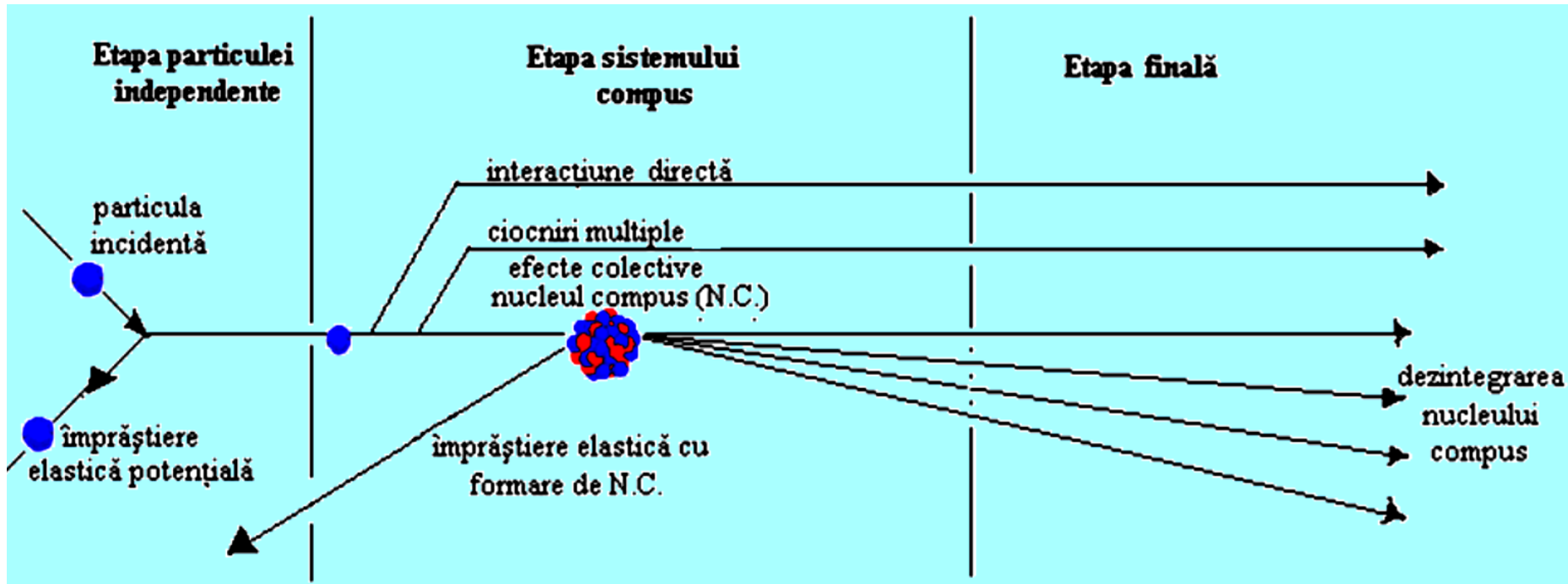


□ Mecanisme de reacție

- Sunt procese dinamice prin care se desfășoară reacțiile nucleare
- Sunt puternic dependente de energia implicată
 - ✓ Energii joase (<50 MeV) - **nucleu compus**
 - ✓ Energii intermediare - **modelului optic** al reacțiilor nucleare
 - ✓ Energii mari (>50 MeV) - mecanismul **interacției directe**
- *Etape ale mecanismelor reacțiilor nucleare (teoria lui Weisskopf)*

