý nukleón bude mať energiu, ktorá bude oveľa menšia, ako väzbová energia. K úniku nukleónu z jadra môže dôjsť až potom, keď po nejakej dobe sa skoncentruje na jeden nukleón blízko povrchu jadra dostatok energie na únik z jadra. Druhý možný spôsob deexcitácie jadra je emisia γ -kvánt. Tento proces však prebieha tiež pomaly.

Po pomerne dlhej dobe života τ zloženého jadra nastupuje druhá etapa jadrovej reakcie – premena zloženého jadra doprevádzaná výletom nukleónov, alebo γ -kvánt. Pravdepodobnosť premeny zloženého jadra ω je nepriamo úmerná dobe jeho života, alebo šírke výstupného kanálu reakcie

$$\omega = 1/\tau = \Gamma / \hbar \quad (4.5)$$

Jadro sa môže premieňať rôznymi kanálmi – emisiou γ -kvánt, neutrónu, protónu, alebo viac nukleónov, v závislosti od energie vzbudená ale aj od ďalších vlastností jadra. Pravdepodobnosť premeny jadra je preto sumou parciálnych pravdepodobností

$$\omega = \omega_\gamma + \omega_n + \omega_p + \dots = \Gamma_\gamma / \hbar + \Gamma_n / \hbar + \Gamma_p / \hbar + \dots \quad (4.6)$$

Relatívna pravdepodobnosť premeny jadra určitým kanálom i je potom

$$\eta_i = \omega_i / \omega = \Gamma_i / \Gamma, \quad (4.7)$$

kde Γ_i je parciálna šírka i -teho kanálu. Jednotlivé premenové kanály a ich vzájomná interakcia nezávisí od spôsobu vzniku zloženého jadra.

V súlade s kvapkovým modelom jadra silná interakcia medzi nukleónmi vedie k tomu, že vykonávajú kolektívny pohyb (otáčanie sa jadra, deformácie povrchu jadra, a pod.). Kolektívny charakter pohybu nukleónov v procese vzbudená jadra určuje charakter rozdelenia jeho energetických hladín, ktoré sa veľmi rýchlo zahusťujú s rastom energie vzbudená. Čím je vyššia energia vzbudená, tým viac možností sa objavuje pre zložitejšie formy pohybu jadra. Aj experimenty dokazujú (napr. premena alfa a beta), že pri vzbudení sú energetické hladiny pomerne vzdialené od seba, $\Delta E \sim 100$ keV.

Na druhej strane experimenty s rezonančným záchyтом pomalých neutrónov dokazujú, že aj pri malom prevýšení energie väzby neutrónu (7 – 8 MeV) vzdialenosti medzi energetickými hladinami sa stávajú oveľa menšími ($\Delta E \approx 1 - 0.1$ eV), ale spektrum energetických úrovní ostáva diskrétné. Pri energii vzbudená $W \gg w_n$ energetické úrovne sú natoľko blízke, že sa začínajú prekrývať a spektrum sa stáva spojitým.

Diskrétny charakter energetického spektra vzbudeného zloženého jadra možno objasniť. Príznakom diskrétného charakteru spektra je platnosť nerovnosti $\Delta \gg \Gamma$, kde Δ je stredná vzdialenosť medzi energetickými úrovňami a Γ je úplná šírka energetických úrovní

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha. \quad (4.8)$$

V uvažovanej oblasti energií $\Gamma_\gamma \ll \Delta$, $\Gamma_p \ll \Gamma_n$, $\Gamma_\alpha \ll \Gamma_p$ (vzhľadom na prítomnosť coulombovskej bariéry), preto stačí dokázať nerovnosť $\Delta \gg \Gamma$ iba pre Γ_n . Úlohu budeme riešiť približne, t.j. miesto reálneho zloženého jadra budeme uvažovať harmonický oscilátor s frekvenciou $\omega = \Delta / \hbar$ s energiou vzbudená $W_n = n\Delta$, kde n je celé číslo. Perióda takéhoto oscilátora je $T = 2\pi / \omega = 2\pi \hbar / \Delta$.

Takú istú periódu bude mať i vlnová funkcia ψ , ktorá opisuje zložené jadro so všetkými jeho zložkami

$$\psi = \sum_{n=1}^N C_n \varphi_n \exp\left(-\frac{iW_n t}{\hbar}\right) = \sum_{n=1}^N C_n \varphi_n \exp\left(-\frac{in\Delta t}{\hbar}\right) \quad (4.9)$$

kde φ_n je súradnicová funkcia, odpovedajúca stavu W_n .

Po čase T sa zopakuje konfigurácia nukleónov v jadre a na jeden neutrón sa znova skoncentruje energia W , ktorá prevyšuje energiu väzby nukleónu ($W > w_n$) a neutrón by mal vyletieť z jadra. Ale v takomto prípade by muselo platiť:

$$\Gamma_n \approx \frac{\hbar}{T} = \frac{2\pi\hbar}{\Delta} = \frac{\Delta}{2\pi} \Rightarrow \Gamma_n \approx \Delta ? \quad (4.10)$$

t.j. šírka hladiny pre neutróny Γ_n bude porovnateľná so vzdialenosťou Δ medzi úrovnami a spektrum energetických úrovní sa stane spojité. **V skutočnosti predpoklad o výlete neutrónu z jadra za dobu T je nesprávny, lebo ani v prípade $W > w_n$ nemôže neutrón opustiť jadro v dôsledku prítomnosti kvantovo-mechanického efektu odrazenia na povrchu jadra.** Na povrchu jadra vlnový vektor k ($k = p / \hbar$, kde p je hybnosť neutrónu) má strmý skok pre pomalé neutróny.

Aby sme určili **koeficient prieniku** ρ_B neutrónu povrchom jadra napíšeme vlnovú funkciu neutrónu vo vnútri (ψ_0) a mimo (ψ) jadra. Uvažujme únik neutrónu von z jadra:

$$\psi_0(x) = \exp(ik_0x) + \alpha \exp(-ik_0x) \quad (4.11)$$

$$\psi(x) = \gamma \exp(ikx) \quad (4.12)$$

výraz $\exp(ik_0x)$ reprezentuje postupujúcu vlnu, koeficient α charakterizuje odrazenú vlnu, koeficient γ prenikajúcu vlnu, a x je vzdialenosť od povrchu jadra (jednorozmerný prípad).

Hodnoty vlnových čísel k a k_0 môžeme určiť zo vzťahu

$$k = 1 / \lambda \quad (4.13)$$

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2mE_k}} \quad (\approx \frac{10^{-27}}{\sqrt{2.1,66 \cdot 10^{-24} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} E_k}} \approx \frac{4,5 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{E_k}} \text{ [cm]}) \quad (4.14)$$

ak E_k dosadíme v jednotkách MeV.

Pre neutrón mimo jadra, napríklad s $E_{kn} = 1$ eV, dostávame $k \approx 2 \cdot 10^9$ cm⁻¹ a pre neutrón vo vnútri jadra s energiou $E_{kn} \approx 25$ MeV je $k_0 \approx 10^{13}$ cm⁻¹.

V ďalšom okrem koeficientu odrazenia $= |\alpha|^2$ budeme uvažovať aj koeficient prieniku $\rho_B = 1 - |\alpha|^2$. Hodnotu α získame z podmienky spojitosti vlnových funkcií a ich derivácií na povrchu jadra ($x = 0$):

$$\psi_0(0) = \psi(0) \quad (4.15)$$

$$1 + \alpha = \gamma \quad (4.16)$$

$$1 - \alpha)k_0 = \gamma k \quad (4.17)$$

odtiaľ

$$\alpha = \frac{k_0 - k}{k_0 + k} \quad (4.18)$$

Potom koeficient prieniku ρ_B sa rovná

$$\rho_B = 1 - |\alpha|^2 = \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2} \quad (4.19)$$

V našom prípade $k_0 \gg k$, preto tento výsledok nezávisí od toho, akým smerom sa pohybuje vlna (neutrón), von z jadra, alebo do jadra. Neutrónová šírka hladiny sa určuje teda nie hodnotou $\frac{\hbar}{T}$, ale veličinou, ktorá je ρ_B krát menšia

$$\rho_B = 4 \frac{k}{k_0} = 4 \sqrt{\frac{E_{kn}}{E_{kn}}} = 4 \sqrt{\frac{1eV}{25 \cdot 10^6 eV}} \approx 10^{-3} \ll 1 \quad (4.20)$$

$$\Gamma_n = \rho_B \frac{\hbar}{T} = 4 \frac{k}{k_0} \cdot \frac{\Delta}{2\pi} \quad (4.21)$$

Vidíme, že $\Gamma_n \ll \Delta$ ($k_0 \gg k$), preto pre energetické hladiny zloženého jadra v oblasti excitačných energií $W \geq w_n$ (w_n je energia väzby neutrónu v jadre) je splnená podmienka existencie diskrétného spektra energetických hladín. Prítomnosť diskrétnych energetických hladín u zloženého jadra s konečnou dobou života $\tau \approx 10^{-14}$ s podstatným spôsobom odlišuje zložené jadro vo vzbuđenom stave od základného energetického stavu.

Z princípu neurčitosti $\Gamma\tau = \hbar$ vyplýva, že energia jadra v základnom stave je jednoznačne určená, lebo v tomto prípade tento stav možno charakterizovať δ -funkciou s $\Gamma = 0$. Takýto stav nazývame stacionárny. Vlnová funkcia stacionárneho stavu s energiou $W = W_0$ môže byť vyjadrená vo forme

$$\psi = \exp\left(-\frac{iW_0}{\hbar}t\right). \quad (4-22)$$

Približne také isté vlastností majú aj tie vzbužené stavy jadra, pre ktoré energia vzbuđenja je menšia ako minimálna energia pre únik ľubovoľnej častice (n, p, α) a emisia γ -kvánt je silne zakázaná. Takéto stavy s dlhou dobou života nazývame izomérnymi, alebo metastabilnými stavmi. Sú charakterizované veľmi malou šírkou úrovni Γ a preto energia týchto stavov sa pomerne dobre opisuje δ -funkciou. Napríklad pre izomér s dobou života $\tau = 1$ min šírka úrovni $\Gamma \approx \hbar/\tau = 6,6 \cdot 10^{-16} / 60 \approx 10^{-17}$ eV.

Energetické stavy s krátkou dobou života $\tau \approx 10^{-14}$ s sa podstatne odlišujú od dlho žijúcich stacionárnych a izomérnych stavov, lebo majú oveľa väčšiu šírku Γ . Pre tieto stavy, ktoré nazývame kvázistacionárne, platí

$$\Gamma \approx \hbar/\tau \approx 0,1 \text{ eV}. \quad (4.23)$$

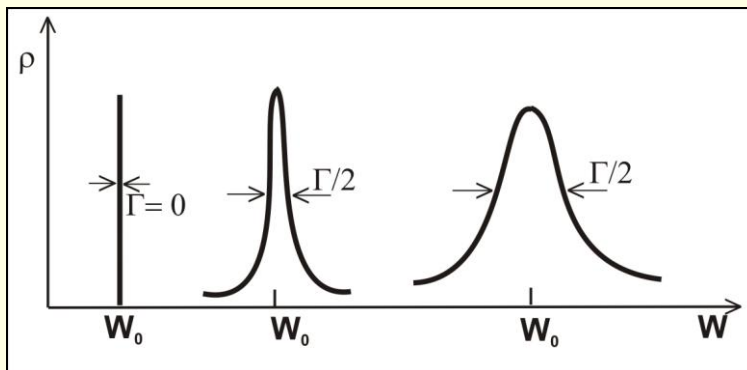
Potom pravdepodobnosť, že systém sa nachádza v energetickom stave W sa nevyjadruje δ -funkciou, ale nejakou funkciou $\rho(W) \neq 0$, hodnota ktorej je rôzna od nuly nielen pri určitej hodnote energie vzbuđenja $W = W_0$, ale aj v blízkom okolí tejto hodnoty, t.j. pri

$$W = W_0 \pm \Gamma/2 \quad (4.24)$$

ako ilustruje aj obrázok 4.3.

Hodnota Γ vlastne charakterizuje pravdepodobnosť prechodu jadra zo vzbuđeného do základného energetického stavu. Preto pre funkciu $\rho(W)$ musí byť splnená podmienka

$$\rho(W) \approx 1/\Gamma \approx \tau \quad (4.25)$$



Obr. 4.3. Typy energetických hladín v atómovom jadre:

(stacionárny, izomérený a kvázistacionárny stav)

Naviac priebeh funkcie musí byť spojitý (spojitá derivácia) a musí postupne klesať k $\pm\infty$. Týmto podmienkam vyhovuje funkcia tzv. disperznej distribúcie

$$\rho(W) = \alpha \frac{\Gamma}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4.26)$$

kde α je nejaký koeficient. V tomto prípade pre $W = W_0$

$$\rho(W) = \frac{4\alpha}{\Gamma} \quad (4.27)$$

KONTROLNÉ OTÁZKY

9. Interpretujte rezonančný charakter záchytu neutrónu jadrom podľa Bohrovej teórie.
10. Prečo je pravdepodobnosť preniku neutrónu do jadra menšia ako vychádza z klasických predstáv?
11. Aké funkcie charakterizujú energetický stav jadra v základnom, izomérenom a kvázistacionárnom stave?
12. Vysvetlite fyzikálny zmysel funkcie disperznej distribúcie!

5 ÚČINNÝ PRIEREZ JADROVEJ REAKCIE S TVORBOU ZLOŽENÉHO JADRA

Pri jadrových reakciách syntézy, kde dochádza k tvorbe zloženého jadra, jadrová reakcia prebieha na dve etapy, pričom každá etapa má svoju pravdepodobnosť. V prvej etape dochádza k zrážke nalietajúceho iónu s terčovým jadrom a k vytvoreniu zloženého jadra (CN – Compound Nucleus). V druhej etape, ktorá má nezávislý priebeh od etapy prvej, sa vytvorené zložené jadro premieňa cez jeden, alebo niekoľko konkurujúcich výstupných kanálov. Výsledná pravdepodobnosť, totálny účinný prierez σ_t , sa dá preto vyjadriť súčinom dvoch faktorov

$$\sigma_t = \sigma_{fuz}(E_p - E_B, l)w(E^*, l) \quad (5.1)$$

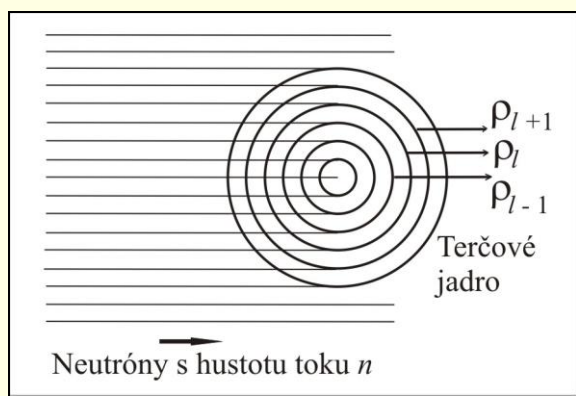
kde σ_{fuz} je účinný prierez vytvorenia zloženého jadra a w je pravdepodobnosť premeny zloženého jadra daným výstupným kanálom. E_p je energia projektilu, E_B je výška potenciálovej bariéry, E^* je energia vzbudenia zloženého jadra a l je orbitálny moment hybnosti.

Vyšetríme najprv účinný prierez σ_{fuz} vytvorenia CN pri reakcii s neutrónom, ktorý možno vyjadriť ako sumu súčinov dvoch zložiek:

$$\sigma_{fuz} = \sum_l \sigma_l^* = \sum_l S_l b_l \quad (5.2)$$

kde S_l je geometrický účinný prierez, daný tou časťou častíc, ktoré majú orbitálny moment hybnosti l a letia smerom na terčové jadro a b_l je koeficient zachytenia, ktorý charakterizuje pravdepodobnosť preniknutia neutrónu s orbitálnym momentom hybnosti l do jadra a jeho zachytenia sa tam.

Určíme geometrický účinný prierez S_l :



Obr. 5.1.

Schéma postupu pri určení geometrického účinného prierezu interakcie neutrónu s jadrom, n je hustota toku neutrónov dopadajúcich na terč.

Terčové jadro je rozdelené na medzikružia podľa hodnôt zrážkového parametra neutrónu ρ (λ, l).

