

1

Metode de analiză bazate pe detecția particulelor încărcate și a neutronilor

1.1 Introducere

Categoria de metode prezentate în continuare se bazează pe detecția *în timpul iradierii* a particulelor încărcate sau a neutronilor produși în reacțiile nucleare. Aceste metode își găsesc cea mai largă aplicație în analiza elementelor ușoare, pentru care reacțiile nucleare utilizate au valori $Q > 0$ și secțiuni eficace ridicate. În principiu, orice tip de reacție poate fi utilizat, dar cu creșterea energiei proiectilelor crește și numărul canalelor de ieșire, făcând dificilă interpretarea spectrelor particulelor emergente. Din acest motiv, majoritatea aplicațiilor utilizează ca proiectil particule usoare (p, d, t, α) de energie mică (0.1 MeV - 3 MeV).

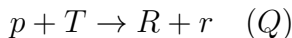
În cazul probelor subțiri, selectivitatea metodei este condiționată doar de performanțele sistemului de detecție. Pentru probele groase, selectivitatea este condiționată de detector dar, în egală măsură și de degradarea spectrului prin interacția particulelor cu materialul probei. Alegând în mod convenabil condițiile experimentale în funcție de căldura de reacție și de cinematică, se poate optimiza selectivitatea și sensibilitatea experimentelor.

Sensibilitatea acestor metode este mare în cazul elementelor

1.2 Secțiuni eficace ale reacțiilor de interes pentru aplicații

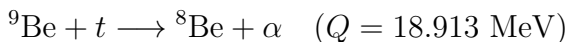
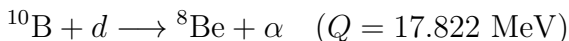
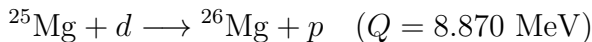
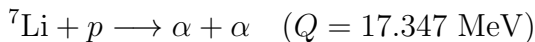
1.2.1 Reacții nucleare cu rearanjare

În această categorie intră toate reacțiile de tipul:



în care proiectilul p și particula emergentă r sunt specii nucleare distincte. Prezentarea lor a fost făcută pe scurt în Capitolul 3.

În metodele experimentale discutate în acest capitol, se detectează tipul particulelor emergente, distribuția lor unghiulară și energetică. Căldura de reacție Q este un parametru care determină energia necesară proiectilului pentru a se produce reacția. Valori mari ale lui Q sunt observate pentru reacțiile (p, α) , (d, p) , (d, α) , (d, n) , (t, p) și (t, α) atunci când ținta este un nucleu ușor. Exemple de reacții cu rearanjare de interes aplicativ sunt



1.2.2 Reacții (p, n)

Reacțiile (p, n) se produc cu secțiuni eficace mare atunci când ținta T și nucleul rezidual R sunt nuclee oglindă. În scopuri aplicative, cele mai importante reacții sunt ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$ și ${}^{13}\text{C}(p, n){}^{13}\text{N}$. Toate aceste reacții au călduri de reacție Q negative, așadar sunt reacții cu prag. Atunci când

rapid, deoarece neutronii au energii mici, deci penetrabilitate mare prin bariera centrifugală ($l=0$). Cinematica reacțiilor cu prag a fost prezentată în Capitolul 3. Pentru energii ale protonilor mai mici decât K_{\max} , sunt emise două grupe de neutroni pe direcția înainte. Deasupra acestei valori, se emite o singură grupă energetică de neutroni. Când energia protonilor incidenti crește în continuare, este populată cu probabilitate crescândă prima stare excitată a nucleului rezidual și, corespunzător, este emis un nou grup energetic de neutroni. Aceasta comportare poate fi reprezentată prin următoarele relații

$$K_0 > K_0^{prag} : T + p \rightarrow R + n_0 \quad (Q) \quad \text{starea fundamentală}$$

$$K_0 > K_1^{prag} : T + p \rightarrow R^* + n_1 \quad (Q_1) \quad \text{prima stare excitată}$$

în care energiile de prag au expresiile (vezi Capitolul 3)

$$\begin{aligned} K_0^{prag} &= -Q \frac{m_T + 1}{m_T} \\ K_1^{prag} &= -Q_1 \frac{m_T + 1}{m_T} \end{aligned} \quad (1.1)$$

În relațiile de mai sus s-au folosit aproximațiile $m_R = m_R^*$ și $m_n = m_p = 1$ unde prin m_R s-a notat masa nucleului rezidual R în starea fundamentală iar m_R^* este masa aceluiași nucleu aflat în prima stare excitată.

1.2.3 Reacții de stripping și pick-up

Reacția (d, p) este un tip particular de reacție cu rearanjare. Neutronul este captat de către nucleul țintă, iar protonul rămâne în afara suprafeței nucleare și își continuă mișcarea preferențial pe direcția înainte, fiind "îneecat" în fondul fasciculului incident. Acest proces este numit "stripare a deuterului" și are secțiune semnificativă chiar la energii incidente mai mici de 3 MeV și în nucleele de masă medie. Este un proces interesant pentru analiza urmelor de masă medie, pentru care bariera Coulomb reduce secțiunile altor reacții posibile. Datorită faptului că deuterul

aceste reacții evoluează printr-un mecanism *direct* chiar la energii mai mici decât bariera Coulomb. Aceasta afirmație nu mai este valabilă pentru reacțiile de stripping induse de proiectile puternic legate, cum este (α, p) .

Procesele în care câțiva nucleoni sunt "culeși" din țintă de către proiectil, poartă numele de *pick-up*. Exemple de reacții de pick-up sunt: (d, α) și (t, α) . Aceste reacții prezintă atât componente de mecanism de interacție directă cât și de nucleu compus. Secțiunile lor eficace sunt reduse pentru proiectile cu energii mici ($K < 3$ MeV) și ținte grele datorită faptului că un cluster de tip α sau t trebuie să penetreze bariera Coulomb. Din acest punct de vedere, aplicabilitatea lor este limitată la analizele impurităților cu numărul atomic $Z < 15$.

1.3 Consecințe ale cinematicii de reacție

Cinematica reacțiilor cu rearanjare de tipul $T(p, r)R$ este descrisă în Capitolul 3. Formula (??) exprimă dependentă energiei particulelor rezultante "r" de parametrii: (i). energia incidenta K_1 , (ii). căldura de reacție Q_i , (iii). unghiul ψ dintre direcția fasciculului incident și cea a particulei emergente "r", (iv) masa țintei M . Particularizată pentru reacții de interes, ea are următoarele expresii:

reacția (d, p)

$$K_p^{1/2} = \frac{\sqrt{2K_1} \cos(\psi) \pm \sqrt{2K_1 \cos^2(\psi) + (M+2)[(M+1)Q_i + (M-1)K_1]}}{M+2} \quad (1.2)$$

reacția (p, α)

$$K_\alpha^{1/2} = \frac{\sqrt{4K_1} \cos(\psi) \pm \sqrt{2K_1 \cos^2(\psi) + (M+21)[(M-3)Q_i + (M-4)K_1]}}{M+1} \quad (1.3)$$

reacția (d, α)

$$K_{\alpha}^{1/2} = \frac{2\sqrt{2K_1} \cos(\psi) \pm \sqrt{8K_1 \cos^2(\psi) + (M+2)[(M-2)Q_i + (M-4)K_1]}}{M+2} \quad (1.4)$$

reacția (t, p)

$$K_p^{1/2} = \frac{\sqrt{3K_1} \cos(\psi) \pm \sqrt{3K_1 \cos^2(\psi) + (M+3)[(M+2)Q_i + (M-1)K_1]}}{M+3} \quad (1.5)$$

reacția (t, α)

$$K_{\alpha}^{1/2} = \frac{3\sqrt{2K_1} \cos(\psi) \pm \sqrt{12K_1 \cos^2(\psi) + (M+3)[(M-1)Q_i + (M-4)K_1]}}{M+3} \quad (1.6)$$

reacția (α, p)

$$K_p^{1/2} = \frac{2\sqrt{K_1} \cos(\psi) \pm \sqrt{4K_1 \cos^2(\psi) + (M+4)[(M+3)Q_i + (M-1)K_1]}}{M+4} \quad (1.7)$$

reacția (p, n)

$$K_n^{1/2} = \frac{\sqrt{K_1} \cos(\psi) \pm \sqrt{K_1 \cos^2(\psi) + (M+1)[MQ_i + (M-1)K_1]}}{M+1} \quad (1.8)$$