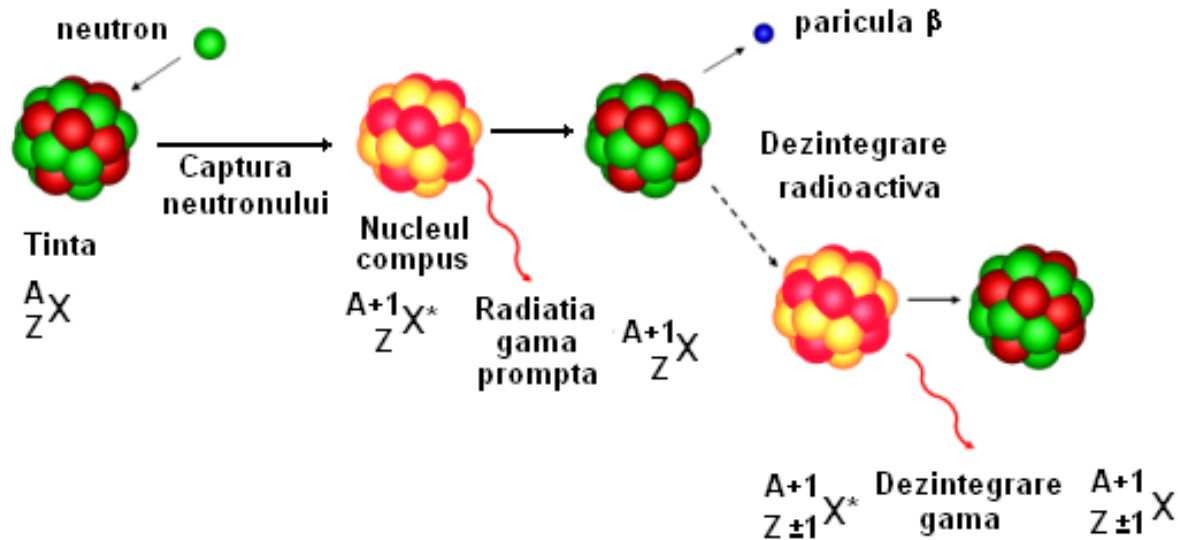


❑ Mecanismul nucleului compus

➤ Proces care are loc la energii cinetice ale proiectilului sub 50 MeV

➤ Etape

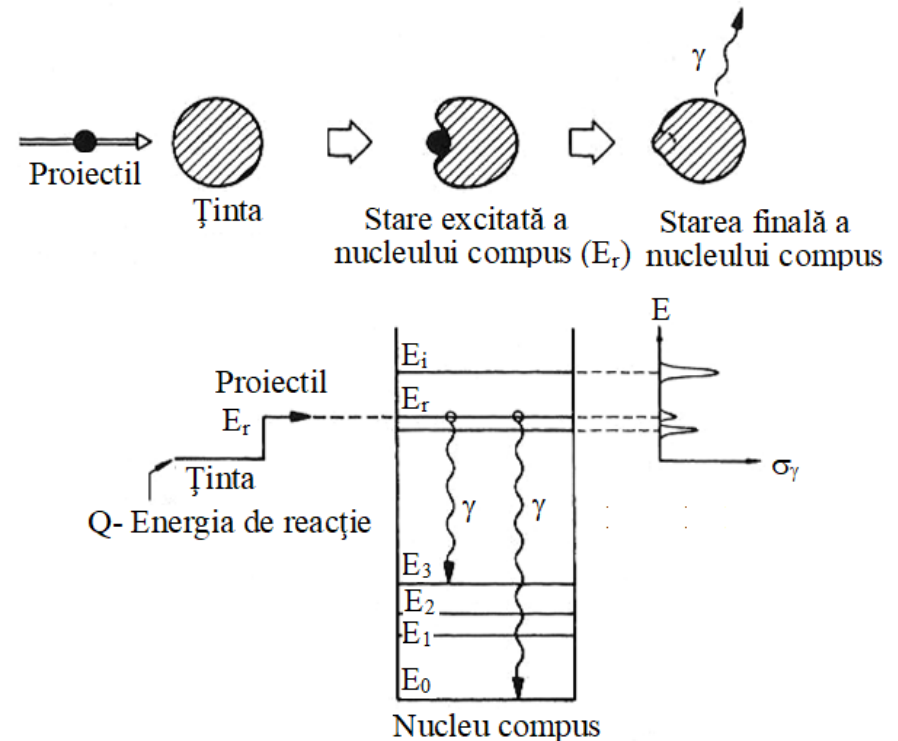
- ✓ **formarea unui nucleu intermediar** - aflat într-o stare înalt excitată, ca urmare a absorbției particulei incidente de către nucleul țintă - numit *nucleu compus* (NC)
- ✓ **descompunerea nucleului compus**, prin emisia de particule emergente.



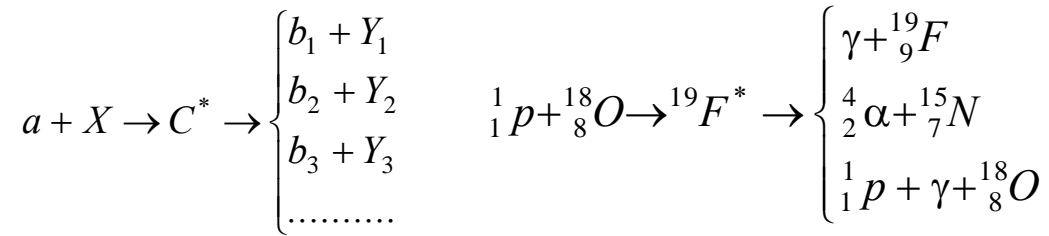
➤ *Caracteristici specifice ale nucleului compus*