Ak zrážkový parameter má menšiu hodnotu ako dosah jadrových síl, môže nadobudnúť iba diskkrétne hodnoty

$$\rho_l = \lambda \sqrt{l(l+1)} \quad (5.3)$$

Predpokladajme, že smerom na jadro prilietajú neutróny s hustotou toku n [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$], ako ilustruje obrázok 5.1. Neutróny s orbitálnym momentom hybnosti l predstavujú časť z celku S_l , rovnú

$$S_l = dn_l / n \quad (5.4)$$

kde S_l je plošný obsah medzikružia ($\rho_{l+1} - \rho_{l-1}$) so stredným priemerom ρ_l , zostrojeného okolo jadra. Hodnotu S_l možno určiť ako polovičnú hodnotu rozdielu plošného obsahu kruhov s priemerom ρ_{l+1} a ρ_{l-1} :

$$S_l = 1/2 \pi (\rho_{l+1}^2 - \rho_{l-1}^2) = \pi \tilde{\lambda}^2 (2l + 1). \quad (5.5)$$

Aby sa neutróny dostali do pôsobenia jadrových síl, musíme zo všetkých možných hodnôt l vybrať iba tie, ktoré spĺňajú podmienku $\rho_l \leq R$, kde ρ_l je priemerný zrážkový parameter a R je polomer jadra. Táto podmienka určuje hornú hranicu sumácie v rovnici (5.2)

$$\sigma_{fuz} \leq \sum_l \sigma_l^* \quad (5.6)$$

teda

$$l_{max} = R / \tilde{\lambda}$$

pretože

$$\rho_l = \tilde{\lambda} \sqrt{l(l+1)}, \quad \rho_l = R \Rightarrow R = \tilde{\lambda} \sqrt{l_{max}(l_{max} + 1)} \approx \tilde{\lambda} l_{max} \rightarrow l_{max} \approx R / \tilde{\lambda}. \quad (5.7)$$

Potom geometrický účinný prierez (rov.5.5) sa rovná

$$S = \pi \tilde{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{R/\tilde{\lambda}} (2l + 1) \quad (5.8)$$

Ak uvážime, že geometrický plošný obsah jadra je πR^2 , potom pre $l = 0$ bude

$$S = \pi \tilde{\lambda}^2 = \pi R^2 \quad (5.9)$$

Geometrický účinný prierez je vlastne hornou hranicou účinného prierezu tvorby zloženého jadra.

$$\sigma_{max}^* = S \Rightarrow \sigma_{fuz} \leq S \quad (5.10)$$

Po dosadení príslušných hodnôt

$$\sigma_{fuz} = \sum S_l b_l = \pi \tilde{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{R/\tilde{\lambda}} (2l + 1) b_l \quad (5.11)$$

V tejto rovnici je neznámou ešte jedna hodnota – koeficient zachytenia neutrónu jadrom - b . Jeho hodnota je určovaná priezračnosťou odstredivej bariéry D_o (v prípade nabitých častíc naviac ešte priezračnosťou coulombovskej bariéry D_c).

Ak energia dopadajúcich neutrónov nie je príliš veľká ($E_{kn} < 10$ keV), potom $\tilde{\lambda} \gg R$ a $l_{max} = 0$. Potom geometrický účinný prierez

$$S = S_0 = \pi \tilde{\lambda}^2 \quad (\text{lebo } l = 0) \quad (5.12)$$

a odstredivý potenciál

$$V_0 = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} = 0. \quad (5.13)$$

Vidíme, že v prípade pomalých neutrónov treba vziať do úvahy iba odraz od povrchu jadra. Pravdepodobnosť prieniku ρ_B cez povrch jadra sme vyjadrili v predošlej kapitole vzťahom

$$\rho_B = \frac{4k k_0}{(k + k_0)^2} \quad (5.14)$$

kde k je vlnové číslo neutrónu mimo jadra, k_0 – vlnové číslo neutrónu vo vnútri jadra a $\rho_B = 1 - |\alpha|^2$, kde α je koeficient odrazu. Určili sme aj vzťah pre neutrónovú šírku energetickej hladiny jadra

$$\Gamma_0 = p_B \frac{\hbar}{\tau}, \text{ preto } p_B \approx \Gamma_n \quad (5.15)$$

Potom ale musí platiť aj vzťah $b_0 = \Gamma_n$ (p_B je koeficient prieniku neutrónu cez povrch jadra a b je koeficient zachytenia neutrónu v jadre). Zachytenie pomalých neutrónov v jadre musí mať diskretný charakter, lebo zložené jadro v oblasti excitačných energií má diskkrétne energetické úrovne.

Ako sme ukázali, pravdepodobnosť $\rho(W)$, že jadro sa nachádza v energetickom stave W , blízko kvázistacionárnej energetickej hladiny W_0 , sa dá vyjadriť nasledovne

$$\rho(W) = \frac{\Gamma}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.16)$$

Táto pravdepodobnosť narastá úmerne s tým, ako sa približuje hodnota W hodnote W_0 a pri $W = W_0$ dôjde k rezonančnému zväčšeniu hodnoty $\rho(W)$.

Keďže kinetická energia dopadajúceho neutrónu E_{kt} v ťažiskovej sústave je viazaná s excitačnou energiou jadra vzťahom

$$W = \varepsilon_n + E_{kt} \Rightarrow (W - W_0)^2 = (E_{kt} - E_{kt0})^2, \quad (5.17)$$

kde ε_n je väzbová energia neutrónu v jadre. Potom pravdepodobnosť vytvorenia zloženého jadra disperzným spôsobom závisí od energie dopadajúceho neutrónu vzťahom

$$\sigma_0 = \frac{\Gamma}{(E_{kt} - E_{kt0})^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.18)$$

Ak zjednotíme tento vzťah s predchádzajúcimi vzťahmi

$$\sigma^* = S_0 b_0, \quad S = S_0 = \pi \hat{\lambda}^2, \quad b_0 = \Gamma_n,$$

$$\sigma_{fuz} \approx \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma \Gamma_n}{(E_{kt} - E_{kt0})^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.19)$$

Táto rovnica sa zhoduje skoro úplne (až na koeficient poriadku jednotky) so známym Breit-Wignerovým výrazom pre izolované energetické hladiny. Aby sme určili tento koeficient, musíme sa zoznámiť s princípom detailnej rovnováhy.

5.1 PRINCÍP DETAILNEJ ROVNOVÁHY

Ako je známe, pohybové rovnice v mnohých prípadoch sú invariantné voči času (t.j. pri zámene t na $-t$). Tento fakt nám umožňuje nájsť vzťah medzi pravdepodobnosťou priebehu priamych a obrátených procesov.

Nech (1) a (2) sú dva jednoduché kvantové stavy nejakej sústavy s diskretným energetickým spektrom. Označme pravdepodobnosť prechodu prvého stavu (1) do stavu (2) ako ω_{12} a obrátený proces ω_{21} . Z invariantnosti pohybových rovníc voči inverzii času vyplýva, že

$$\omega_{12} = \omega_{21} \quad (5.20)$$

Ak stav (2) pozostáva z grupy blízkych stavov, počet ktorých sa rovná g_2 (štatistická váha stavu (2)), potom pravdepodobnosť prechodu P_{12} z jediného stavu (1) do všetkých stavov (2) bude g_2 – krát väčšia ako ω_{12} , t.j.

$$P_{12} = g_2 \omega_{12}. \quad (5.21)$$

Analogický, ak g_1 je štatistická váha stavov (1), potom prechod z jedného stavu (2) do všetkých stavov (1) bude daný vzťahom

$$P_{21} = g_1 \omega_{21}. \quad (5.22)$$

Z rovnosti $\omega_{12} = \omega_{21}$ dostaneme

$$P_{12}/g_2 = P_{21}/g_1, \text{ alebo } g_1 P_{12} = g_2 P_{21}. \quad (5.23)$$

Túto rovnicu nazývame **princípom detailnej rovnováhy**. Tento princíp umožňuje dať do vzájomného vzťahu priame a obrátene procesy a umožňuje tiež určiť jednu neznámu veličinu v rovnici.

Uvažujme jadrovú reakciu $a + A \rightarrow B + b$ s účinným prierezom σ_{ab} a obrátenú reakciu $b + B \rightarrow A + a$ s účinným prierezom σ_{ba} (predpokladáme, že oba účinné prierezy sú priemerované vzhľadom k spinu, ktorý zmení znamienko pri zámene t na $-t$).

Pokladajme za stav (1) jadro A a s ním interagujúcu časticu a a za stav (2) vytvorené produkty jadrovej reakcie B a b . Potom štatistická váha prvého stavu g_1 a pravdepodobnosť prechodu P_{12} budú vyjadrené vzťahmi

$$g_1 = \frac{(2J_A + 1)(2s_a + 1)4\pi V p_a^2 dp_a}{(2\pi\hbar)^3} \quad (5.24)$$

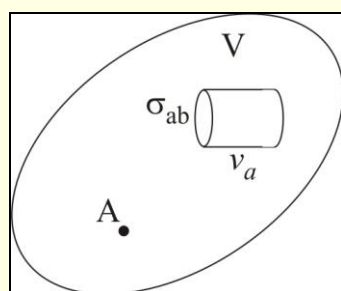
$$P_{12} = \frac{\sigma_{ab} v_a}{V}, \quad (5.25)$$

kde J_A je spin jadra A , s_a je spin častice a , p_a je relatívny moment hybnosti častíc ($A + a$) a v_a je relatívna rýchlosť častice a a jadra A .

V rovnici (5.24) zátvorky $(2J_A + 1)$ a $(2s_a + 1)$ berú do úvahy všetky možné orientácie spinov jadra A a častice a a výraz

$$\frac{4\pi V p_a^2 dp_a}{(2\pi\hbar)^3} \quad (5.26)$$

udáva počet stavov systému s hodnotami momentu hybnosti v hraniciach p_a a $p_a + dp_a$. Tento výraz vyjadruje počet stavov vlnových funkcií ψ_A a ψ_a s momentmi hybnosti od p_a do $p_a + dp_a$. Vzťah (5.26) je odvodený napríklad vo Fermiho teórii premeny beta.



Obr. 5.2. Element interakčného objemu $\sigma_{ab} \cdot v_a$

Výraz pre P_{12} predstavuje pomer objemu valca s prierezom σ_{ab} a dĺžkou v_a , t.j. objemu, ktorý zachytáva všetky častice a za jednotku času (tzv. interakčný objem $\sigma_{ab} v_a$, znázornený na

obr. 5.2) k celkovému objemu V , v ktorom sa nachádza celý systém A a a . Pre g_2 a P_{21} môžeme písať analogický

$$g_2 = \frac{(2J_B + 1)(2s_b + 1)4\pi V p_b^2 dp_b}{(2\pi\hbar)^3} \quad (5.27)$$

$$P_{21} = \frac{\sigma_{ba} v_b}{V}. \quad (5.28)$$

Veličiny v týchto rovniciach majú analogický význam ako v posledných dvoch rovniciach pre g_1 a P_{12} . Získané výsledky dosadíme do rovnice detailnej rovnováhy $g_1 P_{12} = g_2 P_{21}$

$$\frac{(2J_A + 1)(2s_a + 1)4\pi V p_a^2 dp_a}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\sigma_{ab} v_a}{V} = \frac{(2J_B + 1)(2s_b + 1)4\pi V p_b^2 dp_b}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\sigma_{ba} v_b}{V} \quad (5.29)$$

$$(2J_A + 1)(2s_a + 1)4\pi V p_a^2 dp_a \sigma_{ab} v_a = (2J_B + 1)(2s_b + 1)4\pi V p_b^2 dp_b \sigma_{ba} v_b \quad (5.30)$$

Dá sa ukázať, že $v_a dp_a = v_b dp_b$:

$$v_a dp_a = d\left(\frac{1}{2} \mu_{aA} v_a^2\right) = dE'_{k,Bb} = d(E'_{k,Aa} + Q) = dE'_{k,Aa}, \quad (5.31)$$

kde $dE'_{k,Aa}$ je relatívna kinetická energia jadra A a častice a v ťažiskovej sústave. a Q je energia reakcie ($Q = E'_{k2} - E'_{k1}$) preto môžeme písať

$$(2J_A + 1)(2s_a + 1)p_a^2 \sigma_{ab} = (2J_B + 1)(2s_b + 1)p_b^2 \sigma_{ba}. \quad (5.32)$$

Tento vzťah možno použiť na určenie jednej neznámej veličiny, napríklad na určenie spinu jednej z častíc A , a , B , b , zúčastňujúcich sa v reakcii.

5.2 BREIT – WIGNEROV VZŤAH

Uvažujme princíp detailnej rovnováhy na výpočet účinného prierezu vytvorenia zloženého jadra - σ_{fuz} . Za stav (1) budeme považovať jadro A a s ním interagujúci neutrón n , za stav (2) vzбудené zložené jadro na kvázistacionárnej energetickej úrovni $\rho(W)$, určenej disperznou rovnicou

$$\rho(W) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.33)$$

Potom v súlade s predchádzajúcimi úvahami štatistická váha stavu (1)

$$g_1 = \frac{(2J_A + 1)(2s_a + 1)4\pi V p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \quad (5.34)$$

a pravdepodobnosť prechodu stavu (1) do stavu (2)

$$P_{12} = \frac{\sigma_{fuz} v}{V}, \quad (5.35)$$

kde J je spin jadra A , s – spin neutrónu n , p – relatívna hybnosť systému $A + n$, v – relatívna rýchlosť neutrónu n a jadra A .

Pre obrátený proces výletu neutrónu n zo zloženého jadra platí

$$g_2 = 2J_B + 1 \quad (5.36)$$

$$P_{21} = \frac{\Gamma_n}{\hbar} \rho(W) dW \quad (5.37)$$

kde J je moment hybnosti zloženého jadra, Γ_n - neutrónová šírka energetickej hladiny jadra, $\rho(W)$ je pravdepodobnosť, že jadro sa nachádza v energetickom stave W okolo stavu W_0 .

Význam rovnice (5.37) je nasledujúci: Γ_n / \hbar je pravdepodobnosť výletu neutrónu z jadra (Podľa Bohrovej teórie jadrových reakcií pravdepodobnosť premeny zloženého jadra je vyjadrená vzťahom $\omega = \Gamma / \hbar$).

Platí vzťah

$$\rho(W) = \rho(E_k + \varepsilon_n), \text{ lebo } W = E_{kn} + \varepsilon_n, \quad (5.38)$$

t.j. energia vzбудenia jadra je daná kinetickou energiou neutrónu a jeho energiou väzby v jadre. Vzťah

$$\rho(W) = \rho(E_k + \varepsilon_n) \quad (5.39)$$

určuje pravdepodobnosť, že energia jadra sa bude nachádzať v hraniciach E_k a $E_k + dE_k$, čo zodpovedá hraniciam hybnosti p a $p + dp$.

Ak do rovnice $g_1 P_{12} = g_2 P_{21}$ dosadíme vzťahy (5.33) až (5.37), dostaneme:

$$\frac{(2J_A + 1)(2s + 1)4\pi V p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\sigma_{fuz} v}{V} = (2J_B + 1) \frac{\Gamma_n}{\hbar} \rho(W) dW \quad (5.40)$$

z čoho

$$\sigma_{fuz} = \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2s + 1)} \frac{(2\pi\hbar)^3 V \Gamma_n \rho(W) dW}{4\pi V p^2 dp v \hbar} \quad (5.41)$$

Ak uvážime, že $dW = dE_k = v dp$ a ak vyjadríme $p = \hbar / \lambda$, potom

$$\sigma_{fuz} = \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2s + 1)} 2\pi^2 \lambda^2 \Gamma_n \rho(W) \quad (5.42)$$

$$\rho(W) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2} = \rho(W) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E_k - E_{k0})^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.43)$$

dostaneme vzťah:

$$\sigma_{fuz} = \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2s + 1)} 2\lambda^2 \frac{\Gamma\Gamma_n}{(E_k - E_{k0})^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.44)$$

Ak porovnáme tento výsledok s predchádzajúcim, približne odvodeným:

$$\sigma_{fuz} \approx 2\lambda^2 \frac{\Gamma\Gamma_n}{(E_k - E_{k0})^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.45)$$

vidíme, že sa líšia iba o člen $\frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2s + 1)}$, ktorý má rádovo hodnotu jednotky.

Ak do rovnice pre účinný prierez jadrovej reakcie $\sigma = \sigma_{fuz} w$ dosadíme získanú hodnotu účinného prierezu tvorby zloženého jadra σ_{fuz} a použijeme výraz pre pravdepodobnosť premeny zloženého jadra

$$w = \frac{\Gamma_i}{\Gamma} \quad (5.46)$$

dostaneme rovnice Breit – Wignera pre radiačne zachytenie neutrónu ($w_\gamma = \Gamma_\gamma / \Gamma$)

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma_{fuz} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2s + 1)} 2\lambda^2 \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{(E_k - E_{k0})^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.47)$$

a pre rezonančný rozptyl neutrónu ($w_n = \Gamma_n / \Gamma$):

$$\sigma(n, n) = \sigma_{fuz} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2s + 1)} 2\lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E_k - E_{k0})^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.48)$$

5.3 VÝPOČET FUNKCIE VZBUDENIA PRE NIEKTORÉ JADROVÉ REAKCIE S TVORBOU ZLOŽENÉHO JADRA

Závislosť účinného prierezu od energie je daná súčinom dvoch faktorov. Prvým je pravdepodobnosť vzniku zloženého jadra, ktorá určuje spodnú hranicu energie, lebo pri energii menšej ako fúzna bariéra je pravdepodobnosť vytvorenia zloženého jadra veľmi malá. Druhým faktorom je pravdepodobnosť premeny daným kanálom, ktorá určuje hornú hranicu energie, pri ktorej je ešte daný kanál aktívny. So zvyšovaním energie projektilu a tým aj zvyšovaním excitačnej energie zloženého jadra sa zvyšuje pravdepodobnosť rozštiepenia zloženého jadra a to tým výraznejšie, čím je zložené jadro ťažšie.