Deoarece este important să se deosebească diferitele grupe energetice de particule emergente, din relațiile cinematice anterioare rezultă următoarele reguli generale, valabile pentru reacțiile induse de proiectile cu energie joasă ($K_1 < 3$ MeV):

- Energia particulei emergente scade cu creșterea unghiului de detecție (pentru $K > K_{max}$).
- Pentru reacțiile (d, p) și valori Q mari, energia protonilor emergenți are o dependență unghiulară slabă.

α au o dependență unghiulară puternică.

- Dependența unghiulară a energiilor particulelor emergente din reacțiile induse pe ținte ușoare este mai puternică.
- Discriminarea energetică a particulelor emergente se face mai ușor atunci când căldura de reacție corespunzătoare primului nivel excitat (Q_1) este mult diferită de cea corespunzătoare stării fundamentale (Q). Acest fapt este important în determinarea profilului de concentrație în adâncime. Efectele de interferență (alte reacții care conduc la aceeași particulă emergentă) pot fi eliminate prin modificarea unghiului de detecție sau a energiei incidente.

Datorită dependenței unghiulare a energiei produșilor de reacție, alegerea unei acceptanțe unghiulare convenabile pentru detector este foarte importantă. Efectul dimensiunilor finite ale spotului fasciculului pe țintă, combinat cu diametrul finit al detectorului, conduc la necesitatea considerării unei anumite distribuții în variabila unghi de detecție. Corespunzător, va apare o distribuție în energia produșilor de reacție care ajung în detector. Dispersia energiei lor cinetice ΔK_r este dată de relația

$$\Delta K_r \simeq \left(\frac{\partial K_r}{\partial \psi} \right) \Delta \psi \quad (1.9)$$

Deoarece pentru împrăștierea elastică, expresia anterioară are un minim pentru unghiuri mari de împrăștiere ($\psi \simeq 180^\circ$), efectele împrăstierii în energie sunt reduse pentru împrăștierea pe direcția înapoi.

În anumite aplicații nucleul țintă este foarte ușor (e.g. hidrogen) sau proiectilul este foarte greu (ion greu) având îndeplinită condiția: $m_p > m_T$. Atunci pentru reacția $T(p, r)R$ energia de prag rezultă din expresia (??) particularizată pentru cazul

$$m_p + m_T \simeq m_r + m_R$$

$$K_{prag} \simeq -Q \frac{m_p + m_T}{m_T} \quad \text{daca} \quad Q < 0$$

grupe de particule sunt emise într-un con îngust la unghiuri înainte atunci când $K < K_{max}$ unde

$$K_{max} = -Q \frac{m_R}{m_R - m_a} \quad (1.10)$$

Aplicație.

Hidrogenul în metalele grele poate fi analizat prin reacția nucleară $t(p, n)^3He$ ($Q=-0.7638$ MeV). Fasciculul de tritoni provenit de la un accelerator de particule bombardează proba de investigat și sunt detectați neutronii. Datorită naturii partenerilor de reacție avem adevărate următoarele aproximații

$$m_T \simeq 1, \quad m_{proiectil} \simeq 3, \quad m_r \simeq 1, \quad m_R \simeq 3$$

și

$$m_{proiectil} - m_R = 0.00002$$

care introduse în (??) și (??) conduc la următoarele valori pentru energiile de prag și maximă

$$K_{prag} = 3.056 \text{ MeV}, \quad K_{max} = 1.1 \cdot 10^5 \text{ MeV} \simeq \infty$$

așadar sunt emise două grupe de neutroni la unghiul înainte atunci când energia tritonilor incidenti depășește energia de prag (3.056 MeV). La prag, cele două grupe de neutroni emise la 0 grade au aceeași energie $K_n = 0.573$ MeV.

1.4 Emisia de neutroni.

de zbor. Spre exemplu bombardarea unei ținte subțiri de litiu cu protoni de 2.5 MeV produce două grupe de neutroni n_0 și n_1 cu timpi de zbor diferiți

Spectroscopia neutronilor rapizi pune în general probleme dificile pentru detecție. Metoda consacrată este aceea a timpului de

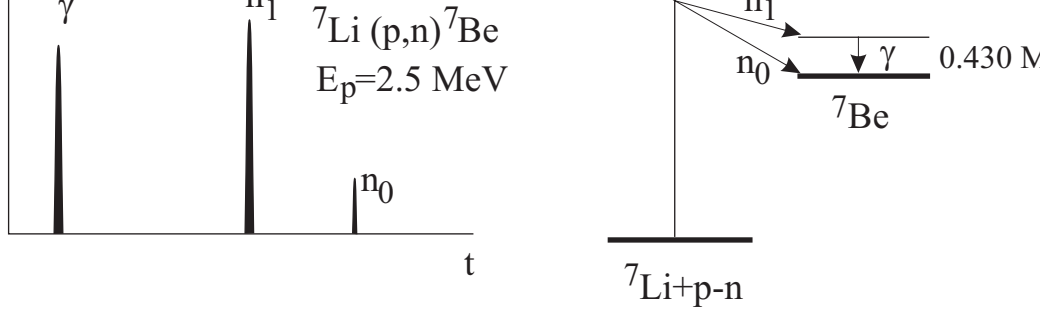


Figure 1.1: Detectia neutronilor rapizi din reactia (p,n) prin metoda timpului de zbor. Spre exemplu bombardarea unei ținte subțiri de litiu cu protoni de 2.5 MeV produce doua grupe de neutroni n_0 și n_1 cu timpi de zbor diferiți

zbor. Atunci când neutronii provin de la un reactor nuclear este necesară construcția unui sistem de obturare periodică (chopper) care poate fi unul din următoarele tipuri [13]:

- (i). chopper cu fante drepte
- (ii). chopper cu fante curbe
- (iii). cristal rotitor

Pulsurile obținute prin acțiunea mecanismului obtuator sunt analizate în funcție de timpul necesar să ajungă de la sursă la detector.