- ✓ **Formarea de stări cvasilegate** (stări sau rezonanțe de nucleu compus) de configurație complexă. Energiile acestor stări formează un set discret, caracteristic sistemului de $a+X$ nucleoni.
- ✓ **Timpi de realizare mari**, de ordinul $10^{-16} - 10^{-17}$ s care depășește, cu mult, timpul nuclear (*timpul în care un nucleon străbate nucleul*) care este de ordinul 10^{-22} s (*modul de descompunere a nucleului compus este independent de modul de formare - ipoteza independenței reacțiilor nucleare*)

- ✓ **Dependență puternică, rezonantă, a secțiunilor eficace** în funcție de energia incidentă a particulei proiectil (*formarea unor stări cvasilegate în nucleul compus este posibilă dacă aportul energetic dat de proiectil coincide cu nivelele stărilor respective*)



- Schema generală a unei reacții nucleare care decurge prin formarea nucleului compus



- Considerăm energia de legătură a proiectilului și a particulei emergente în nucleul compus este ε_a și respectiv ε_b

$$\varepsilon_a = (m_a + M_x - M_C) \cdot c^2 \quad \varepsilon_b = (m_b + M_y - M_C) \cdot c^2$$

- Energia de reacție va fi $Q = \varepsilon_a - \varepsilon_b$

- Conservarea energiei totale $(m_a + m_x)c^2 + E_a = M_C \cdot c^2 + E_C + E_C^*$

E_C^* - energia de excitare a nucleului compus

$$M_C = m_a + M_x$$

$$m_a v_a = M_C v_C$$



$$m_a E_a = M_C E_C$$

$$E_C^* = \varepsilon_a + E_a - E_C = \varepsilon_a + E_a \frac{M_x}{m_a + M_x}$$

- În procesul de dezexcitare a nucleului compus, conservarea energiei conduce la:

$$E_C^* + E_C + M_C \cdot c^2 = E_b + m_b c^2 + E_y + M_y c^2 + E_y^*$$



E_y^* energia de excitare a nucleului rezidual

$$E_y + E_b + E_y^* = E_C^* + E_C - \varepsilon_b = E_a + \varepsilon_a - \varepsilon_b = E_a + Q$$

$$E_y^* = E_a + Q$$

*dacă particula emergentă este emisă fără energie cinetică
(energia de excitare maximă)*

➤ Secțiunea eficace în mecanismul de nucleu compus

- ✓ **Secțiunea eficace $\sigma(a,b)$** - este produsul dintre secțiunea eficace de formare a nucleului compus $\sigma_{NC}(a)$ cu energia de excitare E^* și probabilitatea de descompunere a nucleului compus $P_b(E)$ cu emiterea particulei emergente b și formarea nucleului rezidual Y

$$\sigma(a,b) = \sigma_{NC}(a) \cdot P_b(E)$$

- Secțiunea eficace de formare a nucleului compus

$$\sigma_{NC} = \tilde{\lambda}^2 (2l + 1)$$

l - momentul cinetic

$\tilde{\lambda}$ - lungimea de undă de Broglie redusă, în SCM

$$P_b(E) = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

Γ_b - lărgimea parțială a nivelului

Γ - lărgimea totală

- Lărgimea totală este suma lărgimilor parțiale Γ_i

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_p + \dots = \sum_i \Gamma_i$$

- Lărgimea parțială - timp mediu de viață τ a stării excitate a nucleului compus

$$\Gamma_i \cdot \tau = \frac{\Gamma_i}{\lambda_i} = \hbar$$

- Probabilitatea de dezexcitare a nivelului în unitate de timp

$$\frac{\Gamma_i}{\hbar} = \frac{1}{\tau}$$

- Secțiunea eficace de reacție cu formare de NC


$$\sigma(a, b) = \sigma_{NC}(a) \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

- Independența reacțiilor nucleare (*mecanismul de descompunere a nucleului compus este independent de modul de formare*)

