

1

Reacții nucleare de interes pentru aplicații

1.1 Relații cinematice

Pentru scopurile acestui curs, vom simboliza reacția nucleară între un proiectil p cu energia cinetică K_p și o țintă T aflată în repaus, din care rezultă două nuclee (particule) diferite, prin relația

$$p + T \rightarrow R + r \quad (1.1)$$

sau

$$T(p, r)R$$

Pentru cele două corpuri din canalul de ieșire vom utiliza denumirea de produs greu sau nucleu rezidual pentru R și produs ușor sau ejectil pentru r .

Următoarele mărimi se conservă în această reacție:
sarcina electrică:

$$Z_p + Z_T = Z_R + Z_r$$

numărul total de nucleoni:

$$A_p + A_T = A_R + A_r$$

energia totală:

$$E_p + E_T = E_R + E_r$$

$$E_i = K_i + m_i \cdot c^2 \quad (1.2)$$

cu K_i energia cinetică a partenerului "i".
impulsul total:

$$\vec{p}_p + \vec{p}_T = \vec{p}_R + \vec{p}_r$$

Mărimea

$$Q = [(m_p + m_T) - (m_r + m_R)] \cdot c^2 \quad (1.3)$$

se numește *căldură de reacție*. Prin aplicarea legii conservării energiei rezultă

$$Q = (K_R + K_r) - K_p \quad (1.4)$$

De obicei, în cinematica reacțiilor nucleare se utilizează masele *atomilor neutri* (care includ evident și masele electronilor atomici), exprimate în unități atomice de masă (a.m.u.). Este relativ des utilizată valoarea energetică a unității atomice de masă 1a.m.u.= 931.478 MeV/c². În funcție de semnul lui Q , reacțiile nucleare pot fi *exoenergetice* ($Q > 0$) și *endoenergetice* ($Q < 0$). În notațiile din Figura ??, legile de conservare a energiei și a impulsului, în varianta nerelativistă, conduc la următoarea valoare pentru energia cinetică a ejectilului [16]

$$K_r^{1/2} = \frac{(m_p m_r K_p)^{1/2}}{m_r + m_R} \cos(\psi) \pm \frac{\{m_p m_r K_p \cos^2(\psi) + (m_R + m_r)[m_R Q + (m_R - m_p) K_p]\}^{1/2}}{m_r + m_R} \quad (1.5)$$

Pentru reacțiile *exoenergetice* energia K_r are o singură valoare, care scade cu creșterea unghiului Ψ . Prin aplicarea legilor conservării energiei și impulsului, se obține pentru energia cinetică a nucleului rezidual, o expresie similară cu cea din relația (??) în care simbolurile "r" și "R" sunt permutate iar unghiul Ψ este înlocuit cu ξ (în notațiile din Figura ??).

Reacțiile *endoenergetice* se pot produce numai dacă energia proiectilului depășește energia de prag K_{th}

$$K_{th} = -Q \frac{m_R + m_r}{m_R + m_r - m_p} \quad (1.6)$$

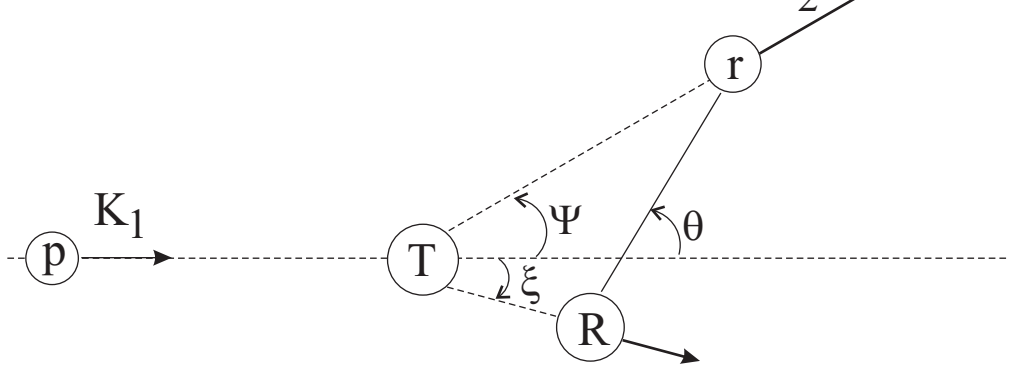


Figure 1.1: Definirea parametrilor utilizați în calculele de cinematică

La prag, particulele emergente sunt emise la 0° . Când energia incidentă crește, ele sunt emise într-un con care se lărgeste gradual până la deschiderea maximă $2\Psi_{max} = 180^\circ$. Ecuația ?? arată că sunt posibile două valori ale energiei K_r corespunzând valorilor \pm . Ambele semne pot fi acceptate numai dacă

$$m_r Q + (m_r - m_p) K_p < 0 \quad (1.7)$$

sau

$$K_p < -Q \frac{m_R}{m_r - m_p} = K_{max} \quad (1.8)$$

Două grupuri de particule cu energii diferite pot fi observate atunci când este îndeplinită condiția