În cazul generării neutronilor prin reacții nucleare la un accelerador de particule electrostatic (Van de Graaff) construcția unui dispozitiv de pulasare a fascicului se face pe porțiunea dintre sursa de ioni și zona de accelerare sub înaltă tensiune (vezi secțiunea 4.3). Grupele de neutroni care părăsesc ținta sunt selectate prin măsuratori de viteze. Timpul de zbor între țintă și detector este înregistrat cu o precizie foarte mare (în mod curent $\delta t \simeq 2 \text{ nsec}$). Neutronii proveniți din reacțiile (p, n) , (p, α) pot fi selectați și folosiți pentru analiză. Secțiunea eficace este maximă la 0 grade. În cazul neutronilor sunt relativ simple măsurătorile pe direcția înainte, chiar și pentru ținte groase datorită puterii lor mari de penetrare. Detectorul este poziționat pe axa fascicului la o distanță de 0.5 m - 1 m de țintă. Această distanță este suficientă pentru separarea neutronilor emiși din starea funda-

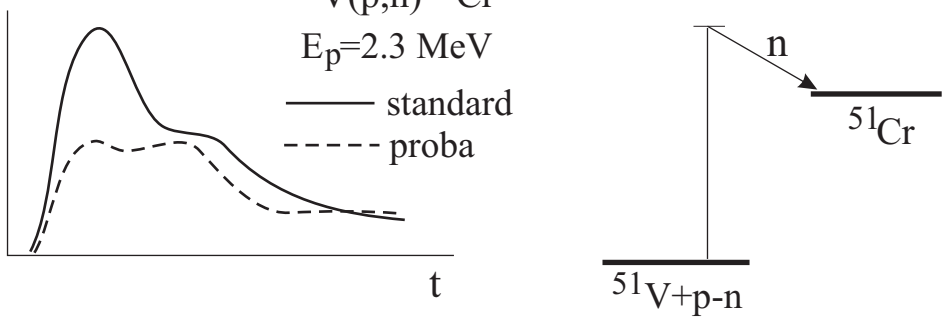


Figure 1.2: efectul încetinerii neutronilor într-o probă groasă asupra spectrului lor de timp de zbor. Se poate observa o distribuție largă a timpilor de zbor.

mentală (n_0) de cei emiși din prima stare excitată (n_1). In Figura ?? este exemplificată reacția ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, unde sunt observate două grupe de neutroni în spectrul de timp de zbor ($Q_0 = -1.646$ MeV și $Q_1 = -2.089$ MeV) Timpul de zbor al unui neutron cu energia cinetică K_n este dat de relația

$$\Delta t_n = 0.72 \frac{l}{\sqrt{K_n}} \quad [\text{nsec}] \quad (1.11)$$

unde lungimea bazei de zbor l este distanța în cm între țintă și detector. Neutronii din diferite grupuri energetice vor avea diferite durate de zbor Δt_n . In experimentul din Figura ?? neutronii sunt detectați la zero grade cu un echipament de timp de zbor cu rezoluție de 3 nsec. In general este dificilă eliminarea completă a interferenței radiațiilor gamma in detectorii de neutroni. In schimb, timpul lor de zbor este mult mai mic - pe lungimea bazei de zbor l avem pentru *toate* radiațiile γ timpul de zbor

$$\Delta t_\gamma = 0.033 l \quad \text{nsec}$$

și sunt deci observate ca un singur pic în spectru.

spectrului lor de timp de zbor. Se poate observa o distribuție largă a timpilor de zbor.

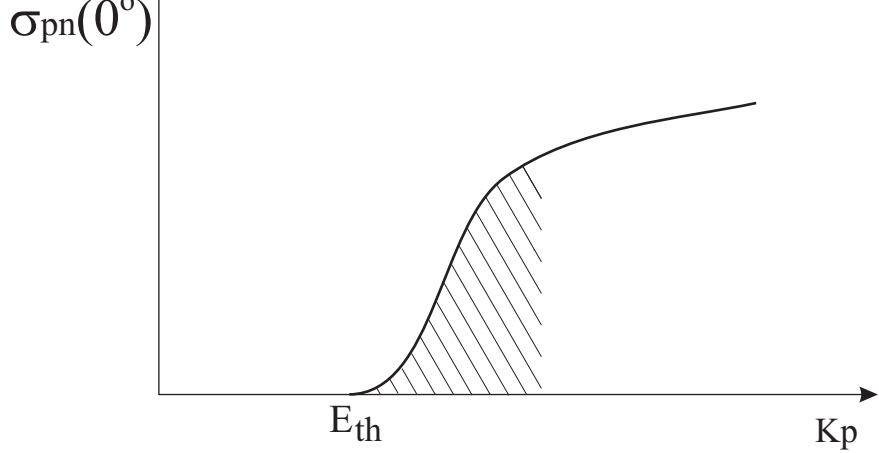


Figure 1.3: Funcție de excitație tipică pentru reacția nucleară (p,n)

Tehnica experimentală este mult mai simplă pentru determinarea pragului reacțiilor cu emisie de neutroni. La o extremitate a bazei de zbor se montează un detector de tipul LiF (scintilator), CsI(Li), etc. Așa cum se poate observa din Figura ??, intensitatea fluxului de neutroni măsurați crește rapid la penergii peste rag. Pentru această aplicație detectorul este montat la zero grade la o depărtare de 10-15 cm de țintă. Intre detector și probă se instalează un perete de parafină pentru termalizarea neutronilor.

1.5 Studiul probelor solide prin detecția particulelor încărcate

1.5.1 Geometria de măsură

provenite din reacții induse de către particule încărcate care bombardează o probă solidă

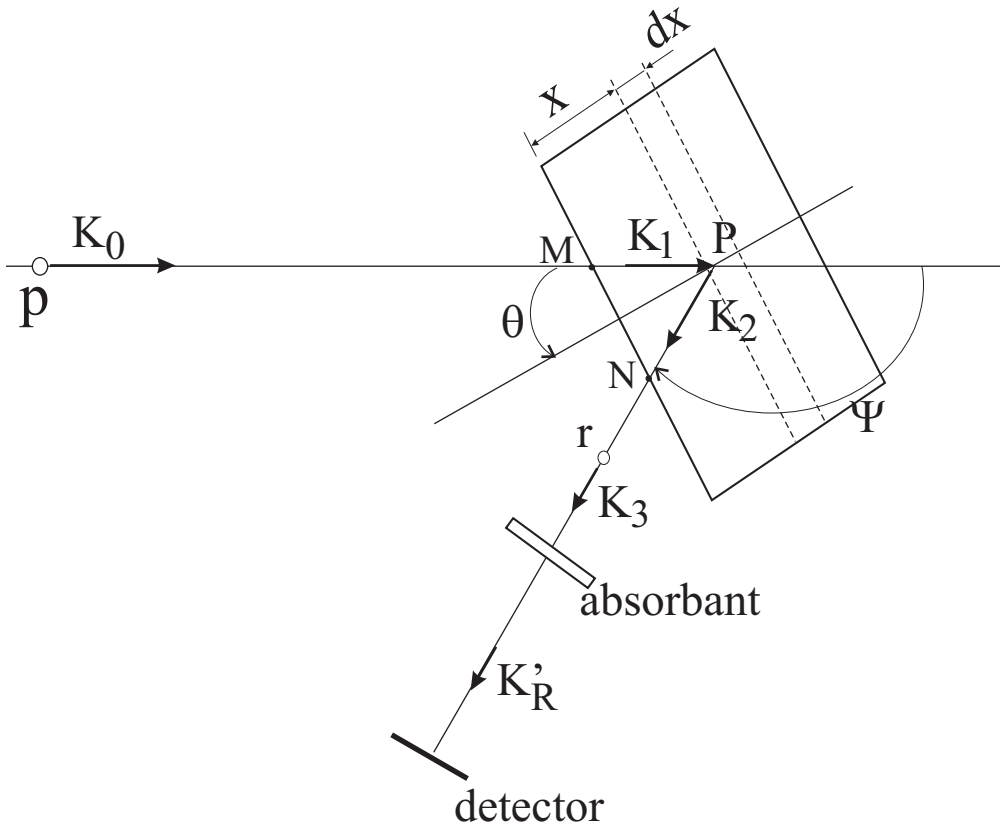


Figure 1.4: Geometria de măsură pentru detecția particulelor încărcate provenite din reacții induse de către particule încărcate care bombardează o probă solidă

suprafeței lor cu proiectile accelerate care induc reacții nucleare cu nuclee din probă. În aceste experimente sunt alese reacții nucleare cu valori Q ridicate, ceea ce implică energii mici pentru fasciculul incident. Identificarea nucleului țintă se face prin identificarea particulelor emergente din reacția nucleară, a distribuției lor unghiulare și energetice. Particulele împrăștiate elastic produc picuri uriașe în spectrul înregistrat și se elimină prin absorbanți calibrați în atenuare sau prin tehnica de identificare $E - \Delta E$. Geometria unui astfel de experiment este prezentată în Figura ??.