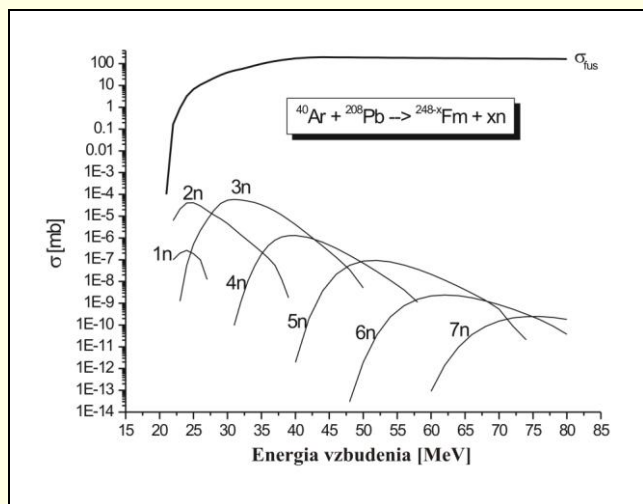
Pre výpočet účinných prierezov jadrových reakcií existuje niekoľko metód, založených na štatistickom modeli jadrových interakcií. Jedným z týchto modelov je aj počítačový kód HIVAP [2,3]. Oblasť, v ktorej môžeme štatistický model aplikovať, je obmedzená predpokladom tvorby zloženého jadra. Pri energiách vzbudenia (excitačných energiách) okolo 100 MeV sa začínajú výrazne prejavovať predrovnovávne stavy (stavy pred dosiahnutím rovnováhy procesov vo vytvorenom zloženom jadre) a predpoklad o vzájomnej nezávislosti vytvorenia a premeny zloženého jadra je neplatný.

Na nasledujúcich obrázkoch sú ukázané príklady závislosti účinných prierezov reakcií syntézy pre rôzne ťažké jadrá. Pri výpočtoch bol použitý počítačový kód HIVAP. Na obrázku 5.3 sú znázornené vypočítané účinné prierezy niektorých kanálov reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$, vedúcej na zložené jadro ^{248}Fm . Maximálny účinný prierez je dosiahnutý pre 2n- a 3n-výparné kanály (vyparenie 2, alebo 3 neutrónov). S rastúcou energiou účinné prierezy prudko klesajú kvôli zvýšenej pravdepodobnosti

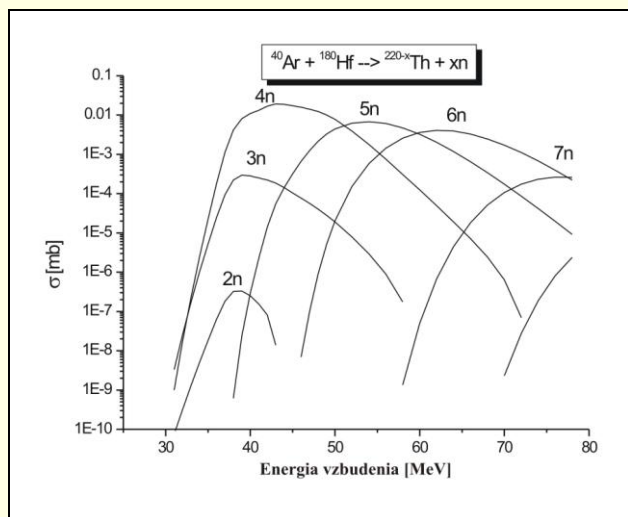
štiepenia. Pre porovnanie je na obrázku znázornený aj účinný prierez vzniku zloženého jadra σ_{fus} . Vidno, že iba približne jedno zložené jadro zo stotísíc vedie na zostatkové jadro fermia. Účinný prierez štiepenia je prakticky totožný s σ_{fus} .

Závislosť počtu vyparených neutrónov od energie sa riadi jednoduchým pravidlom. Približne na každých 10 MeV excitačnej energie pripadá jeden vyparený neutrón. Napr. pri energii 50 - 55 MeV je najpravdepodobnejšie vyparenie piatich neutrónov.

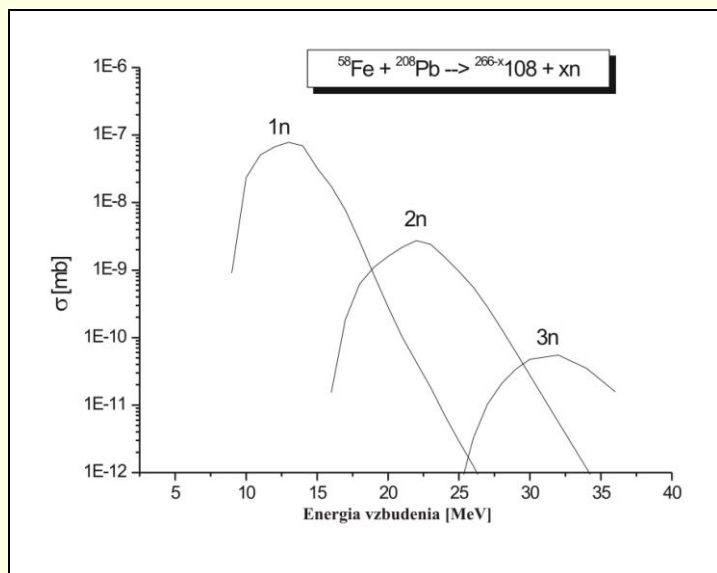
Pre menšie zložené jadrá (Obr. 5.4) sa maximálny účinný prierez posúva ku kanálom s väčším počtom vyparených neutrónov a naopak pri superťažkých jadrách sa najvýznamnejším stáva 1n kanál (Obr. 5.5). To vyvoláva otázky o možnosti produkcie zloženého jadra bez vyparenia neutrónu, t.j. 0n-kanál. Takáto reakcia dostala názov radiačná fúzia, lebo zložené jadro deexcituje do základného stavu iba vyžiarení γ -kvanta.



Obr. 5.3. Funkcie vzbudenia xn kanálov reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{248}\text{Fm}^*$. Hrubá čiara znázorňuje celkový účinný prierez vytvorenia zloženého jadra.



Obr. 5.4. Funkcie vzbudenia xn - kanálov reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf} \rightarrow ^{220}\text{Th}^*$.



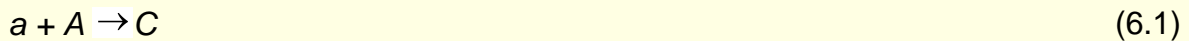
Obr. 5.5. Funkcie vzbudenia xn - kanálov reakcie $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{266}\text{108}^*$.

KONTROLNÉ OTÁZKY

13. Aké zložky charakterizujú účinný prierez jadrovej reakcie s tvorbou zloženého jadra?
14. Čo vyjadruje princíp detailnej rovnováhy, a aký má význam v prípade jadrových reakcií?
15. Ako závisí účinný prierez jadrových reakcií úplnej fúzie od počtu emitovaných výparných neutrónov? Vyjadrite túto závislosť graficky!

6. KINEMATIKA JADROVÝCH REAKCIÍ S TVORBOU ZLOŽENÉHO JADRA

V prípade jadrových reakcií s vytvorením zloženého jadra priebeh reakcie možno jednoznačne rozdeliť na dve etapy. V prvej etape z dvoch účastníkov reakcie – terčového jadra A a nalietajúcej častice a sa vytvorí zložené jadro C

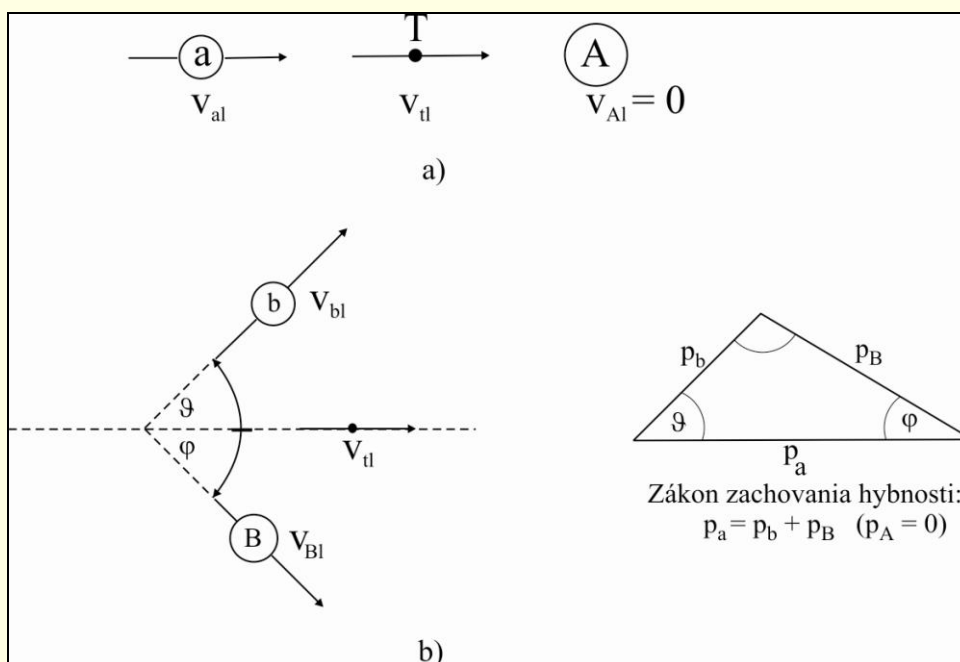
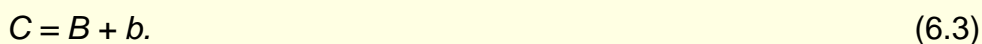


s jednoznačne určenými parametrami (náboj, hmotnosť, energetické hladiny, spin a ďalšie). Zložené jadro existuje veľmi dlho $\approx 10^{-16} - 10^{-14}$ s v porovnaní s jadrovým časom $10^{-24} - 10^{-23}$ s.

Jadrový čas τ_{nucl} charakterizuje dobu preletu častice s typickou rýchlosťou v cez jadro s polomerom R

$$\tau_{nucl} = \frac{R}{v} = \frac{10^{-13} \div 10^{-12} \text{ cm}}{10^9 \div 10^{10} \text{ cm.s}^{-1}} = 10^{-23} \div 10^{-24} \text{ s} \quad (6.2)$$

V druhej etape reakcie zložené jadro C sa premieňa na produkty reakcie



Obr. 6.1.

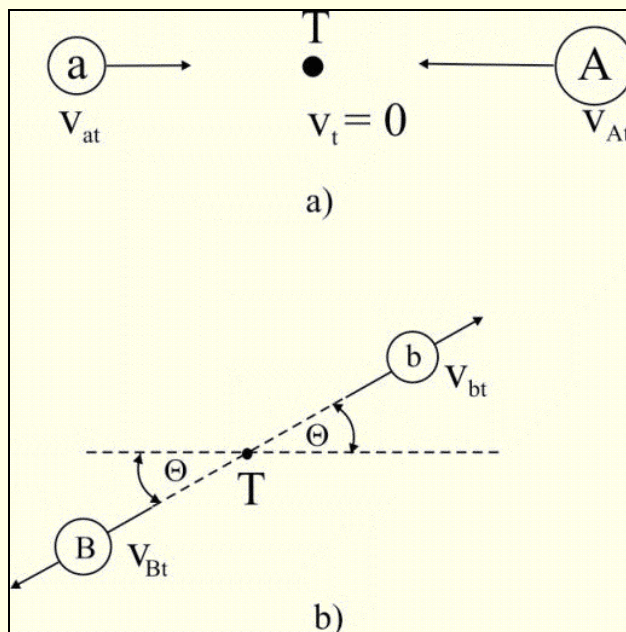
6.1 UHLOVÁ KINEMATIKA JADROVÝCH REAKCIÍ

Laboratórna (L) sústava súradníc

Nalietajúca častica a sa pohybuje rýchlosťou v_{a1} smerom k terčovému jadru A, ktorého rýchlosť pred zrážkou v L-sústave je nulová. Ťažisko sústavy T sa presúva k terčovému jadru rýchlosťou v_{tl} a dosiahne terčové jadro spolu s časticou a. Po zrážke sa produkty reakcie rozletia pod uhlami φ a ϑ s rýchlosťami v_{b1} a v_{B1} , ťažisko sa pohybuje ďalej rýchlosťou v_{tl} ako znázorňuje obr.6.1b.

Ťažisková (T) sústava súradníc

V tejto sústave je ťažisko centrom sústavy, preto ostáva v pokoji počas celého procesu a nalietajúca častica a a terčové jadro A sa pohybujú k ťažisku rýchlosťami v_{at} a v_{At} , pričom ich rýchlosti sú dané pomerom ich hmotnosti k celkovej hmotnosti sústavy. Pomery pred a po zrážke sú znázornené na obr. 6.2a a 6.2b.



Obr. 6.2.

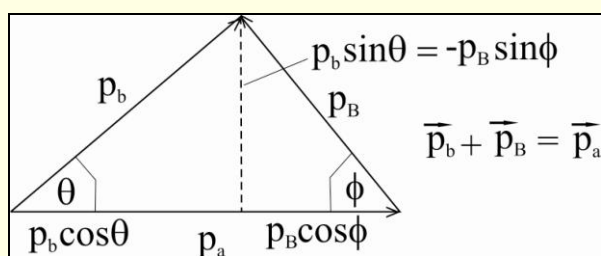
V sústave T je celkový súčet hybností vždy nulový: Hybnosti pred zrážkou $p_{at} + p_{At} = 0$ a tak isto po zrážke $p_{bt} + p_{Bt} = 0$

$$p_{at} + p_{At} = 0 = p_{bt} + p_{Bt} \quad (6.4)$$

potom

$$m_a v_{at} = -M_A v_{At}$$

$$m_b v_{bt} = -M_B v_{Bt} \quad (6.5)$$



Obr. 6.3.

Vzťah medzi uhlom rozptylu v laboratórnej sústave $\varphi(L)$ a v ťažiskovej sústave $\Theta(T)$:

L-sústava:

Priemet hybností p_b a p_B do smeru p_a a do smeru \perp na tento smer kolmý:

$$p_b \cos \vartheta + p_B \cos \varphi = p_a \quad (6.6)$$

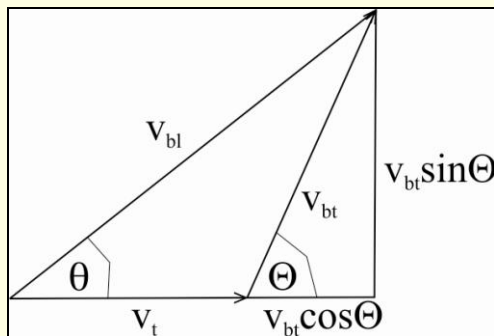
$$p_b \sin \vartheta - p_B \sin \varphi = 0 \quad (6.7)$$

platí $p = (2mE_k)^{1/2}$, preto

$$(2m_b E_{kb})^{1/2} \cos \vartheta + (2M_B E_{kB})^{1/2} \cos \varphi = (2m_a E_{ka})^{1/2} \quad (6.8)$$

$$(2m_b E_{kb})^{1/2} \sin \vartheta - (2M_B E_{kB})^{1/2} \sin \varphi = 0 \quad (6.9)$$

Prepočet uhla rozptylu $\theta(L)$ - $\Theta(T)$:



Obr. 6.4.

Z predošlých úvah je zrejmé, že $v_{bl} + v_t = v_{bt}$, preto podľa náčrtku na obr. 6.4 vyplýva, že vzťah medzi laboratórnym uhlom θ a ťažiskovým uhlom rozptylu Θ je vyjadrený nasledovne:

$$\text{tg } \theta = \frac{v_{bt} \sin \Theta}{v_{tl} + v_{bt} \cos \Theta} = \frac{\sin \Theta}{\cos \Theta + \frac{v_{tl}}{v_{bt}}} \quad (6.10)$$

V T-sústave platí vzťah medzi rýchlosťou ťažiska a rýchlosťou terčového jadra

$$v_{tl} = -v_{At}$$

a zo zákona zachovania hybnosti v T-sústave máme vzťah $M_A v_{At} = -m_a v_{at}$, z čoho

$$v_{At} = -\frac{m_a v_{at}}{M_A} \quad (6.11)$$

Po vynásobení tohto vzťahu výrazom $1 / v_{bt}$ dostaneme

$$\frac{v_{tl}}{v_{bt}} = \frac{m_a v_{at}}{M_A v_{bt}} \quad (6.12)$$

Tento vzťah nám umožňuje upraviť rovnicu (6.10) medzi uhlami $\theta(L)$ a $\Theta(T)$

$$\text{tg } \theta = \frac{\sin \Theta}{\cos \Theta + \frac{m_a v_{at}}{M_A v_{bt}}} \quad (6.13)$$

V prípade pružného rozptylu: $v_{at} = v_{bt} \Rightarrow \text{tg } \theta = \text{tg } \Theta$ pre $m_a \ll M_A$

6.2 ANALÝZA KINEMATICKÝCH POMEROV PRI TVORBE A PREMENE ZLOŽENÉHO JADRA

Pre prvú etapu reakcie $a + A \rightarrow C$ (zložené jadro) zákon zachovania hybnosti a zákon zachovania energie možno v laboratórnej sústave vyjadriť vzťahmi

$$p_{al} = p_{Cl} \quad (p_{Al} = 0) \quad (6.14)$$

$$(m_a + M_A)c^2 + E_{kal} = M_C^*c^2 + E_{kCl} \quad (6.15)$$

kde M_C^* je pokojová hmotnosť zloženého jadra C vo vzбудenom stave a $M_C^*c^2$ je pokojová energia C vo vzbudenom stave.