$$K_{th} < K_p < K_{max} \quad (1.9)$$

unghiul de emisie fiind limitat, așa cum se poate observa și din Figura ??b, în domeniul

$$0 < \psi < \psi_{max} \quad (1.10)$$

unde Ψ_{max} se calculează cu ajutorul relației

$$\cos^2 \Psi_{max} = -\frac{m_R + m_r}{m_p m_r K_p} [m_R Q + (m_B - m_p) K_p] \quad (\Psi_{max} < 90^\circ) \quad (1.11)$$

cazul reacțiilor exoenergetice. Atunci când $Q > 0$, ($m_p < m_T$), sau $Q < 0$ dar $K_p > K_{max}$, fiecărei valori a unghiului Ψ îi corespunde numai o singură valoare a energiei particulei emergente ușoare (ejectil) K_r .

În cazurile în care sunt îndeplinite condițiile: $Q < 0$ și $m_p < m_R$, sau $Q > 0$, $m_p > m_R$ și $K_{th} < K_p < K_{max}$, fiecărei valori a unghiului Ψ îi corespund două valori ale energiei particulei emergente K_r , iar unghiul de emisie este limitat $\Psi < \Psi_{max}$.

1.2 Clasificarea reacțiilor nucleare

Interacția dintre proiectilul p și ținta T (care formează *canalul de intrare* al unei reacții nucleare), poate conduce la mai multe canale de ieșire de tipul $r + R$. În funcție de structura canalului de ieșire, se poate face următoarea clasificare a reacțiilor nucleare

Împrăștierea elastică.

În urma împrăștierei (sau ciocnirii) elastice, starea țintei nu se modifică

$$p + T \rightarrow T + p \quad (Q = 0) \quad (1.12)$$

Acest tip de "reacție" este întotdeauna posibil și poate fi indus fie de repulsia Coulomb (caz în care se numește împrăștiere Coulomb sau Rutherford), fie de interacțiile nucleare. Împrăștierea elastică joacă un rol important în cadrul metodelor de analiză a straturilor superficiale, așa cum se va arăta în Capitolul 6.

Împrăștierea inelastică

Împrăștierea inelastică are loc atunci când partenerii de interacție rămân aceiași, dar ținta trece într-o stare excitată

$$p + T \rightarrow T^* + p' \quad (Q < 0) \quad (1.13)$$

Din relația ?? rezultă că energia de prag pentru împrăștierea inelastică este

$$K_{th} \simeq -Q \frac{m_p + m_T}{m_p} \quad (1.14)$$

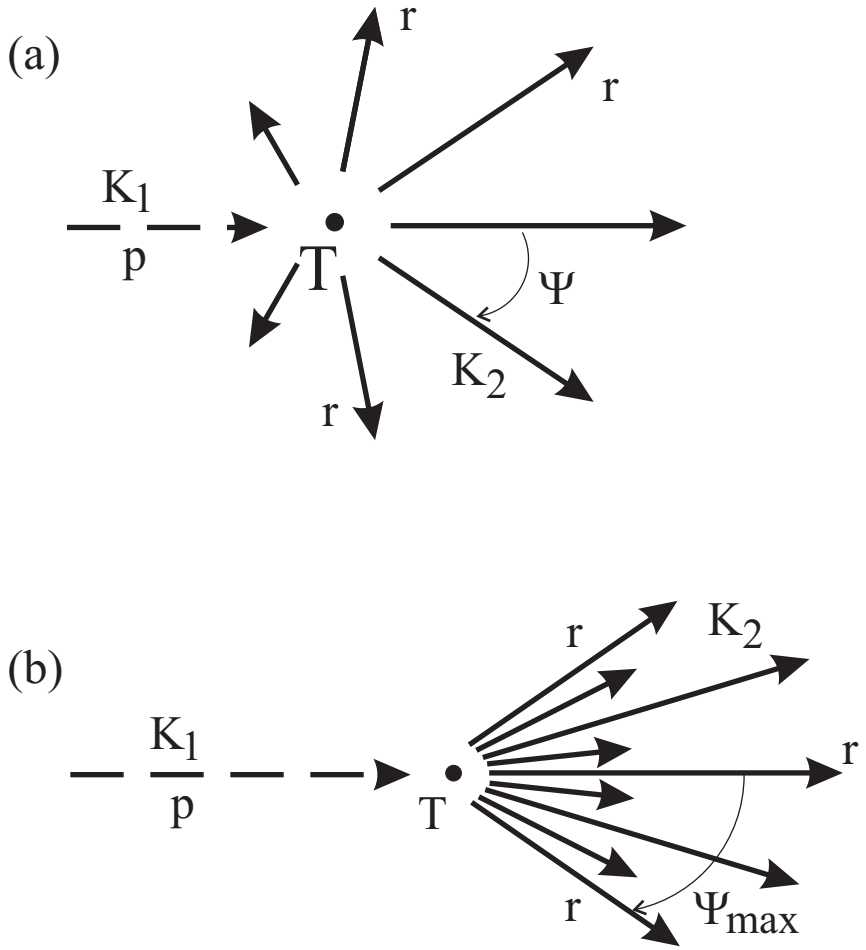
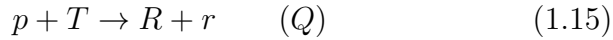


Figure 1.2: Energia ejectilelor în funcție de unghiul de emisie Ψ

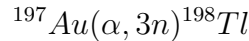
excitată, el se dezexcită de obicei prin emisia unei radiații gamma. În multe cazuri, detecția particulei emergente r este înlocuită prin detecția radiației gamma rezultate în urma împrăștierii inelastice.