Un fascicul de particule cu energia cinetică K_0 bombardează o probă solidă care este în cazul general înclinată cu un unghi θ față de direcția normală la suprafață. După penetrarea pe distanța MP are loc o reacție nucleară cu emisia unei particule emergente. Proiectilul ajunge în momentul interacției nucleare la energia K_1 . Următoarele relații leagă energia incidentă de adâncimea x la care penetrează proiectilele incidente în probă.

$$\overline{MP} = \frac{x}{\cos(\theta)} = Dx = \int_{K_1}^{K_0} \frac{d\epsilon}{S_p(\epsilon)} = R_p(K_0) - R_p(K_1) \quad (1.12)$$

Produsul de reacție r este detectat la un unghi θ . Imediat după reacție el are energia K_2 care poate fi calculată din cinematica de reacție (relația (??)). El parcurge drumul PN în materialul probei și iese din probă cu energia cinetică K_3 . Lungimea parcurșului la ieșire este

$$\overline{PN} = -\frac{x}{\cos(\psi + \theta)} = Gx = \int_{K_3}^{K_2} \frac{d\epsilon}{S_r(\epsilon)} = R_r(K_2) - R_r(K_3) \quad (1.13)$$

în care parametrii putere de stopare $S(K)$ și parcurs $R(K)$ sunt specifici pentru particula emergentă.

Dupa iesirea din probă, particula emergentă transversează un set de materiale stopante (care se așează de obicei în fața detectorului) și este înregistrată în detector cu energia K_r . Energia pierdută în absorbanții din fața detectorului are valoarea

$$\Delta K = K_3 - K_2$$

tatea (yield-ul) fluxului de particule emergente care ajung în detector și secțiunea eficace a proceselor nucleare. Vom lua în considerare și împrăștierea în energie a particulelor încărcate în probă și materialele atenuatoare din fața detectorului.

1.5.2 Relația generală de calcul

Așa cum rezultă din discuția anterioară, picurile din spectrele particulelor încărcate care ies din probă sunt lărgite datorită împrăștierii energetice care însoțește orice proces de interacție a particulelor încărcate cu substanța (vezi Capitolul 5). Dacă intervalele energetice dintre nivelele nucleului rezidual sunt largi, picurile din spectru sunt bine separate și lărgirea lor nu va afecta operația de identificare. În acest caz este posibilă deducerea concentrației (și a profilului de concentrație în adâncime) direct din analiza spectrelor de particule. Funcția $Y(K_3)$ descrie spectrul energetic al particulelor de tip r care provin din reacția $T(p, r)R$ indusă de particulele incidente cu energia de K_0 . Dacă δN reprezintă variația în numărul particulelor emergente datorat proceselor de interacție petrecute pe adâncimea δx din materialul probei atunci

$$\delta N = \frac{\partial N}{\partial x} \delta x = N_0 \rho_T(x) \sigma[\psi, K_1(x)] \delta x \delta \Omega \quad (1.14)$$

în care N_0 este numărul de proiectile cazute pe probă în timpul de măsură, $K_1(x)$ energia proiectilelor la adâncimea x în probă, σ secțiunea eficace a proceselor nucleare care conduc la generarea particulelor reziduale r iar ρ_T numărul de nuclee ținta pe unitatea de masă. Grosimea x este măsurată în unități $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ iar

$$Y(K_3) \delta K_3 = -\frac{dN}{dx} \frac{dx}{dK_3} \delta K_3 \quad (1.15)$$

este pierderea elementară de energie a nucleelor reziduale. Pentru particulele incidente avem relația

$$D(x + \delta x) = \int_{K_1 + \delta K_1}^{K_0} \frac{d\epsilon}{S_p(\epsilon)} \quad \text{iar} \quad D \delta x = -\frac{\delta K}{S_p(K_1)} \quad (1.16)$$

$$G(x + \delta x) = \int_{K_3 + \delta K_3}^{K_2 + \delta K_2} \frac{d\epsilon}{S_r(\epsilon)} \quad \text{iar} \quad G \delta x = -\frac{\delta K_2}{S_r(K_2)} - \frac{\delta K_3}{S_r(K_3)} \quad (1.17)$$

Prin definiție avem

$$\delta K_2 = \left[\frac{\delta K_2}{\delta K_1} \right]_{K_1} \delta K_1$$

din care rezultă

$$\frac{dx}{dK_3} = \frac{\delta x}{\delta K_3} = \frac{-1}{S_r(K_3) \left[G + D \left(\frac{\partial K_2}{\partial K_1} \right)_{K_1} \frac{S_p(K_1)}{S_r(K_2)} \right]} \quad (1.18)$$

iar spectrul particulelor emergente detectate este

$$Y(K_3) \simeq \frac{N_0 \rho_T(x) \sigma[\psi, K_1(x)] \delta\Omega}{S_r(K_3) \left[G + D \left(\frac{\partial K_2}{\partial K_1} \right)_{K_1} \frac{S_p(K_1)}{S_r(K_2)} \right]} \quad (1.19)$$

în care s-au folosit notațiile

$$G = -\frac{1}{\cos(\psi + \theta)} \quad , \quad D = \frac{1}{\cos(\theta)} \quad (1.20)$$

iar $\delta\Omega$ este unghiul solid subîntins de către detector

Profilul în adâncime al concentrației atomilor corespunzători nucleelor ținta T este dat de către raportul

$$c(x) = \rho_T(x) \frac{A_T}{\aleph f_A} \quad (1.21)$$

unde \aleph este numărul lui Avogadro iar f_T este abundența izotopică a nucleelor țintă.

Ecuatiile (??) și (??) ne arată că spectrul particulelor detectate este în esență determinat de către produsul profilului de concentrație $c(x)$ și secțiunea eficace a reacției nucleare. Ceilalți factori exprimă numai efectul proceselor de atenuare a energiei particulelor încărcate în canalele de intrare și ieșire a reacției.

ergie (datorată mecanismului de reacție implicat) forma spectrului energetic înregistrat este foarte similară cu profilul de concentrație al nucleelor țintă, profil ce se dorește a fi determinat din datele experimentale.