Obecne platí vzťah

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{m^2v^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} \quad (6.16)$$

$$\Rightarrow E_{kCl} = \frac{p_{Cl}^2}{2M_C^*} = \frac{m_a}{M_C^*} \frac{p_{al}^2}{2m_a} = \frac{m_a}{M_C^*} E_{kal}, \quad (p_{Cl} = p_{al}) \quad (6.17)$$

Nájdenu hodnotu E_{kCl} dosadíme do rovnice (6.15)

$$M_C^*c^2 = (m_a + M_A)c^2 + \left(1 - \frac{m_a}{M_C^*}\right) E_{kal} \quad (6.18)$$

Vo väčšine prípadov $M_C \gg m_a$ a hodnota $(m_a + M_A)c^2 \approx A \cdot 938 \text{ MeV} \Rightarrow$ v prvom priblížení pokojová energia vzbudného zloženého jadra môže byť vyjadrená miesto vzťahu (6.18) jednoduchým vzťahom

$$M_C^* \approx m_a + M_A \quad (6.19)$$

Ak túto hodnotu M_C^* dosadíme do pravej strany rovnice (6.18), dostaneme dostatočne presné druhé priblíženie pre hodnotu $M_C^*c^2$:

$$M_C^*c^2 = (m_a + M_A)c^2 + \left(1 - \frac{m_a}{m_a + M_A}\right) E_{kal} \quad (6.20)$$

alebo analogický, ak dosadíme výraz (6.19) do rovnice (6.17), vyjadríme hodnotu E_{kCl} :

$$E_{kCl} = \frac{m_a}{m_a + M_A} E_{kal} \quad (6.21)$$

Keď už poznáme hmotnosť vzbudného zloženého jadra M_C^* , môžeme určiť jeho energiu vzbudenia

$$E_C^* = M_C^*c^2 - M_Cc^2 = (m_a + M_A - M_C)c^2 + \frac{M_A}{m_a + M_A} E_{kal} \quad (6.23)$$

Výraz

$$(m_a + M_A - M_C)c^2 = w_a \quad (6.24)$$

predstavuje väzbovú energiu častice a v zloženom jadre a druhý člen rovnice (6.23) (ako vidno aj na nižšie ukázanej energetickej schéme tvorby a premeny zloženého jadra) predstavuje kinetickú energiu častice a a jadra A v ťažiskovej sústave:

$$\frac{M_A}{m_a + M_A} E_{kal} = E_{k(a+A)t} \quad (6.25)$$

Upravíme tento výraz:

$$E_{k(a+A)t} = \frac{M_A}{m_a + M_A} \left(\frac{1}{2} m_a v_{al}^2 \right) = \frac{1}{2} \mu v_{al}^2 \quad (6.26)$$

kde $\mu = \frac{m_a M_A}{m_a + M_A}$ je redukovaná hmotnosť sústavy $m_a + M_A$.

V ťažiskovej sústave energiu vzbuđeného zloženého jadra potom možno vyjadriť vzťahom

$$E_{Ct}^* = w_a + E_{k(a+A)t} \quad (6.27)$$

Všimnime si, že energia vzbuđeného zloženého jadra $E_{Ct}^* \neq 0$ aj v prípade, že kinetická energia tohto jadra $E_{k(a+A)t} = 0$. Časť kinetickej energie projektilu a , rovná

$$E_{k(a+A)t} = \frac{M_A}{m_a + M_A} E_{kal} \quad (6.28)$$

je spotrebovaná na energiu vzbuđeného zloženého jadra (pozri schému) a časť rovná

$$E_{kCl} = \frac{m_a}{m_a + M_A} E_{kal} \quad (6.29)$$

sa použije na pohyb zloženého jadra podľa zákona zachovania hybnosti. Potom

$$E_{kal} = E_{k(a+A)t} + E_{kCl} = \frac{M_A}{m_a + M_A} E_{kal} + \frac{m_a}{m_a + M_A} E_{kal} \quad (6.30)$$

Pri $E_{k(b+B)t} = 0$ hodnota $E_{k(a+A)t} = |Q|$ predstavuje minimálnu hodnotu kinetickej energie častíc a a A , pri ktorej je reakcia ešte možná, preto túto hodnotu označíme v súlade s touto skutočnosťou ako

$$E_{k(a+A)t, min} = |Q| \quad (6.31)$$

Ak dosadíme za $E_{k(a+A)t}$, dostaneme výraz pre minimálnu, t.j. prahovú energiu reakcie v L - sústave

$$|Q| = \frac{M_A}{m_a + M_A} E_{kal min} \quad (6.32)$$

Odtiaľ

$$E_{kal\ min} = \frac{m_a + M_A}{M_A} |Q| \quad (6.33)$$

Ak túto rovnicu upravíme do tvaru

$$E_{kal\ min} = |Q| + \frac{m_a}{M_A} |Q| \quad (6.34)$$

a čitateľ a menovateľ druhého člena vynásobíme výrazom $M_a + m_a$, dostaneme rovnicu

$$E_{kal\ min} = |Q| + \frac{m_a + M_A}{m_a + M_A} |Q| = |Q| + \frac{m_a}{m_a + M_A} E_{kal\ min} \quad (6.35)$$

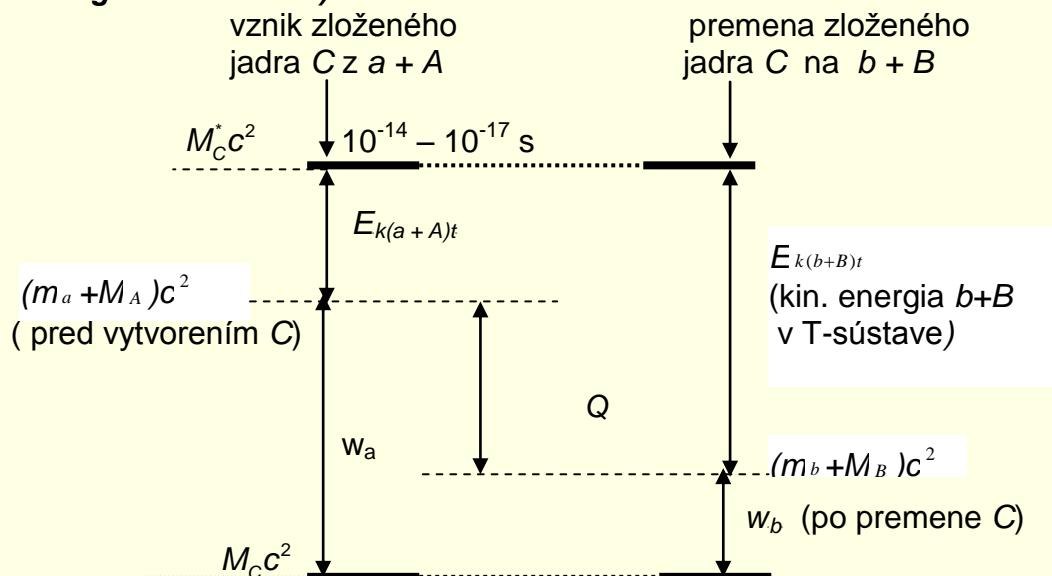
Po dosadení za druhý člen dostaneme vzťah

$$E_{kal\ min} = |Q| + E_{kC} \quad (6.36)$$

Vidíme, že minimálna hodnota kinetickej energie nalietajúcej častice - $E_{kal,min}$ je väčšia od energie reakcie Q práve o kinetickú energiu zloženého jadra - $E_{kC,min}$, ktorá môže byť využitá v reakcii (kinetická energia zloženého jadra je vlastne kinetickou energiou spätného odrazu zloženého jadra). Na záver tejto časti treba poznamenať, že hodnota energie reakcie Q nie je závislá od použitej ťažiskovej sústavy.

Energetická schéma tvorby a premeny zloženého jadra

I. $Q > 0$ (exoenergetická reakcia):



Z obrázku vidno, že

$$Q = E_{k(b+B)t} - E_{k(a+A)t} = w_a - w_b > 0$$

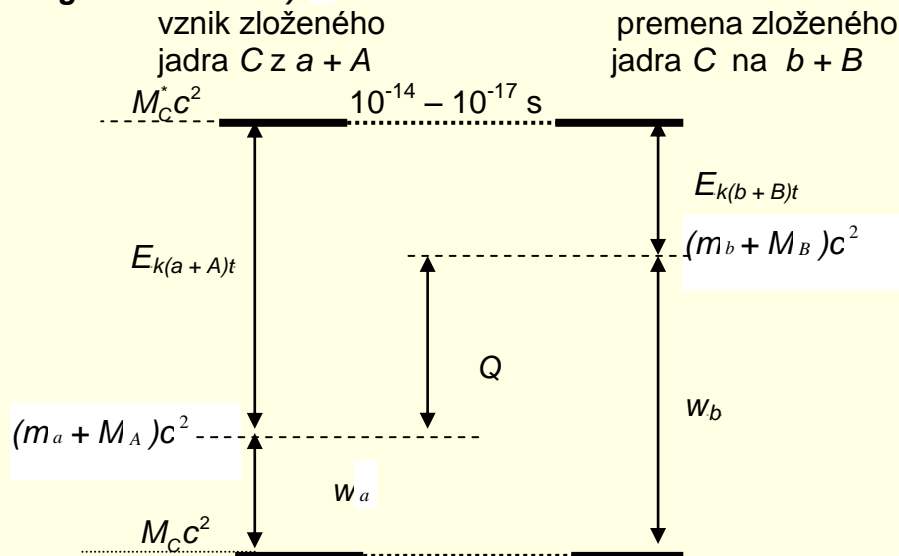
pretože

$$m_a + M_A > M_B + m_b$$

Potom

$$E_{k(a+A)t} = E_{k(b+B)t} - |Q| > 0$$

II. $Q < 0$ (endoenergetická reakcia):



$$Q = E_{k(b+B)t} - E_{k(a+A)t} = w_a - w_b < 0$$

pretože $M_a + M_A < M_B + m_b$,

Vidíme, že

$$E_{k(a+A)t} = E_{k(b+B)t} + |Q|.$$

Ako vidno v každom prípade, t.j. pre $Q > 0$ aj pre $Q < 0$ je $E_{k(a+A)t} \geq |Q|$.

Odvodíme potrebný vzťah medzi kinetickou energiou odrazeného jadra E_{kBl} a kinetickou energiou nalietajúcej častice E_{kal} pomocou jednoduchých kinematických úvah. Častice b , (najčastejšie neutróny), emitované anizotropne pri fúznej reakcii s vytvorením zloženého jadra pri dostatočne nízkych energiách vzбудenia zloženého jadra sa objavujú v časovej koincidencii s odrazeným jadrom B . Hmotnosť odrazeného jadra M_B je blízka hmotnosti zloženého jadra $M_C \cong m_a + M_A$, pritom zložené jadrá sú emitované vo veľmi malých uhloch smerom dopredu, ktoré zodpovedajú očakávanému prenosu celej hybnosti. Potom rýchlosť odrazeného jadra v L -sústave bude viazaná s rýchlosťou projektilu vzťahom

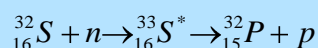
$$\frac{v_{Bl}}{v_{al}} = \frac{m_a}{M_C} = \frac{m_a}{m_a + M_A}, \quad (6.37)$$

Po úprave tohto vzťahu (umocnením na druhú a vynásobením $M_B/2$) dostaneme pre E_{kBl} výraz

$$E_{kBl} = \frac{m_a M_B}{(m_a + M_A)^2} E_{kal} \cong \frac{m_a M_A}{(m_a + M_A)^2} E_{kal} \quad (6.38)$$

Príklad č. 1.

Uvažujme reakciu



Hodnota $Q = -0,92$ MeV (endotermická reakcia).

Riešenie

$$E_{kal\ min} = \frac{m_a + M_A}{M_A} |Q| = \frac{1+32}{32} 0,92 = 0,95\ \text{MeV} \quad (\text{P1.1})$$

Ak reakcia prebieha pri prahovej energii $E_{kal, min}$, potom $E_{k(b+B)t} = 0$ a v T-sústave obe častice sú v kľude. V L-sústave sa budú pohybovať rovnakou rýchlosťou ťažiska sústavy v_{tt} . Potom, ako už bolo ukázané

$$E_{kCl\ min} = \frac{m_a}{m_a + M_A} E_{kal\ min} = \frac{1}{1+32} 0,95 = 0,028\ \text{MeV} \quad (\text{P1.2})$$

Kinetická energia zloženého jadra E_{kCl} po jeho rozpade sa rozdelí medzi produkty rozpadu podľa pomeru ich hmotností

$$E_{kCl} = E_{kbl} + E_{kBl} = \frac{m_b}{m_b + M_B} E_{kCl} + \frac{M_B}{m_b + M_B} E_{kCl} \quad (\text{P1.3})$$

$$\text{Potom } E_{kbl} \text{ (protón)} = \frac{1}{1+32} 0,028\ \text{MeV} = 850\ \text{eV},$$
$$E_{kBl} \text{ (fosfor)} = \frac{32}{1+32} 0,028\ \text{MeV} = 27\ \text{keV}.$$

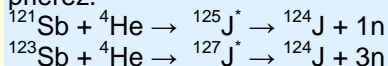
Ako vidíme, kinetická energia vyletujúceho protónu v laboratórnej sústave sa nerovná nule ani v prípade, že reakcia prebieha pri prahovej hodnote energie nalietajúceho neutrónu, a nemôže byť menšia ako nájdená hodnota.

Príklad č. 2

Na urýchľovači ľahkých iónov treba vyrobiť 1 nanogram rádioaktívneho jódu s dobou polpremeny niekoľko dní pre onkologické účely. Maximálna intenzita zväzku urýchlených častíc alfa (${}^4\text{He}^{+2}$) je $50\ \mu\text{A}$ (elektrických, μA), efektívna hrúbka terča je $0,3\ \text{mg}\ \text{cm}^{-2}$.

Riešenie

Z tabuľky izotopov zistíme, že vhodným izotopom jódu môže byť ${}^{124}\text{J}$ ($Z = 53$) s dobou polpremeny $T_{1/2} = 4,15$ dní. Keďže máme k dispozícii zväzok častíc alfa ($Z = 2$), pre reakciu syntézy prichádza do úvahy jeden z dvoch stabilných izotopov antimónu, ${}^{121}\text{Sb}$, alebo ${}^{123}\text{Sb}$. Z dvoch možných jadrových reakcií si zvolíme tú, ktorá má väčší účinný prierez.



Účinný prierez reakcií zistíme z tabuliek experimentálnych dát, ak také existujú, alebo vypočítame použitím niektorého počítačového kódu (napr. ALICE alebo HIVAP). Predpokladajme, že účinný prierez reakcie s ${}^{123}\text{Sb}$ je 500 milibarn a je vyšší ako u reakcie s ${}^{121}\text{Sb}$.

$$\text{Určíme energiu reakcie } Q: \quad Q = [(M_A + m_a) - (M_B + m_b)]c^2 \quad (\text{P2.1})$$

Z praktických dôvodov Q určíme nie z rozdielu hmotností, ale z rozdielu deficitu hmotností, ktoré môžeme nájsť v tabuľkách (Wapstra et al.), vyjadrené v jednotkách energie (MeV), alebo z dostupných počítačových kódov. V prílohe č. 1 sú uvedené tabuľky A.H. Wapstra et al. experimentálnych hmotnostných deficitov jadier, vyjadrené v MeV:

$$Q = [(\Delta M_A + \Delta m_a) - (\Delta M_B + \Delta m_b)]c^2 \quad (\text{P2.2})$$

$$Q = [(\Delta M({}^{123}\text{Sb}) + \Delta m({}^4\text{He})) - (M({}^{124}\text{J}) + \Delta m(3\text{n}))]c^2$$

$$Q = (-89,223 + 2,424) - (-87,368 + 3,8,071) = -23,64\ \text{MeV}.$$

Poznámka: Atómová hmotnostná jednotka $\text{amu} = 931,5\ \text{MeV}/c^2$, hmotnosť protónu $M(p) = 938,3\ \text{MeV}/c^2$, hmotnosť neutrónu $M(n) = 939,6\ \text{MeV}/c^2$. Defektom hmotnosti ΔM nazývame rozdiel medzi hmotnosťou daného jadra a jeho hmotnostným číslom. Za základ hmotnosti jadra bolo vybrané jadro uhlíka ${}^{12}\text{C}$, t.j. hmotnosť tohto jadra je 12 násobkom atómovej hmotnostnej jednotky (amu):

$$\Delta M = \frac{M_{Z,A}}{12} - A$$

Z definície je potom $\Delta M({}^{12}\text{C}) = 0$, ale zato protón a neutrón majú nenulový defekt hmotnosti.