Reacții cu rearanjare

Atunci când r și R sunt diferite de p și T , avem de-a face cu procesul de rearanjare nucleară sau reacție nucleară propriuzisă

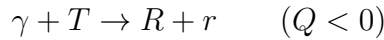


În acest proces numărul total de neutroni și protoni se conservă. Trebuie menționat faptul că în canalul de ieșire al reacției se pot afla mai mult de două particule, cum este spre exemplu reacția



Reacții fotonucleare

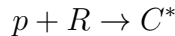
Aceste reacții sunt induse de radiațiile γ cu energie mare



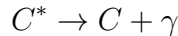
În cele mai multe cazuri este detectată radioactivitatea nucleelor reziduale R în locul detecției ejectilelor r .

Captura radiativă

În procesele de *captură radiativă* proiectilul este captat de nucleul țintă și formează un nucleu compus aflat de cele mai multe ori într-o stare excitată



Nucleul C^* se dezexcită prin emisia de radiații γ



Aceste reacții sunt foarte intense în cazul nucleelor ușoare unde rezultă din procese rezonante. Sunt utilizate în măsurarea profilelor concentrației nucleelor țintă în diverse materiale (vezi Capitolul 8).

Mărimea prin care se caracterizează intensitatea de producere a unei reacții nucleare poartă numele de *secțiune eficace*. Este o mărime care în esență exprimă probabilitatea de producere a unei anumite reacții.

Pentru definirea secțiunii eficace, să considerăm un fascicul de N_0 particule pe secundă, cu energia K_0 , care bombardează o țintă de grosime dx și N_T nuclee pe gram. Pentru simplificare, să presupunem că materialul țintei este monoizotopic, iar grosimea sa se exprimă în unități $g \cdot cm^{-2}$. Numărul de reacții nucleare produse în unitatea de timp în materialul țintei va fi

$$dn = N_0 N_T \sigma dx \quad (1.16)$$

unde σ se numște *secțiune eficace* și este un parametru care exprimă intensitatea reacției nucleare ce are loc.

Probabilitatea ca o particulă din fasciculul incident să inducă o reacție nucleară pe un nucleu țintă este σ . Unitatea sa de măsură este cm^2 , dar în practică se folosește unitatea numită *barn*

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} cm^2$$

În aplicațiile practice se măsoară mărimile dn și N_0 . Dacă se cunoaște secțiunea eficace σ , se poate calcula $N_T dx$ din relația (??). Pentru o țintă subțire de grosime Δx , secțiunea eficace poate fi considerată constantă și se obține pentru numărul total de nuclee ținta expresia

$$N_T \Delta x = \frac{\Delta n}{N_0 \sigma} \quad (1.17)$$

în care Δn este numărul de reacții produse în unitatea de timp în tot volumul țintei.

Pentru determinarea grosimii prin măsurarea ratei reacțiilor nucleare se obține din (??) relația

$$x = \frac{\Delta n}{N_0 \sigma N_T} \quad (1.18)$$

nuclee țintă pe gram. N_T este legat de concentrația c a elementului chimic corespunzător țintei prin relația:

$$N_T = \frac{f_T c}{A_T} \aleph$$

în care

f_T - abundența izotopică a țintei
 c - concentrația în masă a elementului chimic căruia îi aparțin nucleele țintă

A_T - numărul de masă a nucleelor țintei

\aleph - numărul lui Avogadro.

Dacă se măsoara intensitatea particulelor emise într-un anumit unghi solid $d\Omega$ din jurul direcției ψ , se definește secțiunea eficace diferențială

$$\sigma(\psi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.19)$$

care se leagă de secțiunea eficace totală σ prin relația integrală

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\psi) \sin(\psi) d\psi$$

în care $\sigma(\psi)$ exprimă distribuția unghiulară a evenimentelor și are unitatea de măsură *barn/steradian*.

Numărul particulelor înregistrate în unghiul solid $\Delta\Omega$ va fi

$$\Delta n = N_0 x N_T \sigma \Delta\Omega$$

din care rezultă formula practică utilizată în măsurarea grosimilor prin metoda reacțiilor nucleare

$$x = \frac{\Delta n}{N_0 \sigma \Delta\Omega N_T} \quad \text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (1.20)$$

relație care este validă pentru ținte suficient de subțiri încât secțiunea eficace să rămână constantă în grosimea țintei. Secțiunea eficace este un parametru nuclear dependent de energia la care are loc interacția. Din această cauză, pentru ținte groase trebuie considerată schimbarea valorii sale în funcție de adâncimea la care are loc interacția (particulele incidente pierd energie prin ionizări atomice pe măsură ce pătrund în țintă).