Pentru a calcula numeric stoparea în materialul țintei, se apelează la tabelele numerice cu puteri de stopare. Se alege o anumită valoare a lui K_1 , apoi se integrează numeric

$$Dx = \int_{K_1}^{K_0} \frac{d\epsilon}{S_p(\epsilon)}$$

energia de ieșire a particulelor emergente K_3 se calculează de asemenea numeric, apoi

$$Gx = \int_{K_3}^{K_2} \frac{d\epsilon}{S_r(\epsilon)}$$

Curba cinematică $K_2 = f(K_1)$ este reprezentată grafic cu aceeași scală energetică pentru K_2 și K_1 . Panta acestei curbe conduce la valorile derivatelor parțiale din ecuația (??)

$$\left(\frac{\partial K_2}{\partial K_1} \right) \simeq \frac{\Delta K_2}{\Delta K_1} \quad (1.22)$$

1.5.3 Aproximații ale relației generale

Aplicațiile curente folosesc reacții cu valori Q mari, deci energii mici ale proiectilelor. Parcursul $R(K_0)$ este mic iar particulele emergente vor avea energie mare. Puterea de stopare pentru particulele emergente este practic constantă și se poate deci folosi una dintre următoarele aproximații

$$K_2 \simeq k_3 + S_r(K_3) Gx \quad (1.23)$$

sau

$$K_2 \simeq k_3 + S_r(K_2) Gx \quad (1.24)$$

Adâncimea maximă poate fi sondată (analizată) la incidență normală ($\theta = 0^\circ$), iar pierderea de energie pentru particula emergentă poate fi minimizată atunci când detecția se face la unghiuri înapoi

$$\theta = 180^\circ, \quad D = G = 1$$

reduce efectele perturbatoare ale neomogenităților suprafeței. O rezoluție mai bună în adâncime se obține atunci când unghiul θ este mare (incidență "grazing") și particulele emergente sunt detectate de-a lungul normalei la suprafața probei ($\psi = 180 - \theta$). În această geometrie, D are valori mari, $G = 1$ și forma spectrului este foarte sensibilă la neomogenitățile din suprafața probei. Aranjamentul experimental și relațiile cinematice sunt deosebit de simple atunci când $\theta = 45^\circ$ și $\psi = 90^\circ$ (Figura ??). În acest caz particular, relația cinematică generală (??) conduce la

$$K_2 = \frac{m_R}{m_R + m_r} Q + \frac{m_R - m_p}{m_R + m_r} K_1 \quad (1.25)$$

și

$$\frac{\partial K_2}{\partial K_1} = \frac{m_T - m_p}{m_T + m_r} \equiv M_{io} \quad (1.26)$$

Această ultimă relație arată că derivata parțială $\frac{\partial K_2}{\partial K_1}$ este independentă de energie fiind complet determinată de cunoașterea maselor în canalul de intrare și cel de ieșire. În această geometrie, spectrul particulelor emergente are următoarea formă simplă [10] care rezultă prin particularizarea relației (??)

$$Y(K_3) = \frac{N_0 \sigma(K_1) \rho_T \Delta\Omega}{\sqrt{2} S_r(K_3)} \left(1 + M_{io} \frac{S_p(K_1)}{S_r(K_2)} \right) \quad (1.27)$$

Determinarea profilului de concentrație prin metoda reacțiilor nucleare cu rearanjare prin detecția particulelor încărcate emergente se poate aplica numai în cazul concentrațiilor mici, care nu afectează valoarea puterii de stopare. În acest caz, procesul de stopare este complet evaluat numai pe baza structurii chimice a matricii de bază și este constant în tot volumul probei.

1.5.4 Interferențe parazite

Chiar în aproximația simplă discutată anterior, metoda experimentală pe care o discutăm este afectată de o serie de efecte cum ar fi împrăștierea energetică (straggling) în materialul probei și în atenuatorii așezați în față detectorului. Efectele de straggling pot

(discutată în Capitolele 5 și 6). Spectrul teoretic trebuie convolu-
tat cu o funcție de stragling care este o Gaussiană cu parametrul
de lărgimea (FWHM) dat de relația

$$\Gamma_3 \simeq \sqrt{(\Delta_r^2 + \Gamma_D^2) \left(\frac{\partial K_2}{\partial K_1} \right)^2 + \Gamma_G^2 + \Delta_r^2} \quad (1.28)$$

în care

$$\Gamma_D = 0.93 z_p \sqrt{\frac{Z}{A} D x} \quad , \quad \Gamma_G = 0.93 z_r \sqrt{\frac{Z}{A} G x}$$

iar $\Delta_p = \text{FWHM}$ a distribuției energetice a fasciculului incident

$\Delta_d = \text{rezoluția energetică a detectorului}$

$\Gamma_3 = \text{împrăștierea energetică totală a particulelor emergente cu}$
energia K_3 . Considerând aceste efecte de împrăștiere, spectrul
observat al particulelor emergente capătă forma

$$Y_0(K_3) \simeq \int_0^\infty Y(\zeta) g(K_3, \zeta) d\zeta \quad (1.29)$$

unde $Y(\zeta)$ este expresia (??) sau (??) iar distribuția g are forma
Gaussiană tipică

$$g(K_3, \zeta) = \frac{1}{1.1 \Gamma_3} e^{-\frac{(K_3 - \zeta)^2}{0.36 \Gamma_3^2}} \quad (1.30)$$

În cazurile practice puterea de stopare este liniară pe adâncimea
analizată iar pentru reacții cu valori Q ridicate puterea de stopare
a particulei emergente este constantă. Atunci când proiectilul este
mai greu decât nucleul rezidual ($m_p > m_R$) ecuația (??) arată
că derivata parțială $\frac{\partial K_2}{\partial K_1}$ ia valori negative. Energia produșilor de
reacție scade odată cu creșterea energiei proiectilului. Atunci când
aceste reacții sunt utilizate pentru analiza profilului concentrației,
particulele cu energie mai mare sunt emise din straturi mai adânci.
Acesta este cazul pentru o serie de reacții cum ar fi $\text{H}(^7\text{Li}, \alpha)\alpha$,
 $\text{H}(^{11}\text{B}, \alpha)^8\text{Be}...$, [35]

1.6.1 Neutroni termici

Concentrația impurităților în suprafețe poate fi determinată și prin detecția neutronilor. Proba este bombardată cu protoni având energia K_0 mai mare decât energia de prag E_{th} pentru reacția (p,n) produsă pe nuclee țintă formate din elementul de interes. Neutronii care constituie fondul și care provin din alte reacții nucleare sau din fondul natural pot fi determinați măsurând la o energie a protonilor incidenti ușor sub energia E_{th} în condiții experimentale identice. Neutronii sunt detectați cu un detector tipic pentru neutronii termici LiF, BF₃, ...) poziționat la unghiul $\psi = 0^\circ$. Grosimea din material pe care pătrund protonii incidenti până să ajungă la energia de prag este

$$\Delta x = \frac{K_0 - E_{th}}{S(K_0)} \quad (1.31)$$

Fluxul de neutroni la 0° este atenuat prin interacția cu nucleele probei. Factorul de atenuare este dat de relația

$$\nu = \frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{-\Sigma d} \quad (1.32)$$

unde d este grosimea probei în cm iar Σ este secțiunea eficace macroscopică de interacție a neutronilor (definită în Capitolul 3), secțiune care este dependentă de compoziția probei

$$\Sigma = \sum_i P_i \frac{N\sigma}{\sum_j P_j A_j} \sigma_i \quad (1.33)$$

unde

σ_i = secțiunea eficace totală de interacție a neutronilor cu elementul A_i .

P_i = proporția nucleelor de masă A_i în proba.

A_i = masa atomică a nucleului A_i .