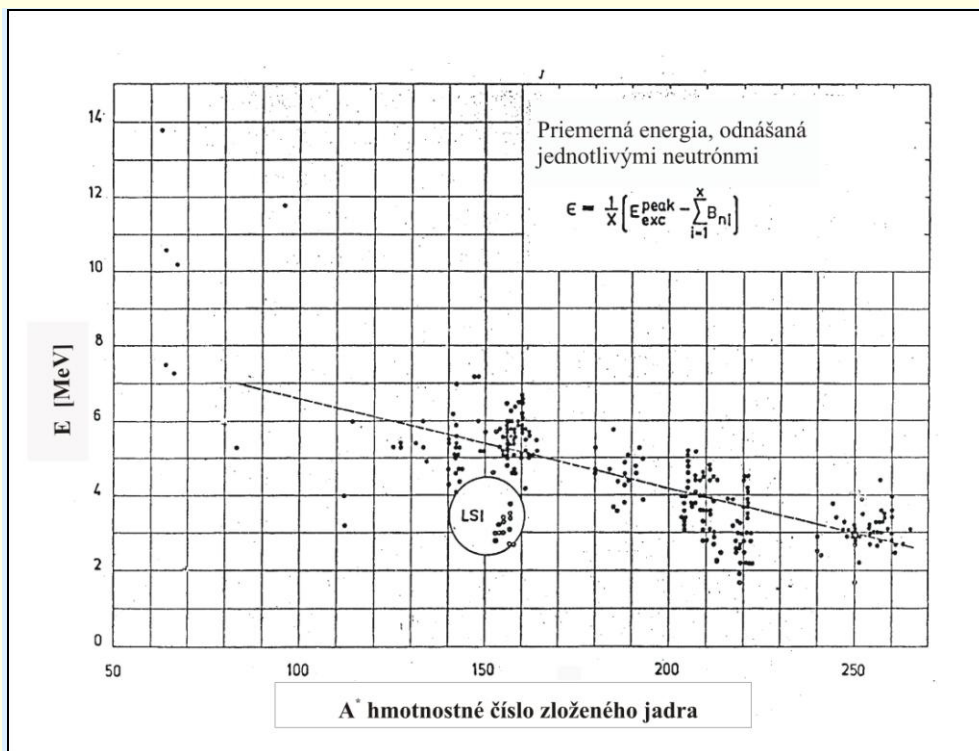
$$\Delta M(p) = 0,007276\ \text{amu} = 0,007276 \cdot 931,5 = 6,777\ \text{MeV}/c^2$$

$$\Delta M(n) = 0,008665\ \text{amu} = 0,008665 \cdot 931,5 = 8,071\ \text{MeV}/c^2$$

Pre porovnanie vypočítame výšku coulombovskej bariéry pre túto jadrovú reakciu:

$$B_c \approx 0,94 \frac{Z_A Z_a}{A_A^{1/3} + A_a^{1/3}} = 0,94 \frac{51.2}{123^{1/3} + 4^{1/3}} = 14,61 \text{ MeV.} \quad (\text{P2.3})$$

Určime kinetickú energiu troch výparných neutrónov E_{kbl} . Táto úloha je pomerne náročná, preto pre zjednodušenie použijeme Neubertov graf experimentálnych hodnôt kinetickej energie neutrónov, vyletujúcich zo zloženého jadra. Údaje sú uvedené v jednotkách MeV v L- sústave (pozri graf na obr. P2.2):



Obr. P2.2. Neubertov graf experimentálnych hodnôt kinetickej energie neutrónov, vyletujúcich zo vzbuđeného zloženého jadra. Jednotlivé body predstavujú hodnoty, namerané v rôznych reakciách, plná čiara je priemerom.

$$E_{kbl} \approx 3.6 = 18 \text{ MeV} \quad (\text{P2.4})$$

Vypočítame potrebnú energiu častíc alfa: Použijeme rovnicu pre energiu reakcie Q

$$Q = E_{kbl} + E_{kBl} - E_{kal}, \quad (E_{kAl} = 0) \quad (\text{P2.5})$$

z čoho

$$E_{kal} = E_{kbl} + E_{kBl} - Q \quad (\text{P2.6})$$

Použijeme aj vzťah, ktorý sme uviedli pre kinetickú energiu odrazeného jadra E_{kBl} v závislosti od kinetickej energie nalietajúcej častice:

$$E_{kBl} = \frac{m_a M_A}{M_{CN}^2} E_{kal} \cong \frac{A_a A_A}{(A_a + A_A)^2} E_{kal} \quad (\text{P2.7})$$

[Použitie zjednodušenie je prípustné, lebo

$$M_{CN} = M_A + m_a - \frac{w_a(CN)}{c^2}$$

$$\frac{w_a(CN)}{c^2} = M_A + m_a - M_{CN}$$

$$\Delta M_A + \Delta m_a - \Delta M_{CN} = (89,223 + 2,424) - 88,982 \text{ MeV}$$

$$w_a(CN) = 2,182 \text{ MeV} \rightarrow \text{možno zanedbať}$$

Uvedená úvaha je založená na princípe zákona zachovania hybnosti vo vstupnom kanáli fúznej reakcie ($p_a + p_A = p_C$) a tiež vo výstupnom kanáli reakcie ($p_C = p_B$). Musíme však predpokladať, že rýchlosť odrazeného jadra ostane

rovnaká, ako rýchlosť zloženého jadra a to aj v prípade emisie častíc (najčastejšie neutrónov) počas procesu deexcitácie zloženého jadra. Tento predpoklad je správny v prípade, keď častice sú emitované izotropne, alebo symetricky, pod 90° v T-sústave. Odvozené vzťahy možno použiť v tých prípadoch, keď hmotnosť a kinetická energia výparných častíc je oveľa menšia, ako u nalietajúcej častice. Tento predpoklad nie je naplnený v prípade predrovnovážnej emisie častíc, lebo sú emitované prevážne v poprednom smere a preto znižujú rýchlosť odrazeného jadra.]

Po dosadení za E_{kbl} (z rov. 3) do rovnice (2) pre Q:

$$E_{kal} = E_{kbl} + \frac{A_a \cdot A_A}{(A_a + A_A)^2} E_{kal} - Q \quad (P2.8)$$

a po úprave tohto vzťahu dostaneme výraz pre E_{kal} , kde všetky členy sú známe:

$$E_{kal} = \frac{E_{kbl} - Q}{1 - \frac{A_a \cdot A_A}{(A_a + A_A)^2}} = \frac{18 + 23,64}{1 - \frac{4 \cdot 123}{(4 + 123)^2}} = \frac{43}{0,969} = 43 \text{ MeV}$$

Ostáva nám ešte určiť kinetickú energiu odrazených jadier:

$$E_{kbl} = \frac{A_a \cdot A_A}{(A_a + A_A)^2} E_{kal} = \frac{4 \cdot 123}{127^2} \cdot 43 = 1,3 \text{ MeV.} \quad (P2.9)$$

Vzhľadom na veľkú asymetriu hmotností projektil odovzdá iba veľmi malú časť svojej energie vytvorenému jadru.

Určíme rýchlosť produkcie jódu: Počet jadier, vytvorených za jednotku času je určený vzťahom $N = \sigma N_A n_a$, kde σ je účinný prierez reakcie, N_A je počet jadier terča pripadajúci na jednotku plochy v smere nalietajúcich častíc a n_a je počet nalietajúcich častíc za jednotku času.

$$N_A = \frac{N_{Avog}}{A} M_A = \frac{6,022 \cdot 10^{23} \text{ g}^{-1}}{123} \cdot 3 \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-2} = 1,47 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \quad (P2.10)$$

$50 \mu\text{A}$ ($e\mu\text{A}$) = $50,6,24 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} = 312 \cdot 10^{12}$ nábojových jednotiek q za 1 s. ($1 \text{ A} = 6,24 \cdot 10^{18} q$). Častice alfa sú plne ionizované, preto sú to dvojnásobne ionizované jadrá ${}^4\text{He}^{+2}$, každá častica prináša dve nábojové jednotky, preto počet nalietajúcich častíc je v skutočnosti 2 x menší, ako vytvorený elektrický prúd, meraný Faradayovou kliečkou: $n_a = 312 \cdot 10^{12} / 2 = 156 \cdot 10^{12}$ častíc za sekundu, alebo $156 \mu\text{A}$ (particle microamper). Potom $N({}^{124}\text{J}) = (500 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2) \cdot (1,47 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}) \cdot (156 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}) = 1,14 \cdot 10^8$ atómov za sekundu.

$$\text{Jeden nanogram } {}^{124}\text{J}: 1 \text{ ng } ({}^{124}\text{J}) = \frac{N_{Avog}}{A} M = \frac{6,022 \cdot 10^{23}}{124} \cdot 10^{-9} = 4,8 \cdot 10^{12} \text{ atómov } {}^{124}\text{J}$$

$$\text{Doba potrebná na expozíciu terča je } t = \frac{N({}^{124}\text{J})}{N({}^{124}\text{J})\text{s}^{-1}} = \frac{4,8 \cdot 10^{12}}{1,14 \cdot 10^8} = 4,2 \cdot 10^4 \text{ s} \approx 12 \text{ hodín.}$$

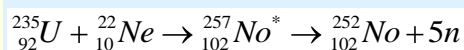
Doba polpremeny ${}^{124}\text{I}$ je 4,15 dní, preto po dobu 12 hodinovej produkcie dochádza aj k premene malej časti vytvorených jadier. Presnejšiu dobu produkcie by sme získali použitím zákona rádioaktívnej premeny v procese ožarovania.

Príklad č. 3.

Z jadrovej reakcie ${}^{235}\text{U}$ s iónmi ${}^{22}\text{Ne}$ chceme získať aspoň 1000 jadier ${}^{252}\text{No}$ pre on-line alfa-spektrometrickú analýzu jeho vlastností. Totálny účinný prierez reakcie je 37 nanobarn, hrúbka terča $200 \mu\text{g cm}^{-2}$ a intenzita zväzku iónov ${}^{22}\text{Ne}^{+10}$ je $1 \mu\text{A}$.

Riešenie:

Podľa zadania sa jedná o jadrovú reakciu



Určíme energiu reakcie Q:

$$Q = [(\Delta M({}^{235}\text{U}) + \Delta m({}^{22}\text{Ne})) - (\Delta M({}^{252}\text{No}) + \Delta m(5n))]c^2 \quad (P3.1)$$

$$Q = (40,961 - 8,026) - (82,867 + 5 \cdot 8,071) = -90,332 \text{ MeV.}$$

Pre porovnanie vypočítame výšku coulombovskej bariéry pre túto jadrovú reakciu:

$$B_c = 0,94 \frac{Z_A Z_a}{A_A^{1/3} + A_a^{1/3}} = 0,94 \frac{92 \cdot 10}{235^{1/3} + 22^{1/3}} = 102,56 \text{ MeV.} \quad (P3.2)$$

Určíme kinetickú energiu troch výparných neutrónov E_{kbl} . Použijeme Neubertov graf experimentálnych hodnôt kinetickej energie neutrónov, vyletujúcich zo zloženého jadra.

$$E_{kbl} \approx 5.3 = 15 \text{ MeV}$$

Vypočítame potrebnú energiu iónov ^{22}Ne :

Použije rovnicu pre energiu reakcie Q

$$E_{kal} = E_{kbl} + E_{kBl} - Q \quad (\text{P3,3})$$

a vzťah, ktorý sme odvodili pre kinetickú energiu odrazeného jadra E_{kBl} v závislosti od kinetickej energie nalietajúcej častice:

$$E_{kBl} = \frac{m_a M_A}{M_{CN}^2} E_{kal} \cong \frac{A_a A_A}{(A_a + A_A)^2} E_{kal} \quad (\text{P3,4})$$

$$\begin{aligned} [m_a (^{22}\text{Ne})] &= 21.991385 \text{ u} = 20484.535 \text{ MeV} \\ M_A (^{235}\text{U}) &= 235.043923 \text{ u} = 218938.713 \text{ MeV} \\ M_{CN} (^{257}\text{No}) &= 257.096852 \text{ u} = 239480.575 \text{ MeV} \\ 1 \text{ u} &= 931.48 \text{ MeV} \end{aligned}$$

$$\frac{m_a M_A}{M_{CN}^2} = 0.07820 \quad ; \quad \frac{A_a A_A}{(A_a + A_A)^2} = \frac{22 \cdot 235}{257^2} = 0.07827$$

Pomer týchto hodnôt je 1.000895, preto možno používať zjednodušený výraz.

Po dosadení za E_{kBl} (z rov. (P3.4)) do rovnice (P3.3) pre Q a po úprave získaného vzťahu dostaneme výraz pre E_{kal} :

$$E_{kal} = E_{kbl} + \frac{A_a + A_A}{(A_a + A_A)^2} E_{kal} - Q \quad (\text{P3.5})$$

$$E_{kal} = \frac{E_{kbl} - Q}{1 - \frac{A_a A_A}{(A_a + A_A)^2}} = \frac{15 + 90,332}{1 - \frac{22 \cdot 235}{(22 + 235)^2}} = \frac{105,332}{0,9217} = 114,3 \text{ MeV}$$

Ostáva nám ešte určiť kinetickú energiu odrazených jadier:

$$E_{kBl} = \frac{A_a A_A}{(A_a + A_A)^2} E_{kal} = \frac{22 \cdot 235}{257^2} \cdot 114,3 = 0,07827 \cdot 114,3 = 8,96 \text{ MeV}. \quad (\text{P3.6})$$

Určíme rýchlosť produkcie jadier ^{252}No :

Počet jadier, vytvorených za jednotku času je určený vzťahom $N = \sigma N_A n_a$, kde σ je účinný prierez reakcie, N_A je počet jadier terčika pripadajúci na jednotku plochy v smere nalietajúcej častice a n_a je počet nalietajúcej častice za jednotku času.

Vstupné údaje: $\sigma = 3,7 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2$, $n_a = 1 \mu\text{A}$, náboj iónov +10, hrúbka terča $200 \mu\text{g cm}^{-2}$.

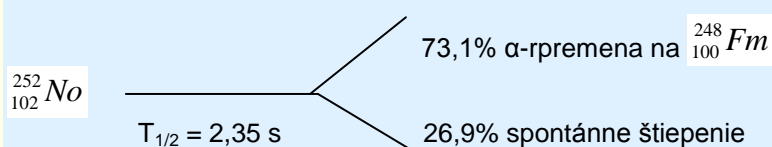
$$N_A = \frac{N_{A\text{vog}}}{A} M_A = \frac{6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{235} \cdot 2 \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-2} = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \quad (\text{P3.7})$$

$1 \mu\text{A} (\mu\text{A}) = 6,24 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ nábojových jednotiek za sekundu. Ióny neónu sú 10 x ionizované, preto častica prináša 10 nábojových jednotiek a počet nalietajúcej častice je v skutočnosti 10 x menší ako zodpovedá vytvorenému elektrickému prúdu, meranému Faradayovou kliečkou:

$$n_a = 6,24 \cdot 10^{12} / 10 = 6,24 \cdot 10^{11} \text{ častíc za sekundu, alebo } 0,624 \mu\text{A (particle microamper)}. \text{ Potom}$$

$$N(^{257}\text{No}^*) = (3,7 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2) \cdot (5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}) \cdot (6,24 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}) = 11,55 \cdot 10^{-3} \text{ atómov za sekundu.}$$

Schéma premeny vytvorených jadier ^{252}No je nasledujúca:



preto jadier, potrebných na alfa-spektrometriu bude menej:

$$N(^{252}\text{No})_\alpha = 11,55 \cdot 10^{-3} \cdot 0,731 = 8,45 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}.$$

Doba, potrebná na bombardovanie terča, aby sme vytvorili 1000 jadier ^{252}No , podliehajúcich premene alfa je potom

$$T = \frac{1000}{3,24 \cdot 10^{-3}} = 308640 \text{ s} = 85,7 \text{ hod.}$$

Vzhľadom na veľmi krátku dobu života vytvorených jadier, alfa-spektrometria je možná iba on-line, t.j. priamo v procese tvorby, alebo použitím expresných metód extrakcie (napr. gas-jet).

Príklad č. 4.

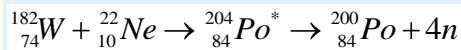
Bombardovaním terča $^{182}_{74}\text{W}$ iónmi $^{22}_{10}\text{Ne}$ chceme vytvoriť jadrá $^{200}_{84}\text{Po}$. Totálny účinný prierez reakcie je 2 nanobarn, hrúbka terča $300 \mu\text{g cm}^{-2}$ a uhlíková podložka, na ktorú je terčový materiál nanesený, má $200 \mu\text{g cm}^{-2}$. Intenzita zväzku iónov $^{22}\text{Ne}^{+10}$ je $1 \mu\text{A}$ (elektrický prúd)

Treba určiť:

- výšku coulombovskej bariéry,
- potrebnú energiu iónov $^{22}_{10}\text{Ne}^{+10}$ v strede terča a pred terčom (pred uhlíkovou podložkou),
- minimálnu a maximálnu energiu späťne odrazených jadier $^{200}_{84}\text{Po}$,
- rýchlosť produkcie jadier $^{200}_{84}\text{Po}$.