încarcate

Dacă notăm cu r distanța dintre nucleul țintă T și proiectilul p , atunci interacția între ele este rezultatul acțiunii comune a potențialului Coulomb (repulsiv) V_C și a potențialului nuclear V_N atractiv. Potențialul Coulomb are expresia binecunoscută

$$V_C = \frac{Z_p Z_T e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.21)$$

Efectele mediate după energie ale forțelor nucleare pot fi descrise cu ajutorul unui potențial efectiv numit *potențial optic* V_N . În forma sa cea mai simplă V_N este o funcție complexă de distanța r , având expresia generică

$$V_N(r) = V_R(r) + iW(r) \quad (1.22)$$

unde $V_R(r)$ este partea reală responsabilă pentru procesele de împrăștierea elastică, iar $W(r)$ este partea imaginară care descrie procesele neelastice [5].

În Sistemul Centrului de Masa (SCM), interacția dintre proiectil și țintă este descrisă de mișcarea unei singure particule având masa egală cu masa redusă μ

$$\mu = \frac{m_p \cdot m_T}{m_p + m_T}$$

cu m_p și m_T fiind masa proiectilului respectiv a țintei. Starea acestui sistem de două particule este descrisă în mecanica cuantică de funcția de undă

$$\psi(\vec{r}) = \psi(r, \theta, \phi) = R(r)Y(\theta, \phi)$$

a cărei componentă radială $R(r)$ este dată de ecuația Schroedinger radială [9]

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E' - V_N - V_C - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right] R = 0 \quad (1.23)$$

în care:

E' - energia totală în SCM

V_C - potențialul Coulomb

$l(l+1)\hbar^2/2\mu r^2$ - bariera centrifugală

l - numărul cuantic orbital ($l=0,1,2,\dots$)

Așadar, pentru ca proiectilul și ținta să intre în contact, trebuie să fie depășită o barieră de potențial efectivă rezultată din suprapunerea celor 3 bariere de potențial: Coulomb, nucleară și centrifugală. Pentru a ajunge în contact, distanța dintre ele trebuie să devină mai mică de

$$r = R_p + R_T \equiv 1.36(A_p^{1/3} + A_T^{1/3}) \text{ Fm}$$

unde R_p și R_T sunt razele nucleare ale proiectilului, respectiv ținte.

Studiul sistematic al secțiunilor eficace a arătat că partea reală a potențialului optic poate fi reprezentată prin funcția

$$V_R(r) = \frac{V_0}{1 + e^{-(r-R)/a_0}} \quad (1.24)$$

Funcția (??) este cunoscută sub numele de potențial Wood-Saxon și are o formă sferic simetrică cu adâncimea V_0 , raza de interacție R și difuzivitatea suprafeței a_0 . Pentru protoni V_0 are o valoare tipică de -55 MeV, R este aproximativ egală cu raza nucleului țintă iar $a_0 \simeq 0.5$ Fm.

Potențialul electrostatic este potențialul Coulomb al unei sfere uniform încărcate electric [5]

$$V_C(r) = \frac{Z_p Z_T e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad r \geq R$$
$$V_C(r) = \frac{Z_p Z_T e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad r \leq R \quad (1.25)$$

Potențialul centrifugal depinde de momentul cinetic orbital l prin relația [9]

$$V_{centr} = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad r > R \quad (1.26)$$

Pentru particulele încărcate cu energie cinetică mică, potențialul Coulomb joacă rolul dominant și dacă energia totală este mai mică

făcând țintele ușoare unde domină fenomenele rezonante, prezentate în paragraful care urmează. În sistemul de referință al laboratorului, înălțimea barierei Coulomb este dată de expresia

$$B_C = \frac{m_p + m_T}{m_T} \frac{Z_p Z_T e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})} \quad (1.27)$$

condiția unei împrăștieri Coulomb pure fiind $K_p \ll B_C$.

Soluția ecuației radiale este cea care determină valoarea secțiunii eficace. Pentru cazul în care energia proiectilelor este mult mai mică decât bariera Coulomb, se obține cunoscuta formulă Rutherford pentru valoarea secțiunii eficace de împrăștiere la un unghi ψ [9]

$$\sigma(\psi) = 1.296 \left(\frac{Z_p Z_T}{K_p} \right)^2 \left[\frac{1}{\sin^4(\psi/2)} - 2 \frac{m_p}{m_T} \right]^2 \text{ mb/str} \quad (1.28)$$

în care proiectilul și ținta nu sunt particule identice iar $m_p \ll m_T$. În cazul în care condiția $K_p \ll B_C$ nu este îndeplinită, trebuie rezolvată numeric ecuația (??) folosind codurile numerice de model optic [5]. Aceste calcule nu descriu însă fluctuațiile în secțiunea eficace datorate efectelor de nucleu compus ci numai o valoare globală a secțiunilor de împrăștiere și de absorbție.