ρ = densitatea probei exprimată în g·cm⁻²

Aproape de prag neutronii au energie mică iar rezonanțele din secțiunea eficace pot avea o influență puternică asupra preciziei determinării lui ν . Această dificultate poate fi depășită prin

Tabel 1.1. Reacții (p,n) de largă utilizare pentru analiza următorilor elemente

Element	Izotop (abundență)	$Q_{(p,n)}$ (MeV)	E_{th} (MeV)
Hidrogen	^3T	-0.762	1.017
Litiu	^7Li (92.6%)	-1.646	1.881
Beriliu	^9Be (100%)	-1.854	2.060
Carbon	^{13}C (1.11%)	-3.004	3.236
Oxigen	^{18}O (0.2%)	-2.437	2.572
Vanadiu	^{51}V (100%)	-1.534	1.564

măsurarea succesivă a unei probe groase (~ 1 mm) și a unui standard de aceeași grosime.

O altă aplicație interesantă a reacțiilor (p,n) este aceea de calibrare în energie a acceleratorilor Van de Graaff. În Tabelul ?? se prezintă o serie de reacții (p,n) de interes pentru aplicații

1.6.2 Neutroni rapizi

Prin folosirea tehnicii de timp de zbor este posibilă detecția nucleelor în concentrații foarte mici (aflăte sub formă de urme în probe solide) prin reacții (p,n). Spectrul energetic al neutronilor emiși în unghiul solid $\delta\Omega$ este dat de relația

$$Y(K_n) = N_0 N_T \frac{\sigma_0(K_1)}{S(K_1)} \frac{dK_1}{dK_n} \delta\Omega \text{ MeV}^{-1} \quad (1.34)$$

unde notațiile sunt cele utilizate în capitolele anterioare, cu

$$N_T(x) = c(x) f_T \frac{\mathfrak{N}}{A_T}$$

iar $\sigma_0(K_1)$ secțiunea eficace diferențială pentru emisia neutronilor la zero grade. N_0 reprezintă numărul de particule incidente pe probă.

Adâncimea de pătrundere a neutronilor incidenti în probă este legată de energia lor K_1 prin relația de definiție a puterii de sto-

$$x = \int_{K_1}^{K_0} \frac{d\epsilon}{S_p(\epsilon)} \quad (1.35)$$

Calcululele sunt similare cu cele prezentate la reacțiile cu emisie de particule încercate.

În cazul utilizării pentru analiză a reacțiilor (p, n) cu detecție de neutroni, eficiența de detecție este mică datorită bazei de zbor lungi care determină un unghi solid mic subîntins de către detectorul de neutroni. Rezoluția în timp de zbor este tipic de câteva nanosecunde (e.g. 2 ns) iar rezoluția energetică corespunzătoare este data de relația

$$\frac{\Delta K}{K} = 2 \frac{\Delta t}{t} \quad (1.36)$$

În cazul unei distanțe probă-detector de 0.5 m și 2ns rezoluție temporală, rezoluția energetică a unui fascicul de neutroni cu energia de 0.5 MeV este $\Delta E=0.040$ MeV. În Figura ?? este prezentat schematic spectrul neutronilor rezultați din reacția $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ indusă de un fascicul de 2.3 MeV protoni. Pentru o bază de zbor cu lungimea de 2 m, rezoluția obținută în timpul de zbor este de 3 ns.

1.7 Aplicații.

1.7.1 Profilarea concentrației pentru adâncimi de ordinul micrometrilor

Determinarea dependenței concentrației unui anumit element funcție de adâncime într-o probă solidă (ceea ce se numește uneori ”profilarea în adâncime”) este posibilă prin deconvoluția spectrelor particulelor emergente din reacție. Metoda este similară în multe privințe cu tehnica RBS discutată în Capitolul 6. Din punct de vedere experimental, este extrem de importantă prepararea suprafeței probei. Aceasta trebuie să fie liberă de impurități, fără neomogenități și proba trebuie să poată suporta vid înalt (să absoarbă cât mai puțin gaz rezidual). Un element esențial în proiectarea unui astfel de experiment de analiză constă în alegerea energiei fascicului incident. Această alegere este determinată

adâncimii de penetrare a fascicului incident în probă. Atunci când energia incidentă atinge o valoare astfel încât funcția de excitație se situează pe un platou, forma spectrului măsurat devine similară cu profilul concentrației în adâncime. În acest caz se obține informația dorită într-un mod foarte direct din spectrul energetic măsurat.

Din punctul de vedere al detectorului, cea mai bună poziție a sa este la un unghi înapoi ($\theta = 180^\circ$) deoarece se minimizează influența neomogenităților suprafeței iar împrăștierea unghi-energie este cea mai redusă. În practică această alegere nu este întotdeauna posibilă deoarece distribuția unghiulară a produșilor de reacție este dominantă pe direcția "înainte". Unghiul de înclinare al țintei θ poate fi modificat pentru a fi îmbunătățita distribuția în adâncime. O discuție interesantă a influenței acestor parametrii asupra acurateței rezultatului final, pentru reacția $^{16}P(d, \alpha)^{14}N$, este făcută în lucrarea [10]. Profilul concentrației $c(x)$ se determină prin compararea spectrului particulelor emergente obținut pentru o energie incidentă K_0 cu spectrul teoretic $Y(K_3)$ calculat din relațiile (??) și (??) convolutat cu o distribuție Gaussiană (datorată efectelor de straggling și lărgime energetică finită a fascicului). Funcția $c(x)$ este ajustată în iterații succesive pentru a obține cea mai bună potrivire cu datele experimentale. În fața detectorului se plasează un absorbant a cărui grosime este determinată de energia maximă a particulelor incidente împrăștiate (se dorește împiedicarea intrării în detector a particulelor incidente împrăștiate). Particulele care transversează atenuatorul de grosime l_a pierd energia $l_a S_r(K_3)$ și ajung în detector cu energia

$$K_r \simeq K_3 - l_a S_r(K_3) \quad (1.37)$$

Pentru atenuatori subțiri distribuția energetică $Y(K_3)$ este simplu translatată spre energii joase, după absorbție devenind $Y(K_r)$, unde K_3 a fost înlocuit cu $K_r + l_a S_r$. Pentru absorbanți groși, variația cu energia a lui $S_r(K)$ devine importantă și E_r trebuie calculat efectuând integrala

$$l_a = \int_{K_r}^{K_3} \frac{d\epsilon}{S(\epsilon)}$$

$$Y(K_r) \simeq Y(K_r + \Delta K) \frac{S(K_3)}{S(K_r)} \quad \text{unde } \Delta K = K_3 - K_b \quad (1.38)$$

Rezoluția în energie a detectorului și stragglungul sunt luate în considerare prin convolutarea distribuției $Y(K_r)$ cu o funcție Gaussiană a cărei lărgime FWHM are valoarea

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_3^2 + \Gamma_a^2}$$

unde Γ_3 și Γ_a sunt estimate prin intermediul unor relații de tipul (??).

După parcurgerea atenuatorului spectrul particulelor înregistrate devine

$$Y_0(K_b) = \frac{1}{1.1\Gamma} \int Y(K_r) e^{\frac{(K_r - k)^2}{0.36\Gamma^2}} dk \quad (1.39)$$

Această metodă experimentală este deosebit de importantă pentru profilarea concentrației de oxigen și azot ??.