Riešenie:

Podľa zadania sa jedná o jadrovú reakciu



Výška coulombovskej bariéry pre túto jadrovú reakciu:

$$B_c = 0,94 \frac{Z_A Z_a}{A_A^{1/3} + A_a^{1/3}} = 0,94 \frac{74 \cdot 10}{182^{1/3} + 22^{1/3}} = 82,1 \text{ MeV.} \quad (\text{P4.1})$$

Určíme energiu reakcie Q:

$$Q = [(\Delta M(^{235}\text{U}) + \Delta m(^{22}\text{Ne})) - (\Delta M(^{252}\text{No}) + \Delta m(5n))]c^2 \quad (\text{P4.2})$$

$$Q = (48,228 - 8,026) - (16,74 + 4,8,071) = - 71,798 \text{ MeV.}$$

Určíme kinetickú energiu troch výparných neutrónov E_{kbl} . Použijeme Neubertov graf experimentálnych hodnôt kinetickej energie neutrónov, vyletujúcich zo zloženého jadra:

$$E_{kbl} \approx 4.4 = 16 \text{ MeV} \quad (\text{P4.3})$$

Vypočítame potrebnú energiu iónov $^{22}\text{Ne}^{+10}$

Použije rovnicu pre energiu reakcie Q:

$$E_{kal} = E_{kbl} + E_{kBl} - Q \quad (\text{P4.4})$$

a vzťah, ktorý sme odvodili pre kinetickú energiu odrazeného jadra E_{kBl} v závislosti od kinetickej energie nalietajúcej častice:

$$E_{kBl} \cong \frac{A_a A_A}{(A_a + A_A)^2} E_{kal} = \frac{22 \cdot 182}{(22 + 182)^2} E_{kal} = 0,0962 E_{kal} \quad (\text{P4.5})$$

Po dosadení za E_{kBl} do rovnice pre Q a po úprave získaného vzťahu dostaneme výraz pre E_{kal} :

$$E_{kal} = \frac{E_{kbl} - Q}{1 - \frac{A_a A_A}{(A_a + A_A)^2}} = \frac{16 + 71,798}{1 - 0,0962} = \frac{87,798}{0,904} = 97,12 \text{ MeV} \quad (\text{P4.6})$$

Ostáva nám ešte určiť kinetickú energiu odrazených jadier:

$$E_{kBl} = 0,0962 \cdot 97,12 = 9,34 \text{ MeV.}$$

Korekcia energie zväzku na hrúbku podložky a terča:

Vypočítanú energiu iónov treba zväčšiť o energetické straty v uhlíkovej podložke terčika a v polovičnej hrúbke volfrámového terča, lebo potrebná energia zväzku sa vypočítava pre stred aktívnej hrúbky terča. Situácia je schematicky znázornená na náčrtku Obr. P4.1.

Energetické straty v uhlíku (Electronic stopping power) podľa starších tabuliek „Northcliffe and Schilling“:

$$\Delta E (100 \text{ MeV } ^{22}\text{Ne}) = 6,3 \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^{-2}, \text{ (podľa počítačového kódu SRIM 2000: } 6,7 \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^{-2}\text{).}$$

Straty energie v $200 \mu\text{g cm}^{-2}$ uhlíka C: $0,2 \text{ mg cm}^{-2} \cdot 6,3 (6,7) \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^{-2} = 1,26 (1,34) \text{ MeV}$.
 Straty energie iónov neónu Ne vo volfráme W nie sú v tabuľkách „Northcliffe and Schilling“, preto použijeme údaje pre najbližší prvok – tantal Ta: $\Delta E (100 \text{ MeV } ^{22}\text{Ne}) = 2,5 \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Podľa kódu SRIM 2000:
 $\Delta E (100 \text{ MeV } ^{22}\text{Ne vo W}) = 2,6 \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.
 Straty energie v $150 \mu\text{g cm}^{-2}$ Ta: $0,15 \text{ mg cm}^{-2} (\text{Ta}) \cdot 2,5 \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^{-2} = 0,37 \text{ MeV}$.
 Straty energie v $150 \mu\text{g cm}^{-2}$ W: $0,15 \text{ mg cm}^{-2} (\text{W}) \cdot 2,6 \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^{-2} = 0,39 \text{ MeV}$.
 V podložke a v polovičnej hrúbke terča budú straty energie rovné $1,26 (1,27) + 0,37 (0,39) = 1,63 (1,73) \text{ MeV}$. O túto hodnotu treba zväčšiť energiu iónov, prichádzajúcich od urýchľovača, preto
 $E_{\text{kal}} = 97,12 + 1,63 (1,73) = 98,75 (98,85) \approx 99 \text{ MeV}$

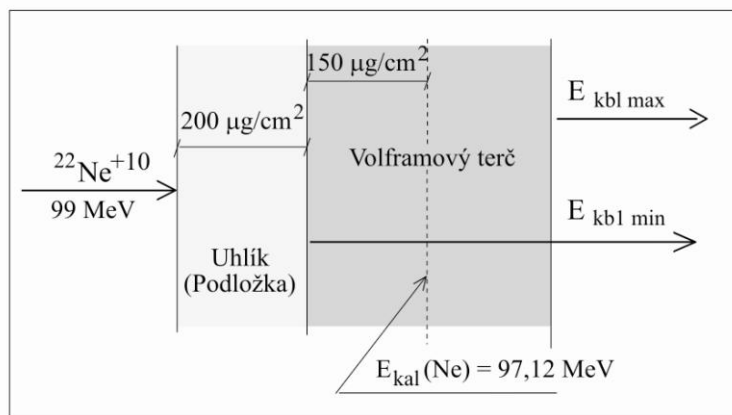
Maximálna a minimálna energia odrazených jadier:

Maximálna energia sa rovná pôvodnej vypočítanej hodnote: $E_{\text{kBl max}} = 9,55 \text{ MeV}$

Minimálnu zistíme odpočítaním straty energie v $0,3 \text{ mg cm}^{-2}$ Ta (miesto W)

$\Delta E (9,34 \text{ MeV } ^{200}\text{Po}) = 3,1 \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^{-2} \cdot 0,3 \text{ mg cm}^{-2} = 0,9 \text{ MeV}$.

Podľa kódu SRIM 2000: $\Delta E (9,3 \text{ MeV } ^{200}\text{Po vo W}) = 3,65 \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^{-2} \cdot 0,3 \text{ mg cm}^{-2} = 1,09 \text{ MeV}$. Potom
 $E_{\text{kBl min}} (^{200}\text{Po}) = 9,34 - 0,9 (1,09) = 8,44 (8,25) \text{ MeV}$.



Obr. P4.1.

Určíme rýchlosť produkcie jadier ^{200}Po :

Počet jadier, vytvorených za jednotku času je určený vzťahom $N = \sigma N_A n_a$,

Vstupné údaje: $\sigma = 2 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^{-2}$, $n_a = 1 \mu\text{A}$, náboj iónov +10, hrúbka terča $300 \mu\text{g cm}^{-2}$.

$$N_A = \frac{N_{\text{Avog}} M_A}{A} = \frac{6,022 \cdot 10^{23} \text{ g}^{-1}}{182} \cdot 3 \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-2} = 9,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ (atómov } ^{182}\text{W)} \quad (\text{P4.7})$$

$1 \mu\text{A} (e\mu\text{A}) = 6,24 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ nábojových jednotiek za sekundu.

Ióny neónu sú 10 x ionizované, preto $n_a = 6,24 \cdot 10^{12} / 10 = 6,24 \cdot 10^{11}$ častíc za sekundu, alebo $0,624 \mu\text{A}$ (particle microamper).

Potom $N(^{200}\text{Po}) = (2 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^{-2}) \cdot (9,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}) \cdot (6,24 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}) = 640$ atómov za sekundu.

Poznámka: počítačový kód na výpočet ionizačných strát „SRIM 2000“ možno získať z internetovej adresy:

www.research.ibm.com/isotopes a hmotnostné deficity jadier na adrese csnwww.in2p3.fr/AMDC/masstables.

KONTROLNÉ OTÁZKY

16. Charakterizujte základné uhlové kinematické vzťahy jadrovej reakcie v laboratórnej a ťažiskovej sústave súradníc.

17. Aký je vzťah medzi kinetickou energiou častice, nalietajúcej na terčové jadro a kinetickou energiou zloženého jadra?

ÚLOHY

1. Z jadrovej reakcie ^{232}Th s iónmi ^{20}Ne chceme získať aspoň 10 000 jadier ^{249}Fm pre on-line alfa-spektrickú analýzu jeho vlastností. Zistíte potrebnú jadrovú reakciu a dobu, po ktorú treba terč ostreľovať ak totálny účinný prierez reakcie je 90 nanobarn, hrúbka tóriového terča je $200 \mu\text{g cm}^{-2}$ a intenzita zväzku iónov $^{20}\text{Ne}^{+10}$ je $1 \mu\text{A}$.

7. REAKCIE PRENOSU

Štúdium jadrových reakcií sa robí obyčajne vo dvoch fázach. V prvej fáze sa skúma mechanizmus reakcie. Skúma sa, na základe energetických a uhlových závislostí, či sa reakcia uskutočňuje priamym - jediným aktom, alebo vytvorením dlhožijúceho zloženého jadra, alebo nejakým kompromisom medzi týmito extrémnymi prípadmi.

Druhou fázou je štúdium daného typu reakcie aplikáciou teoretických modelov k získaným (nameraným) účinným prierezom s cieľom študovať vlastností neznámych energetických stavov, alebo iných veličín, napríklad deformácií jadier, izomérie, atď.

Pri reakciách prenosu (Transfer Reactions) sa jednotlivý nukleón, alebo skupina nukleónov, premiestni z jedného jadra do druhého v priamom jednostupňovom procese. Jednonukleónové reakcie prenosu sú najčastejším prípadom, ale uskutočňujú sa aj reakcie s prenosom dvoch, troch, štyroch a niekedy aj viacerých nukleónov.

Reakcie prenosu možno zapísať vo tvare

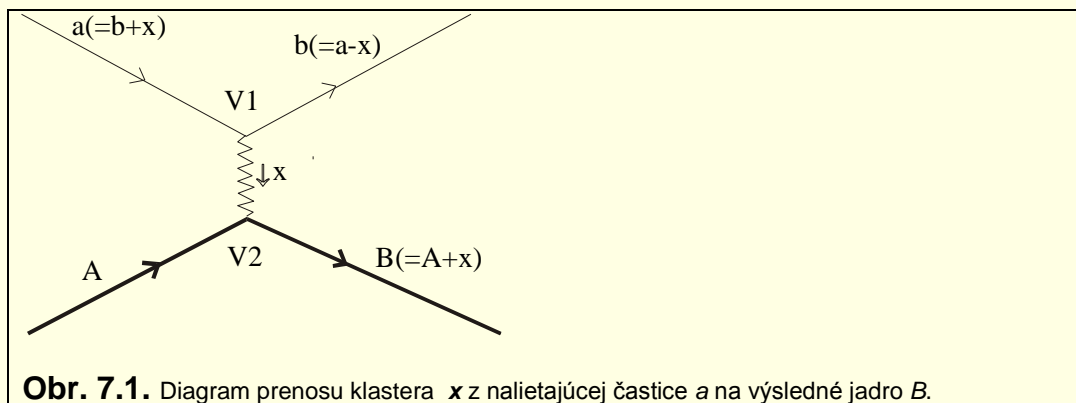
$$A + a \leftrightarrow B + b, \text{ kde } b = a - x, B = A + x. \quad (7.1)$$

Klaster nukleónov x je prenesený z projektilu a do terčového jadra A a vytvorí sa odrazené jadro B . Reakcia sa môže realizovať aj obrátene. V prípade, že projektil zachytí nukleóny z terčového jadra hovoríme o reakcii strhávania (stripping), v opačnom prípade o reakcii zachytenia (pick-up).

Reakcia prenosu je typickým predstaviteľom problému troch telies, lebo sa musí vziať do úvahy pohyb jadra A , častice b a klastera x . Keďže obecné riešenie problému troch telies nejestvuje, treba sa uspokojiť s jednoduchším riešením.

Model, ktorý dominuje pri riešení prenosu nukleónov je Bornova aproximácia deformovanej vlny (DWBA - Distorted Wave Born approximation). Základné fyzikálne predpoklady tohto modelu sú nasledujúce:

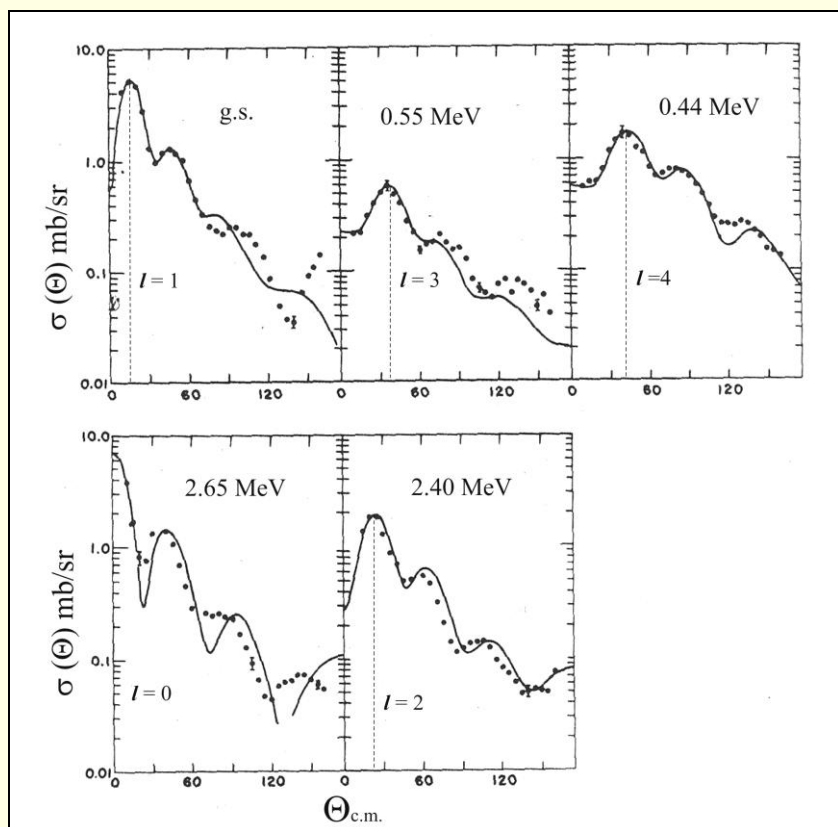
1. Prenos nukleónov sa uskutočňuje priamo medzi dvomi aktívnymi kanálmi (A,a) a (B,b) .
2. Vlnové funkcie optického modelu pre relatívny pohyb $A + a$ a $B + b$ sú platné vo všetkých relevantných oblastiach konfiguračného priestoru.
3. Proces prenosu je dostatočne slabý, aby mohol byť počítaný v prvom priblížení.



Obr. 7.1. Diagram prenosu klastera x z nalietajúcej častice a na výsledné jadro B .

Reakcia prenosu z hľadiska DWBA je znázornená na obr. 7.1 pre prípad reakcie strhávania. Ión a pri dopade na jadro A v bode $V1$ emituje klaster x , ktorý je potom zachytený terčovým jadrom A v bode $V2$. Zostatok priletajúcej častice $b (= a - x)$ a jadro B , vytvorené zachytením klastera x jadrom A , sa potom separujú od seba. Vlnové funkcie optického modelu (deformačné vlny) opisujú relatívny pohyb fragmentov (A,a) a (B,b) pred a po interakcii.

Opísanie interakcie zahrňuje dva prvky, jeden opisuje rozdelenie a na b a x pri vertexe $V1$, druhý opisuje prenos $A + x \rightarrow B$ pri vertexe $V2$. Veličiny, ktoré opisujú tieto elementárne prenosi sa nazývajú formfaktormi. Formfaktory sú funkciami súradníc prenášaného klastera x a merajú stupeň prekrytia (overlap) ťažšieho jadra B s ľahším jadrom A . Pre reakcie prenosu, indukované ľahkými iónmi ($a \leq 4$) formfaktor projektilu ($a \rightarrow b + x$) sa vypočítava explicitne a ostáva štúdium jadrového formfaktoru prenosu $A + x \rightarrow B$.



Obr. 7.2. Priebeh uhlovej závislosti produktov jadrovej reakcie v prípade reakcie ${}^2_1\text{H}(10\text{MeV}) + {}^{68}\text{Zn} \rightarrow {}^1_1\text{p} + {}^{69}\text{Zn}$

pri energii deuterónov $E_d = 10$ MeV.

Plná čiara reprezentuje DBWA výpočet (Ehrenstein and Schiffer, 1967).

7.1 REAKCIE PRENOSU JEDNÉHO NUKLEÓNU

Prvýkrát bol postulovaný mechanizmus reakcie strhávania Butlerom už v roku 1951 a to v prípade reakcie (d,p) . Terčové jadro strháva neutrón z dopadajúceho deuterónu v priamom jednostupňovom procese. V nasledujúcich rokoch jednonukleónové reakcie prenosu sa stali jedným zo základných zdrojov informácií o štruktúre jadier.

Uvedieme niektoré dôležitejšie výsledky tejto fázy štúdia jednonukleónových reakcií prenosu:

a) Pre $a \leq 4$ účinný prierez σ pri energiách projektilu viac ako niekoľko MeV vykazuje hladkú závislosť od energie projektilu a uhlové rozdelenie má svoj pík orientovaný dopredu, čo je charakteristické pre priame reakcie.