1.5 Rezonanțe

Interacția dintre proiectil și țintă conduce cu o anumită probabilitate la formarea nucleului compus pentru care vom utiliza simbolul C^* . Stările excitate din acest sistem compus sunt acelea care determină apariția rezonanțelor în secțiunea eficace. Dependența de energie a secțiunii eficace de reacție în zona rezonanțelor este dată de formula Breit-Wigner uni-nivel

$$\sigma(E) \simeq \frac{1}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.29)$$

care descrie o rezonanță izolată. E_R este energia rezonanței iar Γ lărgimea sa la semiînălțime. Aceste două mărimi sunt parametrii

unele tabele sunt prezentați parametrii rezonanței în sistemul centrului de masă (SCM), care legați de parametrii în sistemul laboratorului prin relațiile [10]

$$E_R = E'_R \frac{m_p + m_T}{m_T} \quad (1.30)$$

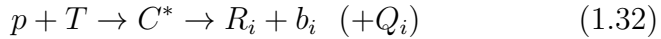
$$\Gamma = \Gamma' \frac{m_p + m_T}{m_T} \quad (1.31)$$

unde E'_R și Γ' sunt parametrii rezonanței în sistemul centrului de masă.

Energia de excitație a nucleului compus C^* este egală cu suma dintre energia cinetică disponibilă în S.C.M. (K'_R) și energia de legătura Q_C a proiectilului în sistemul compus.

$$E_C^* = K'_R + Q_C$$

După formare, nucleul compus se poate dezintegra în diferite canale de reacție permise de legile de conservare, cu emisie de particule, radiații gamma, etc.. Dacă notăm cu b_0, b_1, b_2, \dots diversele canale de dezintegrare a nucleului compus, atunci procesul



va fi caracterizat de lărgimea parțială Γ_{b_i} și va avea probabilitatea de producere Γ_{b_i}/Γ cu proprietatea că

$$\sum_i \Gamma_{b_i} = \Gamma$$

Secțiunea totală pentru reacție ?? va fi [10]

$$\sigma_{p,b_i} = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_p \Gamma_{b_i}}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.33)$$

unde g este *factorul statistic* definit prin

$$g = \frac{2J + 1}{(2s + 1)(2i + 1)}$$

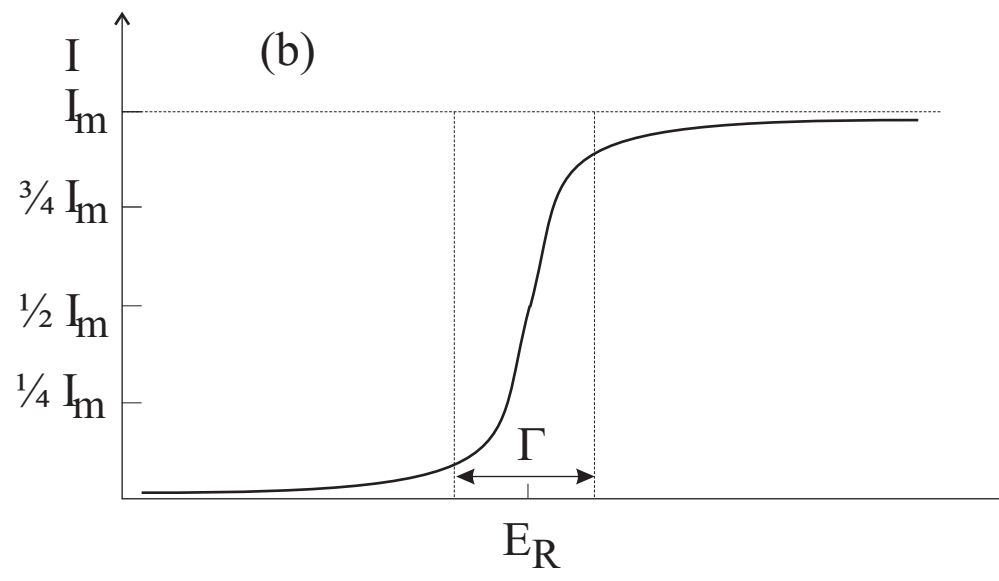
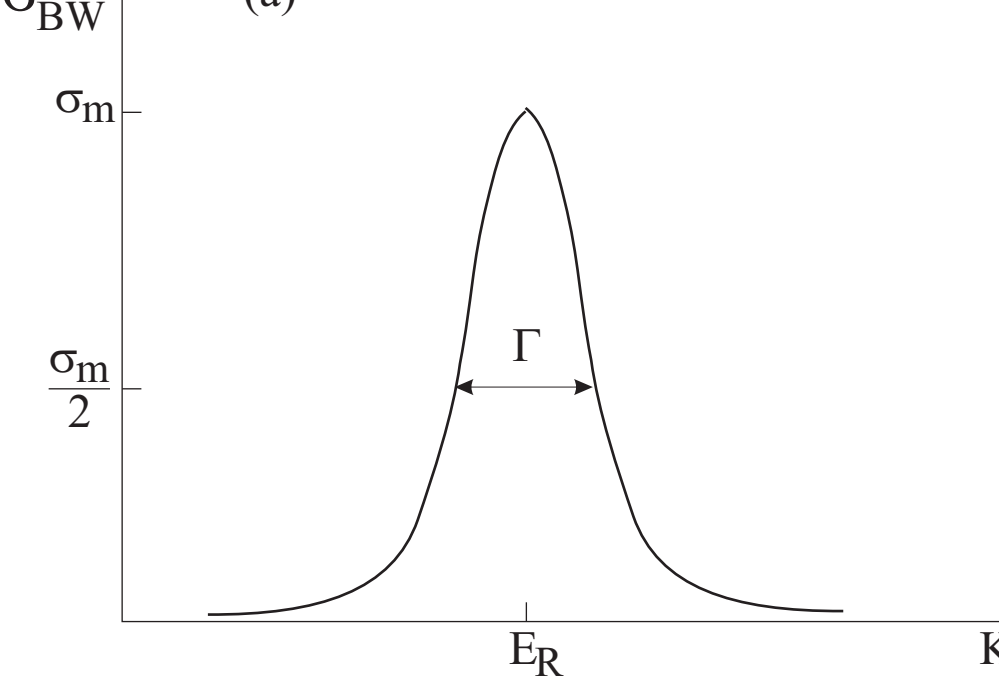