1.7.2 Profilarea concentrației prin reacții (p, α)

Rezonanțele din secțiunea eficace a reacțiilor (p, α) pe ținte de bor, oxigen, fluor și fosfor sunt utilizate cu succes pentru determinarea profilului de concentrație în adâncime prin detecția particulelor α . Adâncimea din probă care este supusă investigației este scanată cu ajutorul rezonanței din reacția (p, α) printr-o tehnică similiară cu cea descrisă în Capitolul 8 pentru reacțiile de captură radiativă, deosebirea fiind că în acest caz se detectează particule alfa în locul radiației γ . Proba este bombardată la diverse energii situate în jurul energiei de rezonanță E_R , numărul de pulsuri în spectrul particulelor α fiind măsurat la fiecare energie. Dependența acestui număr de pulsuri de energie definește ceea ce se numește *funcție de excitație experimentală* și constituie informația experimentală primară.

Un exemplu tipic este acela al determinării concentrației de bor în siliciu, metodă dezvoltată de Ligeon et al.[35] folosind rezonanța de la 160 keV (cu lărgimea $\Gamma = 6$ keV) din reacția $^{11}B(p, \alpha)^8Be$. Această rezonanță poate fi utilizată pentru măsurarea

Si. Determinarea concentrației de P se face în mod curent prin reacția $^{31}\text{P}(p, \alpha)^{28}\text{Si}$ al cărei valoare $Q=1.917$ MeV face ca energia particulelor α la rezonanță să fie de 3 MeV. Cu astfel de energii reduse ale particulelor alfa, nu se pot plasa absorbantii în fața detectorului pentru a elimina protonii împrăștiați. În acest caz se utilizează un detector Si(Li) cu grosimea de $10\mu\text{m}$ care stopează diversele grupe de particule alfa dar nu oprește complet protonii împrăștiați. Acești protoni apar în spectru cu energii mult mai mici decât energia cu care intră în detector (energia depusă în 10 micrometri de Si de către protoni este relativ mică). Uneori în spatele detectorului subțire se plasează un detector gros care oprește complet și protonii. Relația de coincidență între detectorul subțire și cel gros permite discriminarea între protoni și particulele α .

1.7.3 Profilarea concentrației în adâncime prin reacții (p,n)

Determinarea profilului de concentrație în adâncime se poate face și prin reacția (p,n), folosind tehnica de timp de zbor pentru detecția neutronilor. Proba este bombardată cu protoni de energie K_0 mai mare decât energia de prag (E_{th}) a reacției considerate. În practică se utilizează o energie a fasciculului $K_0 \simeq E_{th} + 0.5$ MeV, iar neutronii corespunzători stării fundamentale a nucleului reziduu sunt detectați cu ajutorul unui spectrometru timp de zbor așezat la 0° . În cazul detecției neutronilor, corecțiile de autoabsorbție sunt mult mai dificil de efectuat și din acest motiv se folosește în mod practic comparația între spectrul obținut prin bombardarea probei necunoscute și cel obținut prin bombardarea unei probe de referință ce a fost impurificată în mod controlat. Proba de referință trebuie să aibă aceeași grosime și geometrie cu proba de impurificare necunoscută pentru ca neutronii să sufere aceleași procese de absorbție. Profilul de concentrație este obținut prin comparația celor două spectre. Scala de adâncime în probă se obține prin calculul energiei neutronilor pentru diverse energii ale protonilor incidenti folosind relația (??). Se calculează curba $K_n = f(K_1)$ și apoi dependența $K_1(x)$ folosind relația (??).

vate pentru neutroni cu adâncimea de pătrundere a protonilor în probă (Figura ??). Spectrul observat este o convoluție a spectrului ideal $Y(K_n)$ dat de relația (??) cu o Gaussiană având lărgimea

$$\Gamma = \sqrt{0.86 \frac{Z}{A} x \left(\frac{\Delta K_n}{\Delta K_1} \right)^2 + (\Delta K)^2} \quad (1.40)$$

unde ΔK este obținut din relația (??)

$$\Delta K = \frac{2\Delta t}{t} K_n \quad [\text{MeV}]$$

$$t = \frac{l}{\sqrt{K_n}} 0.72 \quad [\text{nsec}]$$

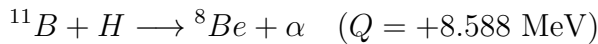
în care l este lungimea bazei de zbor, t timpul în care neutronul parcurge această bază iar Δt este rezoluția temporală a echipamentului de timp de zbor (practic acesta este de 1-3 nsec). Sensibilitatea acestei metode este mică și ea se utilizează doar la profilarea concentrației de tritium pentru care secțiunile eficace sunt foarte mari. Alternativ, reacțiile induse de către deuteroni (d,n) sunt folosite mai mult datorită secțiunilor lor eficace ridicate. În referințat [10] sunt prezentate aplicațiile acestei metode pentru profilarea concentrațiilor de carbon, argon și oxigen în oțeluri. Pentru reacția (d,n) indusă de deuteroni cu energia de 3 MeV, spectrul neutronilor fiind măsurat pe o bază de zbor cu lungimea de 3.82 m se obține o rezoluție în adâncime de 4500Å.

1.7.4 Reacții specifice pentru identificarea elementelor ușoare

Reacțiile nucleare cu reranjare împreună cu tehnica detectării particulelor încărcate sau a neutronilor din canalul de ieșire oferă un spectru larg de opțiuni pentru determinarea variației concentrației elementelor ușoare aflate sub formă de urme în compoziția superficială a probelor solide.

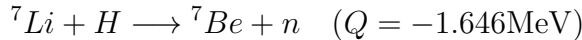
Hidrogen: prezența lui se poate determina prin bombardarea probei

reacțiile nucleare următoare



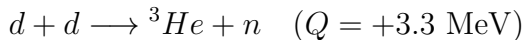
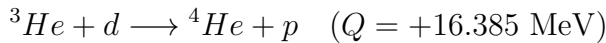
care prezintă o rezonanță la $E_R = 1.793 \text{ MeV}$. Ionii de ${}^{11}\text{B}$ sunt accelerați la energia de 2 MeV , iar detecția particulelor α se face cu un detector plasat la 90° . Profilul concentrației se obține măsurând curbe de excitație la energii mai mari de 1.793 MeV . S-a obținut [10] o rezoluție în adâncime de 300Å și o adâncime maximă de 4000Å . Această tehnică a fost utilizată pentru investigarea fenomenelor care însoțesc difuzia hidrogenului în solide.

Reacția



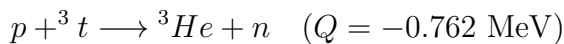
este mai puțin utilizată având în vedere valoarea Q negativă și faptul că detecția neutronilor se face cu o eficacitate mult mai mică decât cea a particulelor încărcate.

Deuteriu: este adesea folosit ca un trasor non-radioactiv al hidrogenului, următoarele reacții fiind folosite la identificare prezenței lui în probe



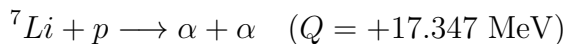
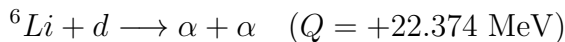
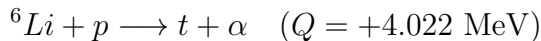
Prima dintre reacțiile de mai sus se remarcă printr-o căldură de reacție ridicată. În consecință, prin simpla bombardare a unei probe cu proiectile de ${}^3\text{He}$ cu energia de 500 keV se obțin din reacția cu deuteriu (dacă este prezent în materialul probei) protoni foarte energetici (14 MeV) care sunt simplu de detectat (valoarea mare a energiei îi face simplu de separat de zgomotul și interferențele care sunt prezente de obicei la energii mici). Este de asemenea remarcabilă reacția fotonucleară de mai sus. Razele γ care o induc se pot obține dintr-o sursă izotopică (${}^{24}\text{Na}$) sau ca radiație de frânare la un accelerator de electroni ($K_0 < 4 \text{ MeV}$).