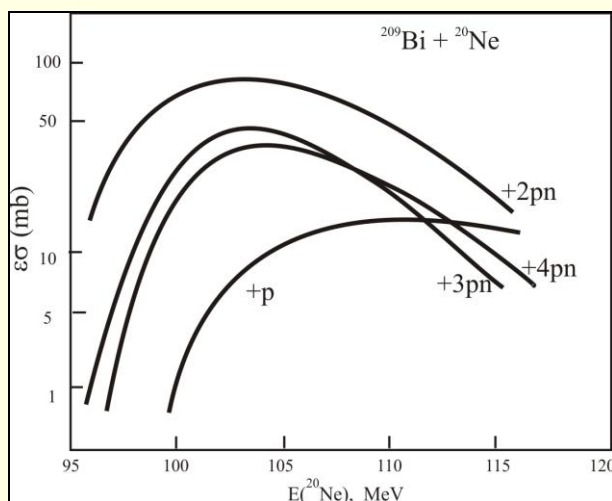
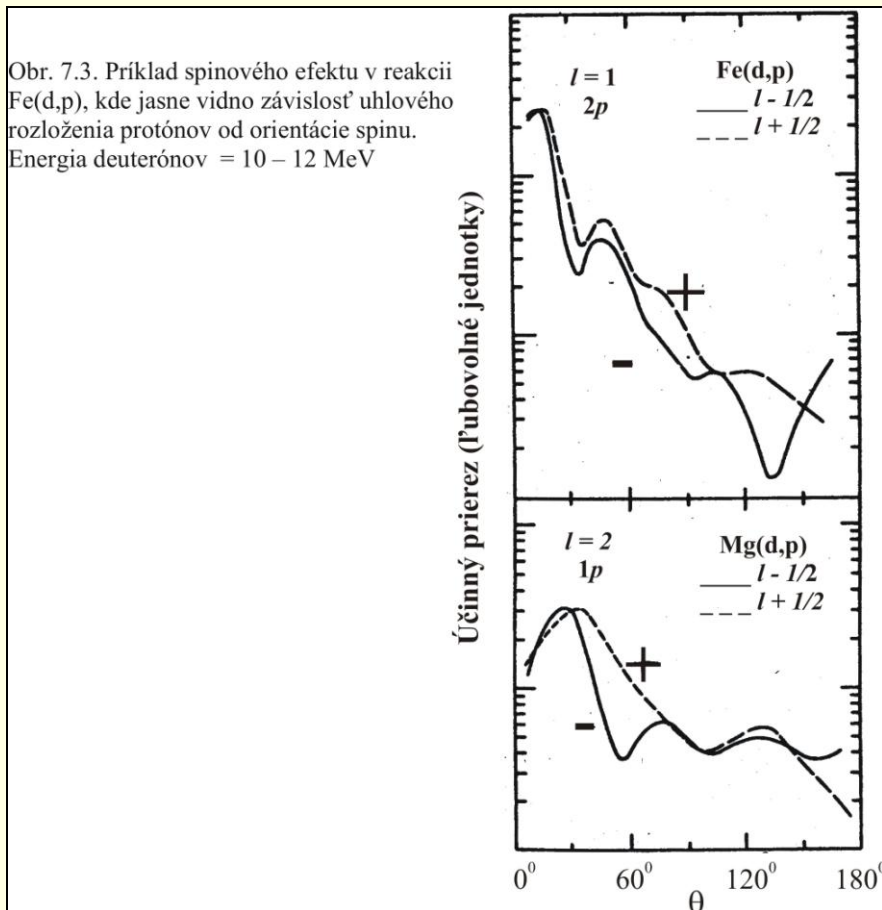
b) Orbitálny moment hybnosti l prenášaného nukleónu je indikovaný uhlom, pri ktorom diferenciálny účinný prierez má svoj pík.

c) Na základe poloklasických úvah sa dá zistiť, že účinný prierez by mal mať svoj pík pri uhle Θ (v ťažiskovej sústave), pri ktorom $l \approx qR$, kde q je prenesený moment hybnosti a R je polomer interakcie. Táto základná myšlienka umožňuje používať DWBA na identifikáciu prenosu orbitálneho momentu hybnosti.

Príklad experimentálneho výsledku je ukázaný na obr. 7.2 pre prípad reakcie (d,p) , menovite pri reakcii ${}^{68}\text{Zn}(d,p){}^{69}\text{Zn}$.

Uhlové rozdelenie závisí prevážne od orbitálneho momentu hybnosti l , ale bolo zistené, že v reakciách (d,p) sa vyskytujú systematické odchýlky v uhlovom rozdelení, závislé od toho, či vlastný spin je prenášaný paralelne, alebo antiparalelne vzhľadom k orbitálnemu momentu hybnosti. Tieto rozdiely sú veľmi malé, ale sú citlivé k voľbe energie projektilu a sú viditeľné iba pri reakciách s veľkým účinným prierezom.

Polarizácia projektilov, alebo terčových jadier, umožňuje mimoriadne citlivé meranie prenosu celkového momentu hybnosti. V prípade polarizovaného deuterónu je spin neutrónu paralelný k orbitálnemu momentu hybnosti ($s \uparrow \uparrow l$) keď prechádza na jednej strane od jadra a antiparalelný, keď prechádza na strane druhej ($s \uparrow \downarrow l$). To znamená, že musí existovať ľavo - pravá asymetria v reakcii, ktorá závisí od toho, či prenos celkového orbitálneho momentu hybnosti má hodnotu $l + s$, alebo $l - s$. Príklad je ukázaný na obr. 7.3.



Obr. 7.4. Experimentálna funkcia vzбудenia – závislosť účinného prierezu reakcie od energie nalietaujúcich častíc

7.2 REAKCIA PRENOSU DVOCH NUKLEÓNOV

Sú možné dva prípady:

1. Prenášaná dvojica nukleónov je identická (n-n, p-p). Spin s a izobarický spin T môžu mať iba jednu hodnotu $s = 0, T = 1$.
2. Je prenášaná dvojica neutrón - protón. Tu je možná nasledujúca kombinácia kvantových čísel: $s = 0, T = 1$ a $s = 1, T = 0$.

Tieto dve kategórie reakcií prenosu majú celkom odlišné kvalitatívne vlastnosti, preto pri ich analýze treba o nich pojednávať samostatne.

Charakteristickým znakom $2n$ -prenosu, typu $(p, {}^3\text{H})$ a $({}^3\text{H}, p)$ je ich extrémna selektivita. V prípade párneho terčového jadra väčšiu intenzitu majú iba vzbudené konečné stavy s normálnou paritou, ale zďaleka najviac sú zastúpené základné stavy 0^+ . Tieto $0^+ \rightarrow 0^+$ prechody, kde prenos celkového momentu hybnosti L musí byť nulový ($\Delta L = 0$), dali najviac spektrometrických informácií z dvojnukleónových reakcií prenosu. Prenos, pri ktorom $L = 0$ má jasne rozlíšiteľnú uhlovú závislosť účinného prierezu. Na druhej strane reakcie prenosu s vyšším prenosom L majú malý účinný prierez a menšie uhlové rozdelenie a menia sa nevypočítateľne od jednej reakcie k druhej.

Poznámka: funkcia vzbudení, t.j. závislosť účinného prierezu reakcie od energie nalietaujúcich častíc je v prípade reakcií prenosu veľmi široká. So zvyšujúcou sa energiou nalietaujúcich častíc táto závislosť dosiahne nevýrazné maximum a potom mierne klesá, ako vidieť aj v prípade reakcie ${}^{20}\text{Ne} + {}^{209}\text{Bi}$, ukázanej na obr. 7.4.

KONTROLNÉ OTÁZKY

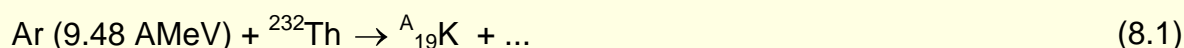
18. Aká je základná schéma opísania reakcie prenosu jedného, alebo niekoľkých nukleónov Bornovou aproximáciou deformovanej vlny?

8 HLBOKO NEPRUŽNÉ REAKCIE PRENOSU

Jedným z vedľajších produktov reakcií syntézy nových transuránových jadier bolo objavenie nového mechanizmu jadrových reakcií - hlboko nepružné reakcie prenosu – HNRP (Deep inelastic transfer reactions). V týchto reakciách produkty reakcie, podobné projektilu, sa pozorovali pri uhloch výletu, veľmi odlišných od **uhla dotyku** (grazing angle) a s malými kinetickými energiami. To indikuje veľkú stratu kinetickej energie počas zrážky. Tento typ reakcie sa vyskytuje iba pri ťažkých iónoch a je prechodom medzi priamou reakciou a reakciou s vytvorením zloženého jadra.

Pri priamych reakciách pík produktov reakcie sa objavuje pod uhlom dotyku, v prípade hlboko nepružných reakcií sa tento pík objavuje pre niektoré produkty reakcie v priamom smere (v ťažiskovej sústave). Hrubá charakteristika HNRP je ukázaná na obr. 8.1 a 8.2.

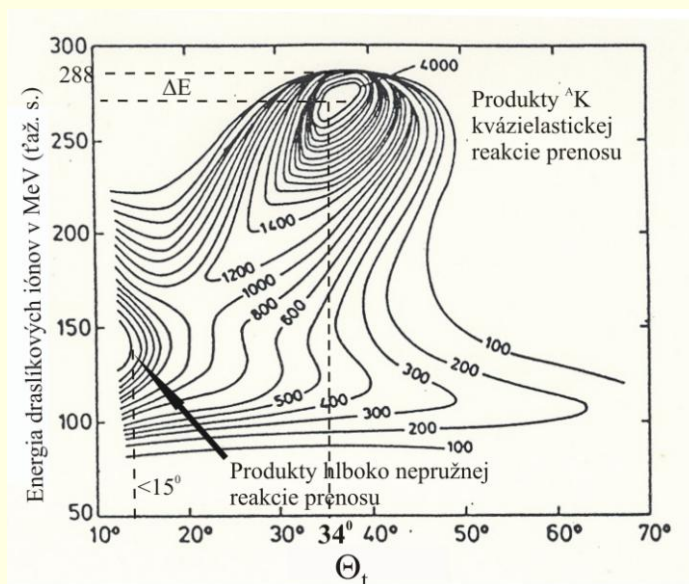
V reakcii



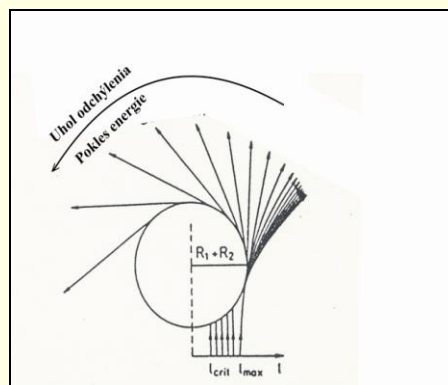
sledujeme produkciu izotopov draslíka K. Na obrysovom diagrame (Obr. 8.1) vidíme pík draslíka pri dotykovom uhle blízko 34° s energiami blízkyimi energii zväzku ($E_{k, \text{Ar}} = 9.48 \text{ AMeV} = 288 \text{ MeV}$). Zároveň však môžeme pozorovať aj ďalší menší pík pri uhloch $< 15^\circ$ a pri menších kinetických energiách. Prvý pík vytvárajú produkty kvázipružných reakcií prenosu, druhý pík je vytváraný produktmi HNRP.

Ak τ je doba interakcie medzi projektilom a terčikom a τ_{rot} je doba rotácie (perióda) dinukleárneho systému, vytvoreného pri interakcii, potom pre

- $\tau \ll \tau_{rot}$ - ide o priamu kvázielastickú reakciu prenosu (QET - quasielastic transfer),
- $\tau \gg \tau_{rot}$ - ide o reakciu s vytvorením zloženého jadra,
- $\tau \approx \tau_{rot}$ - ide o HNRP (deep inelastic scattering).

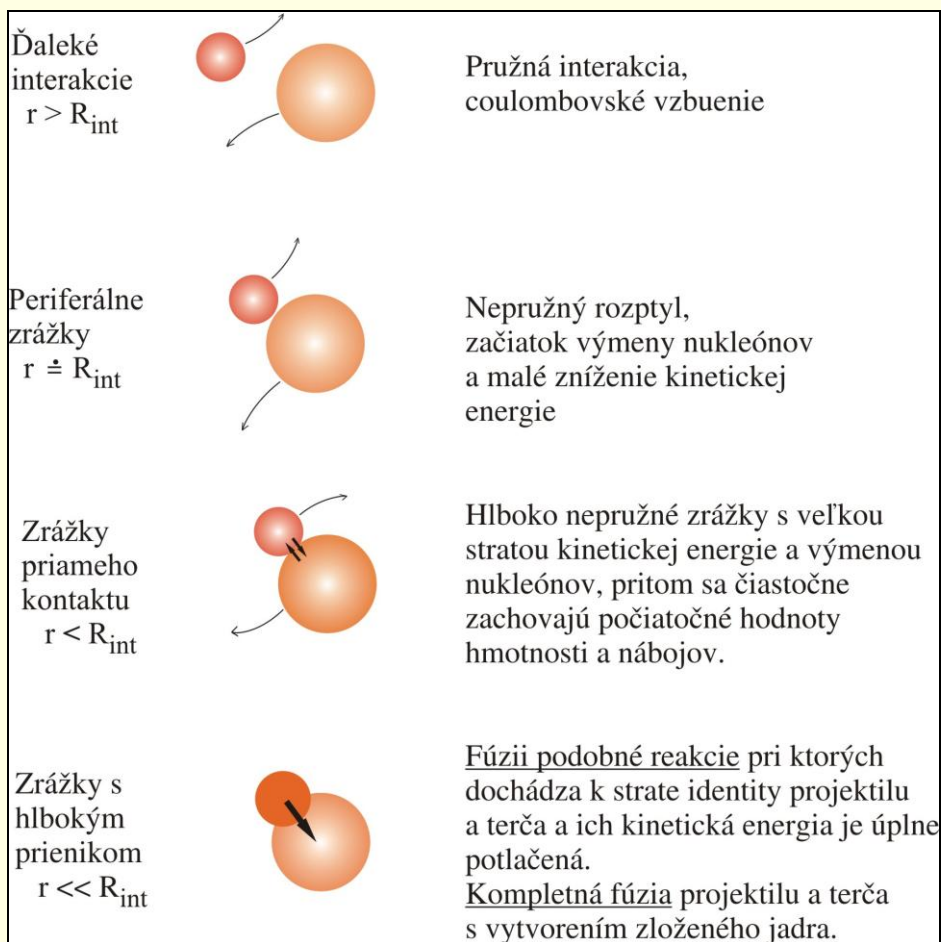


Obr. 8.1. Kontúrový graf diferenciálneho účinného prierezu reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^A\text{K} + \dots$ pri energii iónov ^{40}Ar 9.48 A MeV (288 MeV);



Obr. 8.2. Schematická reprezentácia mechanizmu uvedenej reakcie. S narastajúcou dobou interakcie sa znižuje uhol výletu produktov reakcie a znižuje sa aj ich kinetická energia

Druhý spôsob odlišenia jednotlivých typov reakcií od seba umožňujú trajektórie iónov. Na obr. 8.3 sú odlišené od seba jednotlivé typy reakcií podľa parametra zrážky. So znižovaním hodnoty parametra zrážky sa zvyšuje „tvrdosť“ zrážky a predlžuje sa doba interakcie.



Obr. 8.3. Klasifikácia mechanizmu reakcií ťažkých iónov založená na parametre zrážky. Plné a vyšrafované šípky vyznačujú tok reakcie pre reakcie ľahkých a ťažkých iónov.

Kvantovo - mechanické opísanie HNRP nie je také úspešné ako v prípade jednoduchšej priamej reakcie. Úspešnejším sú štatistické prístupy, ktoré berú do úvahy určité makroskopické stupne voľnosti. Z týchto modelov sa ukázali byť najúspešnejšími tie, ktoré sú založené na transportných teóriách.

KONTROLNÉ OTÁZKY

19. Čím sa líši reakcia hlboko nepružného prenosu od reakcie prenosu?

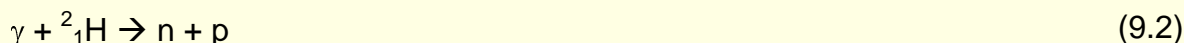
9. JADROVÉ REAKCIE γ - KVÁNT

Najčastejším prípadom jadrovej reakcie pod vplyvom γ - kvánt (energetických fotónov) sú reakcie typu (γ, n) , (γ, p) a (γ, α) . Reakcia je veľmi podobná fotoefektu, preto sa aj často nazýva jadrovým fotoefektom. Podmienkou, aby sa jadrový fotoefekt mohol uskutočniť, je splnenie nerovnosti

$$E_\gamma > w_n, (w_p, w_\alpha) \quad (9.1)$$

kde w_n, w_p, w_α sú väzbové energie príslušných častíc v danom jadre a E_γ je energia interagujúceho γ - kvanta.