Figure 1.3: Parametrii unei rezonanțe izolate Breit-Wigner

compus (în starea excitată), proiectil și respectiv nucleul țintă. Determinarea parametrilor unei rezonanțe este simplă atunci când lărgimea energetică a fasciculului incident este mai mică decât lărgimea totală Γ a rezonanței. În acest caz aria A_i^R cuprinsă sub curba de rezonanță poate fi măsurată și comparată cu expresia teoretică

$$A_i^R = \int_0^\infty \sigma_{p,b_i} dE = \pi\lambda^2 g \Gamma_p \Gamma_{b_i} \int_0^\infty \frac{1}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} dE \quad (1.34)$$

și poate fi evaluată analitic în cazul aproximației realiste

$$E_R \geq \frac{\Gamma}{2}, \quad \text{arctg}\left(\frac{-2E_R}{\Gamma}\right) \simeq -\frac{\pi}{2}$$

conducând la

$$A_R^i = 2\pi^2 \lambda^2 g \frac{\Gamma_p \Gamma_{b_i}}{\Gamma} \quad \text{barn} \cdot \text{MeV} \quad (1.35)$$

Din formula (??) se poate observa faptul că atunci când Γ este mic (≈ 1 keV) produsul

$$(2J + 1) \frac{\Gamma_p \Gamma_{b_i}}{\Gamma}$$

care este de obicei tabelat [10] este proporțional cu secțiunea integrală pe rezonanță. Această cantitate este folosită pentru estimarea sensibilității unei reacții rezonante utilizate în determinarea profilului de concentrație a nucleelor de interes în adâncimea țintei. În Figura ?? este prezentată schematic o curbă de tip Breit-Wigner (a) și integrala sa (b). Pentru o reacție nucleară rezonantă, distribuția unghiulară $\sigma(\psi)$ a produșilor de reacție are o formă dependentă de valorile momentelor cinetice orbitale implicate. Se poate însă arăta [10] că în toate cazurile ea este simetrică față de 90° în SCM. Prin creșterea energiei de excitație, crește lărgimea Γ a nivelelor nucleului compus și densitatea nivelelor nucleare. Acest lucru face ca la o anumită energie de excitație să fie mai multe rezonanțe suprapuse care contribuie la valoarea secțiunii eficace, aceasta având o dependență netedă de energie,

($Z > 20$), rezonanțele sunt mult mai dificil de observat din cauza repulsiei Coulomb puternice care inhibă secțiune eficace de formare.

1.6 Mecanisme de reacție

O reacție nucleară poate fi înțeleasă ca fiind o suprapunere de procese mai simple pentru care există o reprezentare în cadrul unor *mecanisme de reacție*. Structura acestui amestec depinde de natura nucleelor ținta și proiectil și de energia cinetică a proiectilului. Mecanismele de reacție sunt modele fizice simple pentru cazurile extreme de evoluție a unor reacții nucleare.

Primul model de reacție a fost propus de Bohr în anul 1936. El consideră doi pași în evoluția unei reacții nucleare: formarea unui *nucleu compus* C apoi descompunerea acestuia în produșii de reacție R și r



unde C^* semnifică starea excitată a nucleului compus C . Toate reacțiile rezonante descrise în paragrafele anterioare evoluează prin acest mecanism. Ipoteza principală a modelului de nucleu compus este aceea că nucleul C^* ”uită” modul în care a fost format, mai puțin faptul că are loc conservarea energiei, a parității, a momentului cinetic și a impulsului, alături de conservarea numărului de nucleoni (la energii nerelativiste). Dezintegrarea lui C^* depinde numai de proprietățile lui C^* și nu depinde de modul în care a fost format. La energii mici de excitație (mai mici ca 1 MeV pentru nucleele ușoare) nucleul compus se formează în stări de excitație din zona discretă a spectrului, producând apariția de rezonanțe în secțiunea eficace. Odată cu creșterea energiei, densitatea rezonanțelor crește foarte mult, ele se suprapun și formează un continuum care poate fi tratat cu metode statistice. Nucleul compus se formează cu o secțiune eficace dată de [10]