Tritiu: se detectează prin următoarele două reacții



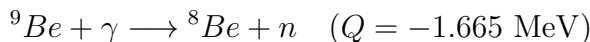
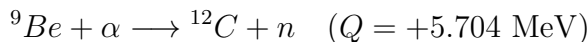
În prima reacție, neutronii se detectează folosind tehnica de ”depășire a pragului” iar în cea de a doua cu metoda timpului de zbor. Tritiul este și un emițător β^- așa ca se mai poate detecta și prin radioactivitatea sa specifică.

Litiu: are în natură doi izotopi stabili: 6Li (7.42%) și 7Li (92.58%) și se analizează prin următoarele reacții nucleare cu rearanjare



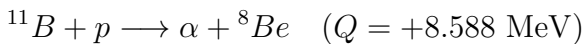
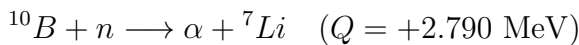
ca și prin împrăștierea inelastică sau excitație Coulomb urmată de detecția radiației γ cu energia de 477 keV provenită din dezintegrarea 7Li . Se obțin sensibilități între 0.1 și 10000 p.p.m.

Beriliu: are un singur izotop natural și poate fi pus în evidență în probe prin măsurarea spectrelor de neutroni produse în următoarele reacții nucleare



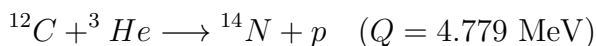
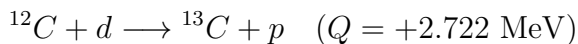
Aceste reacții au secțiuni eficace de producere mari și pot fi induse de radiații α sau γ care provin din surse radioactive. Ele stau la baza construcției surselor de neutroni în laboratoarele care nu au în dotare un reactor nuclear sau accelerator de particule. Reacția a doua este reacția (γ, n) cu cea mai mare căldură de reacție dintre toți izotopii stabili. Prin utilizarea ei se obțin sensibilități de detecție la nivelul de 5 p.p.m.

Bor: se măsoara radiațiile α produse în reacțiile nucleare



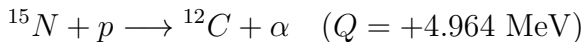
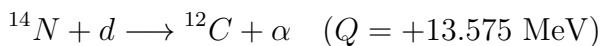
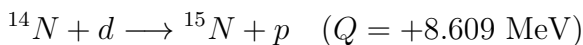
Prima reacție se utilizează la detecția neutronilor în scintilatorii dopați cu bor sau în contoarele proporționale cu gaz BF_3 . Pentru folosirea ei în scopuri de analiză, proba se iradiază cu neutroni termici (cel mai adesea provenind de la un reactor nuclear) și sunt măsurate în timpul iradierii particulele alfa cu energia de 1471 keV.

Carbon: izotopul său stabil ^{12}C este analizat prin următoarele reacții



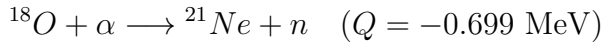
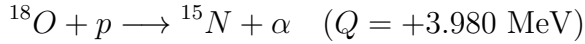
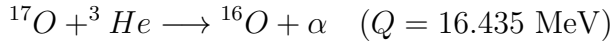
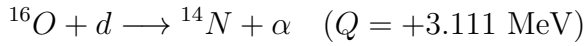
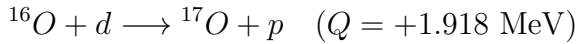
care sunt utilizate în mod curent pentru analiza urmelor de carbon în otel, plastice, metale prin detecția protonilor corespunzător stării fundamentale din ^{13}C . În acest caz, spectrul protonilor este complex datorită prezenței altor elemente comune în matricea structurală (B,N,...) și care au valori Q ridicate pentru reacțiile (d,p).

Azotul: are doi izotopi stabili ^{14}N (99.635%) și ^{15}N (0.365%) care pot fi detectați prin măsurarea protonilor sau particulelor alfa produse în următoarele reacții



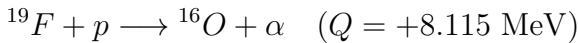
Primele două din grupul reacțiilor anterioare au valori foarte mari ale căldurii de reacție, producând protoni și particule alfa cu energie mare atunci când proba este bombardată cu deuteroni. Sensibilitate care se poate obține cu aceste reacții este de 0.2 p.p.m.

Oxigenul: are trei izotopi stabili ^{16}O (99.756%), ^{17}O (0.459%) și ^{18}O (0.205%). Aplicarea tehnicilor nucleare la studiul urmelor de oxigen este de mare interes datorită aplicațiilor multiple care se întâlnesc în cele mai diverse domenii ale ingineriei. Cele mai folosite reacții nucleare în detectarea urmelor de oxigen sunt următoarele



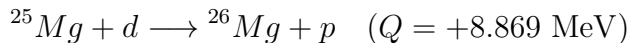
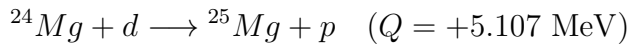
Aplicarea acestor reacții pentru studiul difuziei oxigenului în metale este prezentată în detaliu în referința [10]. Prin utilizarea acestor reacții se pot atinge sensibilități de $5 \cdot 10^{-13}$ atomi cm^{-2} .

Fluorul: se determină prin reacția nucleară

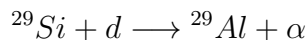
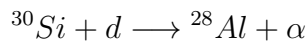


care permite obținerea unei sensibilități de 0.1 p.p.m. Ea este folosită și pentru determinarea profilului concentrației de fluor prin detecția particulelor alfa. Se cunosc rezonanțe puternice cu următorii parametri: $(E_R, \Gamma) = (340\text{keV}, 2.4\text{keV}), (672\text{keV}, 6.3\text{keV}), (872\text{keV}, 4.7\text{keV}), (1375\text{keV}, 11.5\text{keV})$ care permit determinarea profilului de concentrație în adancime. Ea fost utilizată extensiv pentru determinarea fluorului în metale, probe biologice, pastice, etc.

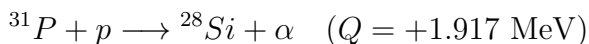
Magneziul are 3 izotopi stabili care pot fi identificați prin măsurarea protonilor produși în următoarele reacții (d,p)



Siliciu: pentru analiza straturilor subțiri de SiO_2 sau de Si_3N_4 depuse pe substraturi de metale pure, se detectează particulele α produse în următoarele reacții

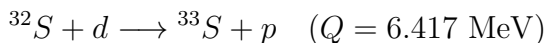


Fosforul: are un singur izotop stabil în natură ^{31}P care poate fi analizat prin reacția nucleară



care a fost folosită în determinarea de concentrații în domeniul de sensibilitate de 10^{15} atomi cm^{-2}

Sulfur: are 4 izotopi stabili în natură $^{32}S(95\%)$, $^{33}S(0.76\%)$, $^{34}S(4.22\%)$ și $^{36}S(0.014\%)$ care poate fi analizați cu o sensibilitate moderată folosind reacțiile nucleare. Următoarea reacție a fost utilizată cu deuteroni pentru analiza concentrației de sulf în suprafețe



Limita de sensibilitate estimată este de aproximativ 1%.

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. Tsoufanidis, *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