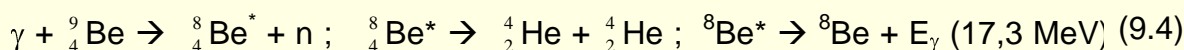
Sú známe dva prípady, keď jadrový fotoefekt sa uskutočňuje pôsobením γ - kvánt, emitovaných rádioaktívnymi jadrami. Prvým prípadom je fotodezintegrácia deutéria)



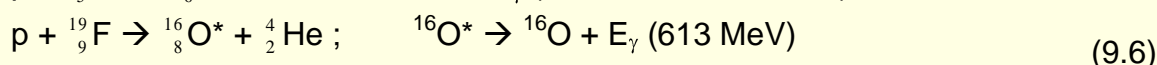
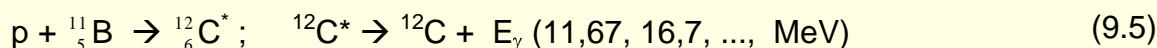
Zdrojom γ - kvánt pri prvom pozorovaní tejto reakcie bol ${}^{208}_{81}\text{Tl}$, ktorý emituje γ - kvantá s energiou $E_\gamma = 2,62$ MeV. Energia emitovaných protónov bola určená experimentálne, $E_p = 0,2$ MeV, a podobná musí byť aj pre neutróny (skoro rovnaká hmotnosť). Táto reakcia umožnila určiť väzbovú energiu deutéria

$$W({}^2_1\text{H}) = E_\gamma (2,62 \text{ MeV}) - E_{kp}(0,2 \text{ MeV}) - E_{kn}(0,2 \text{ MeV}) = 2,22 \text{ MeV} \quad (9.3)$$

Druhým prípadom je reakcia



Zdrojom γ - kvánt bol ${}^{214}_{83}\text{Bi}$ ($E_\gamma = 1,78$ MeV). Vytvorené jadro ${}^8\text{Be}$ je rádioaktívne, ${}^8\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ a pri premene emituje γ -kvantá s energiou $E_\gamma = 17,3$ MeV. Zdrojom energetických γ - kvánt môžu byť aj reakcie protónu s niektorými jadrami:



Veľmi efektívnou metódou produkcie monoenergetických fotónov je bombardovanie terča s nízkym Z zväzkom rýchlych pozitronov s vybranou energiou E_{e^+} . Pri anihilácii pozitronu sa vytvorí zväzok monoenergetických fotónov, ktoré letia smerom dopredu s energiou $E_\gamma \approx E_{e^+}$. Túto metódu možno využiť na produkciu fotónov s energiami do niekoľko desiatok MeV. Fotóny s vyššou energiou možno vytvárať spätným comptonovským rozptylom laserového lúča na

vysokoenergetických elektrónoch, ktoré obiehajú v zásobnom prstenci. Pri energiách elektrónov niekoľko GeV možno vytvárať fotóny s energiami v tej istej oblasti energie.

Systematickým výskumom jadrového fotoefektu sa zistilo, že účinný prierez tejto reakcie lineárne rastie s nábojom jadra, $\sigma_\gamma \approx Z$. Výťažok reakcií (γ,p) a (γ,n) má pomer $Y(\gamma,p) / Y(\gamma,n) \approx 10^{-2}$.

Tento výsledok je v rozpore s Bohrovým modelom zloženého jadra, lebo prítomnosť coulombovskej bariéry by malo silnejšie brániť úniku protónu z jadra. Podľa odhadov uvedený pomer výťažkov by mal byť iba na úrovni $10^{-3} - 10^{-4}$, teda oveľa menší, ako experimentálne nameraná hodnota. Na preklopenie tohto rozporu bola vytvorená hypotéza o priamom vyrazení protónu z jadra γ -kvantom. Pri tomto mechanizme jeden protón na povrchu jadra absorbuje γ -kvantum a vyletí z jadra ešte skôr, než by mohlo dôjsť k rozdeleniu energie medzi ostatné nukleóny v jadre. Maximálna kinetická energia vyrazeného protónu sa rovná $E_{kp} = E_\gamma - w_p$, kde w_p je väzbová energia protónu v jadre.

9.1 GIGANTICKÁ DIPÓLOVÁ ELEKTRICKÁ REZONANCIA JADIER

Generovanie elektrónového brzdného žiarenia na urýchľovačoch umožnilo získať spojité spektrum energií γ -kvánt so zadanou maximálnou energiou. Toto umožnilo ďalší výskum jadrového fotoefektu. Vzhľadom na spojité energetické spektrum γ -kvánt, na získanie údajov pre úzku oblasť energií γ -kvánt bolo nutné urobiť dve merania s rôznymi maximálnymi hodnotami $E_{\gamma,max}$, potom

$$\Delta E_\gamma = E_{\gamma2,max} - E_{\gamma,max} \quad (9.7)$$

Pri vyšetrovaní reakcií (γ,n) a (γ,p) v závislosti od E_γ sa ukázalo, že účinný prierez reakcie (γ,p) a aj (γ,n) rastie pomaly s energiou, počnúc od prahovej hodnoty. Pri $E_\gamma = 10$ MeV je $\sigma \approx 1$ mb (10^{-27} cm²), ale pri $E_\gamma = 15 \div 25$ MeV sa objavuje rezonančné narastanie hodnoty σ ktoré je podobné pre mnohé jadrá. Zvláštnosťou tejto rezonancie je veľká pološírka Γ a pokles rezonančnej hodnoty $E_{\gamma,rez}$ s narastaním nukleónového čísla A a to podľa zákona

$$E_{\gamma,rez} \approx A^{-1/6} \text{ [MeV]} \quad (9.8)$$

Táto závislosť je demonštrovaná príkladmi v Tab. 9.1.

| Reakcia | $E_{\gamma,min}$ MeV | $E_{\gamma,rez}$ MeV | Γ MeV |
|---|-------------------------|-------------------------|-----------------|
| ${}^{12}_6\text{C}(\gamma,n){}^{11}\text{C}$ | 18.7 | 22.4 | 2.8 |
| ${}^{27}_{13}\text{Al}(\gamma,n){}^{26}\text{Al}$ | 14.0 | 19.2 | 4.7 |
| ${}^{27}_{13}\text{Al}(\gamma,p){}^{26}\text{Al}$ | 7.4 | 21.2 | 5.4 |
| ${}^{31}_{15}\text{P}(\gamma,n){}^{30}\text{P}$ | 12.4 | 19.5 | 6.5 |
| ${}^{63}_{29}\text{Cu}(\gamma,n){}^{62}\text{Cu}$ | 10.9 | 17.5 | 6.0 |
| ${}^{109}_{47}\text{Ag}(\gamma,n){}^{109}\text{Ag}$ | 9.3 | 16.0 | 4.8 |
| ${}^{181}_{73}\text{Ta}(\gamma,n){}^{180}\text{Ta}$ | 8.0 | 13.5 | 5.5 |

Tab. 9.1 Príklady gigantických rezonancií.

Z uvedených údajov vidíme, že s narastajúcou hodnotou hmotnostného čísla A dochádza k poklesu polohy rezonančného píku $E_{\gamma,rez}$. Hodnota $E_{\gamma,min}$ súvisí s energiou väzby neutrónu w_n , alebo protónu w_p . Príklady experimentálne nameraných gigantických dipólových rezonancií sú ukázané na obr. 9.1, 9.2 a 9.3.

Veľmi veľká šírka rezonančnej energie - niekoľko MeV - viedlo k pomenovaniu tohto javu ako **gigantická dipólová rezonancia**. Pri hľadaní vysvetlenia tohto javu viacerí fyzici skúmali oscilácie jadra pod vplyvom elektromagnetického poľa γ -kvánt. Dĺžka vlny γ -kvanta s energiou E_γ sa rovná

$$E_\gamma = h\nu = hc/\lambda, \text{ preto } \lambda = hc/E_\gamma = 1,2 \cdot 10^{-10} / E_\gamma, \quad (\lambda[\text{cm}], E_\gamma[\text{MeV}]) \quad (9.9)$$

Pri $E_\gamma = 10 \div 20$ MeV bude $\lambda = (1,2 \div 0,6) \cdot 10^{-11}$ cm, t.j. $\lambda \gg R_j$ (polomer jadra). To znamená toľko, že všetky protóny sa nachádzajú v tej istej fáze elektromagnetického poľa γ -kvanta a elektrický vektor \vec{E} ich bude presúvať na tú istú stranu. Tým dochádza k polarizácii protónovej a neutrónovej časti jadra, ale pod vplyvom pružnej obrátenej sily jadro prejde do opačnej fázy, atď. Ako výsledok jadro vykonáva dipólové oscilácie s frekvenciou

$$\omega = \sqrt{K/M} \quad (9.10)$$

keďže K je koeficient pružnosti a M je hmotnosť jadra. V tomto procese úlohu pružnej obrátene pôsobiacej sily hrá interakcia posunutých nukleónov s ostatnými nukleónmi jadra. Počet posunutých nukleónov je úmerný povrchu jadra, preto $K \approx R^2$, preto

$$\omega = \sqrt{K/M} \approx \sqrt{R^2} / \sqrt{R^3} = 1 / \sqrt{R} = 1 / \sqrt{A^{1/3}} = A^{-1/6} \quad (9.11)$$

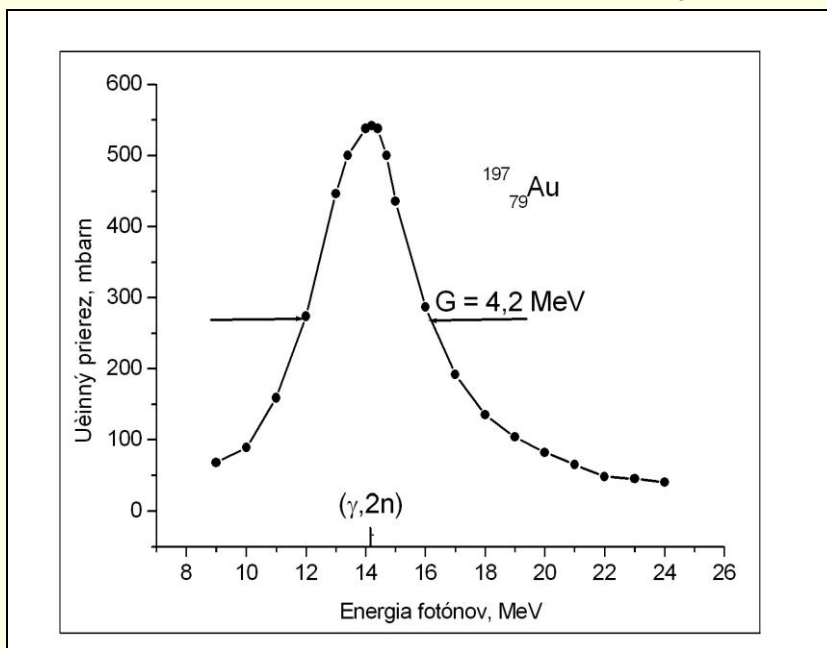
Hodnota koeficientu úmernosti bola stanovená empiricky na 35, t.j.

$$E_{\gamma, \text{rez}} \approx 35 A^{-1/6} \text{ MeV} \quad (9.12)$$

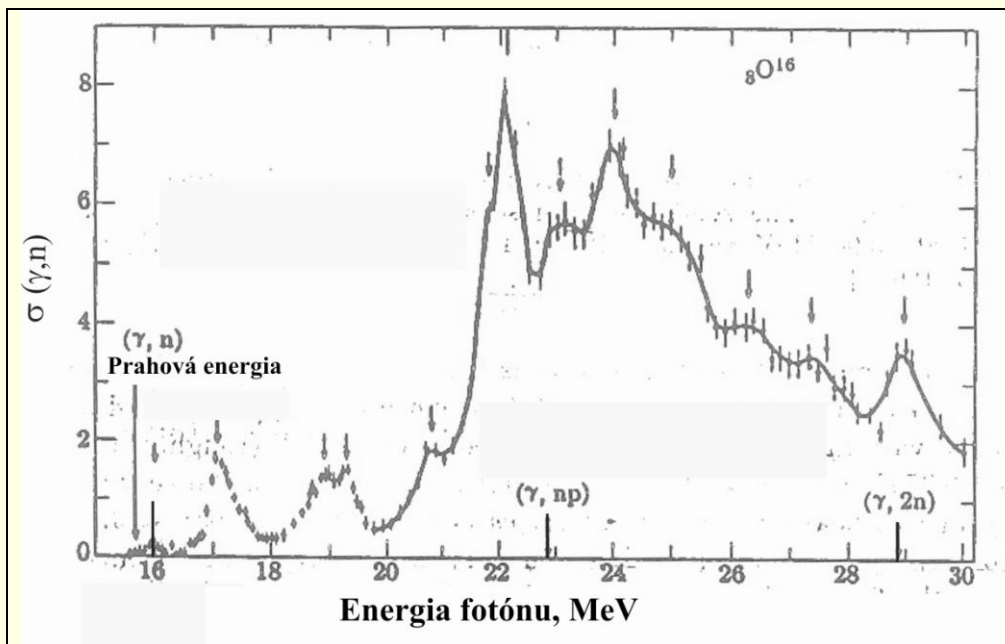
Mechanizmus vzniku gigantických rezonancií sa vysvetľuje rôznymi autormi rôzne, ale základná idea všetkých makroskopických modelov je rovnaká. Líšia sa väčšinou iba v odhade koeficientu pružnosti K pre rôzne oblasti hmotnostného čísla A . Napríklad jedna z predstáv je založená na oscilácii protónovej kvapaliny oproti neutrónovej kvapaline vo vnútri pevného povrchu. Tento prístup dáva pre $E_{\gamma, \text{rez}} \approx A^{-1/3}$. Experimentálna hodnota leží medzi $A^{-1/3}$ a $A^{-1/6}$.

V ďalšej fáze experimentov bola objavená jemná štruktúra gigantických dipólových rezonancií, najmä u ľahkých jadier. Napríklad v závislosti účinného prierezu od energie γ -kvánt v prípade reakcie $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$ boli objavené tri úzke maxima pri energiách 17, 22 a 25 MeV. Táto jemná štruktúra je viazaná s jednočasticovými prechodmi nukleónov medzi vrstvami pri absorpcii γ -kvánt.

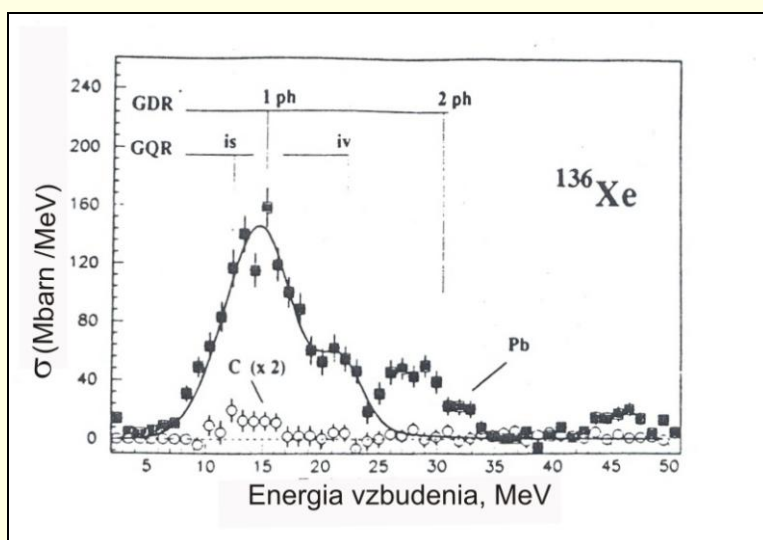
Súčasnú kvantovo – mechanickú (mikroskopickú) výpočty dávajú podstatne lepšie vysvetlenie GDR a vysvetľujú navyše aj závislosť šírky rezonancie Γ_{GDR} .



Obr. 9.1. Účinný prierez fotoneutrónovej reakcie $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-xn}\text{Au}$ do energie fotónov 35 MeV. Na grafe vidno výrazný rezonančný pík pre reakciu $(\gamma, 2n)$, ktorý sa nachádza pri energii fotónov 14 MeV a má účinný prierez 535 mb.



Obr. 9.2. Účinný prierez fotoneutrónovej reakcie $^{16}\text{O}(\gamma, xn)^{16-xn}\text{O}$ do energie fotónov 30 MeV. Na grafe vidno rezonančné píky pre reakcie (γ, n) , (γ, np) a $(\gamma, 2n)$.



Obr.9.3. Experimentálne výsledky vzбудenia jadier ^{136}Xe na terčových jadrách ^{208}Pb (štvorčeky) a na uhlíkovej fólii (prázdne krúžky). Pre lepšie rozlíšenie spektrum pre C-fóliu je vynásované dvojkou. Na grafe sú vyznačené polohy rezonančných energií pre 1γ a 2γ gigantické dipólové rezonancie (GDR) a pre kvadrupólovú rezonanciu (GQR). Plná čiara reprezentuje výsledky výpočtu.

KONTROLNÉ OTÁZKY

20. Vysvetlite mechanizmus vzniku rezonančných kmitov jadra v poli gama kvanta.
21. Prečo nazývame rezonančný charakter interakcie gama kvánt s jadrom gigantickou dipólová elektrickou rezonanciou?



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)