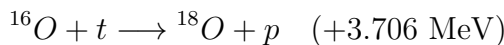
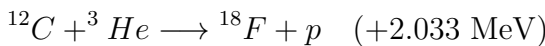
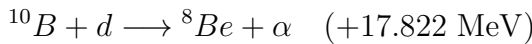
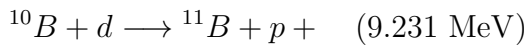
$$\sigma_r \simeq \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) T_l(K_p) \quad (1.36)$$

fiecare energie K_p a particulelor incidente cu ajutorul modelului optic [11]. Ei exprimă probabilitatea ca la interacția proiectilului p cu ținta R (având momentul cinetic orbital $l\hbar$) să se formeze nucleul compus. Procesul de formare a nucleului compus este în competiție cu procesele directe. Evaporarea particulelor din nucleul compus este în multe privințe un proces asemănător evaporării moleculelor dintr-un lichid ajuns la fierbere. Spre exemplu, spectrul neutronilor emiși dintr-un nucleu compus înalt excitat are în sistemul de referință al centrului de masă o distribuție Maxwell tipică

$$\frac{dn}{dK_r'} \sim K_r' e^{-\frac{K_r'}{\tau_C}} \quad (1.37)$$

unde K_r' este energia cinetică (în S.C.M.) a neutronului evaporat din nucleul C^* iar τ_C este un parametru numit temperatură nucleară prin analogie cu teoria cinetico-moleculară.

Alt mod de evoluție a unei reacții este prin mecanismul de *interacție directă*, în care nu se formează o stare intermediară de echilibru al ansamblului țintă-proiectil. În acest caz, proiectilul interacționează doar cu câțiva nucleoni din țintă pentru un timp comparabil cu timpul necesar proiectilului pentru parcurgerea diametrului nuclear al țintei. Evident acest timp este mult mai scurt decât cel necesar formării și dezintegrării nucleului compus. Secțiunea eficace pentru procesele directe are o dependență netedă de energia proiectilului [5]. Proiectile complexe cu energie de legătură redusă cum sunt spre exemplu deuteronii (d), tritonii (t) sau (3He) pot induce reacții nucleare la energii mai mici decât bariera Coulomb printr-un mecanism de *stripping* care este un proces de interacție directă. Următoarele reacții au adesea aplicații analitice prin detecția protonilor, a particulelor alfa sau a neutronilor



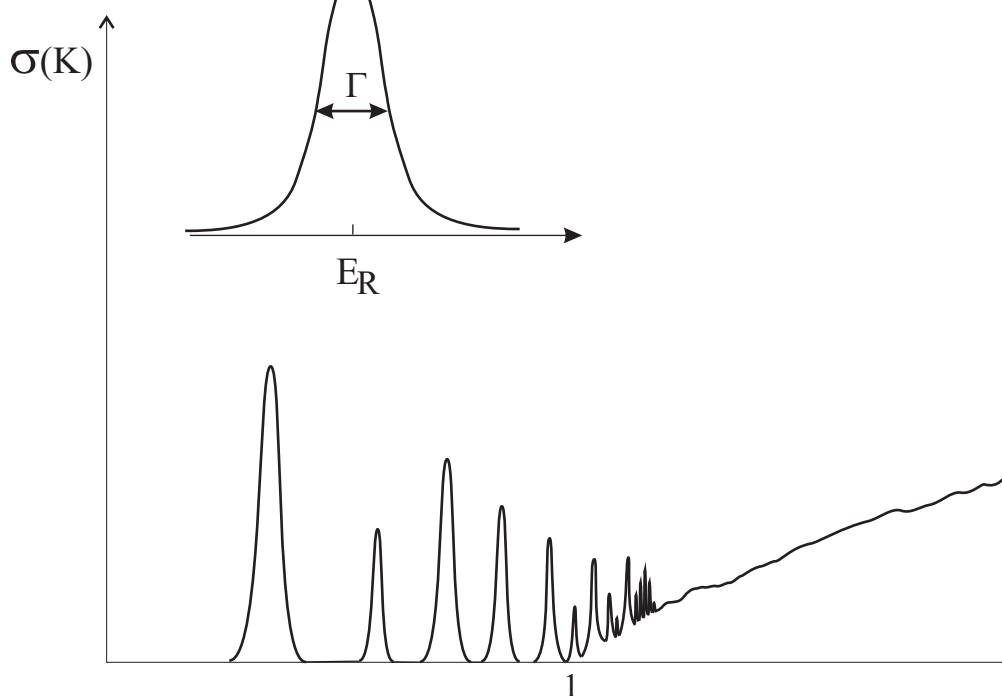


Figure 1.4: Dependența secțiunii eficace de energie pentru o țintă ușoară

toate valorile Q corespunzând stării fundamentale a nucleului rezidual. Secțiunile eficace pentru aceste reacții sunt mici în comparație cu secțiunile eficace de nucleu compus - ele având valori tipice în domeniul de la 1 la 100 mb.

Deși există multe rezultate experimentale ce pot fi explicate numai prin folosirea unuia dintre cele două mecanisme discutate anterior, înțelegerea simultană a dependenței de energie a secțiunii de reacție (funcția de excitație), a distribuției unghiulare și energetice a produșilor emergenți se poate face numai prin considerarea simultană a mai multor mecanisme de reacție.

Bibliography

- [1] I.M. Popescu, *Fizică, vol. I (1982), vol. II (1983)*, Editura Didactică și Pedagogică - București
- [2] A.H. Wapstra, G. Audi and R. Hoekstra, *Atomic and Nuclear Data Tables 39 (1988)* 1988
- [3] K. Heyde, *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, Institute of Physics Publishing, London (1994)
- [4] W. Greiner, J.A. Maruhn, *Nuclear Models*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1996
- [5] G. Vlăducă, *Elemente de Fizică Nucleară*, partea I (1988), partea a II-a (1990), Tipografia Universității București
- [6] J. Kantele, *Handbook of Nuclear Spectrometry*, Academic Press Limited 1995
- [7] E. Segree, *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin, Inc., Reading, Massachusetts 1977
- [8] C.M. Lederer, V.S. Shirley (eds), *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons, New York 1987
- [9] A. Messiah, *Mecanică Cuantică*, Editura Științifică, București 1974
- [10] G. Deconninck, *Introduction to Radioanalytical Physics*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam 1978
- [11] A. Berinde, G. Vlăducă, *Reacții Nucleare Neutronice în Reactor*, Editura Tehnică, București 1978

- ciples*, Romanian Reports in Physics, vol.46, no.4, p.259-281 (1994)
- [13] S. Râpeanu, I. Pădureanu, I. Cristian, V. Cuculeanu, Gh. Rotărescu, M. Avrigeanu, *Tehnici și Măsuări la Reactorii Nucleari*, Editura Academiei, București 1983
- [14] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc., New York 1989
- [15] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Krieger, New York 1982
- [16] P. Marmier, E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press Inc. New York and London, 1971
- [17] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics, 2nd Ed.*, John Wiley & Sons, New York 1975
- [18] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1987, 1994
- [19] N. Tsoulfanidis, *Measurement and Detection of Radiation*, Taylor & Francis, 1984
- [20] H.A. Bethe, J. Ashkin, *Passage of Radiations through Matter*, in *Experimental Nuclear Physics*, Vol.1, ed. by E.Segree, John Wiley & Sons, New York, N.Y. 1953
- [21] S.P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. 52, 121 (1980)
- [22] F. Fano, *Penetration of Protons, Alpha Particles and Mesons*, Annual Review of Nuclear Science, v.13, p.1-66 (1963)
- [23] E.M. Abramovitz, I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publ. Inc. New York (1965)
- [24] L.C. Northcliffe and R.F. Schiling, Nuclear Data Tables A7,233(1970)

- tons and mesons: *Tabulations of Vavilov Distribution*", in National Academy of Sciences Publication 1133, Nuclear Science Series Report No.39 (1964)
- [26] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed., Oxford Univ. Press (Clarendon), London and New York 1954
- [27] J.F. Ziegler and W.K. Chu, "*Stopping Cross Sections and Backscattering Factors for ^4He Ions in Matter*", Atomic Data and Nuclear Data Tables v.13, p.463 (1974)
- [28] P.A.M. Dirac, Proc. Royal Soc. v.126,p.361 (1930)
- [29] A.T. Steward, L.O. Roelling, *Positron Annihilation*, Academic Press, New York (1967)
- [30] P. Hantojarvi, A. Vehanen, *Applications of positron annihilation*, AIEA Conference (1978)
- [31] G.L. Brownell, C.A. Burnham, in *Instrumentation in Nuclear Medicine*, Vol.2, p.135, Academic Press, New York (1974)
- [32] M. Alonso, E. Finn, *Physics*, Addison - Wesley Publishing Company, 1992
- [33] A. Septier (ed.) *Focusing of Charged Particles*, Academic Press, New York 1967
- [34] E. Rodean, *Aparate și metode de măsură, analiză și control cu radiații*, Editura Academiei, București, 1986
- [35] E. Ligeon, M. Bruel, A.Bonetemps, "*Analyse du Phosphore dans le Silicium par Reactions Nucleaires*", Journal of Radioanalytical Chemistry v.16,p.537 (1973)
- [36] J. H. Fremlin, *Applications of Nuclear Physics*, The English Universities Press Limited, London (1964)
- [37] P. Theodorsson, *Measurement of Weak radioactivity*, World Scientific Co.,1996

John Wiley & Sons, New York, 1990

- [39] R. Muller, *Science*, v.196, p.489 (1977)
- [40] M. Ivascu et al. *Accelerator Mass Spectrometry - Applications*
Romanian Reports in Physics, vol.46, no.4, p.283 (1994)
- [41] R.P. Gardner, R.L. Ely, *Radioisotope Measurement - Applications in Engineering*, Reinhold Publishing Co. New York
1967