$$\sigma(b, a) = \sigma_{NC}(b) \cdot \frac{\Gamma_a}{\Gamma}$$

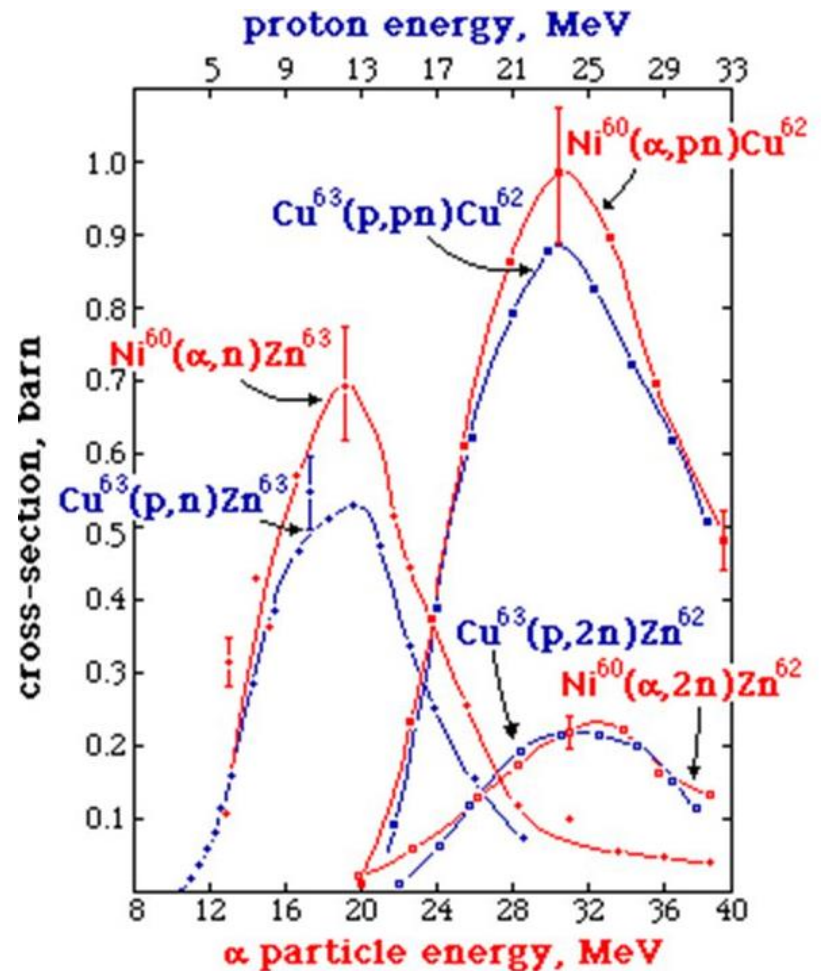
- Reversibilitatea reacțiilor nucleare - amplitudinile de împrăștiere pentru două procese de ciocnire inversate în timp sunt egale

$$k_a^2 \cdot \sigma(a, b) = k_b^2 \cdot \sigma(b, a)$$


 k_a, k_b – nr. de undă asociate

$$k_a^2 \cdot \frac{\sigma_{NC}(a)}{\Gamma_a} = k_b^2 \cdot \frac{\sigma_{NC}(b)}{\Gamma_b} = f(E)$$

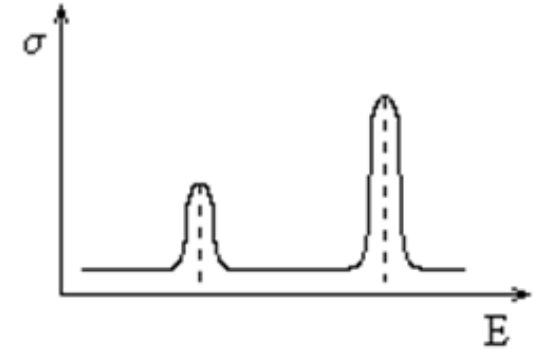
(funcția de excitare a nucleului compus)



➤ Secțiunea eficace cu formare de nucleu compus depinde de distanța dintre nivelele energetice ale nucleului compus (D) care poate fi comparată cu lărgimea nivelelor de excitare Γ :

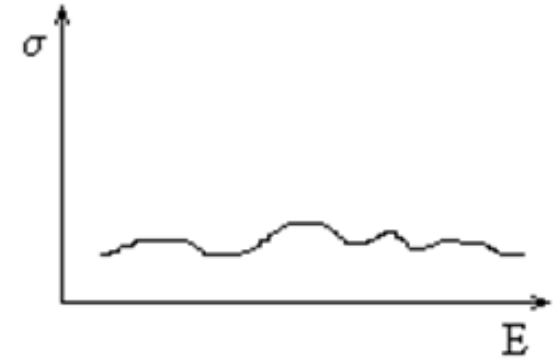
$$\frac{\Gamma}{D} \ll 1$$

- ✓ Energia de excitare a nucleului compus este mica (nivele energetice bine separate); funcția de excitare prezintă creșteri puternice ale secțiunii în domeniu energiei proiectilului (**rezonanțe** - stări cu viață medie lungă $\sim 10^{-14}$ s)



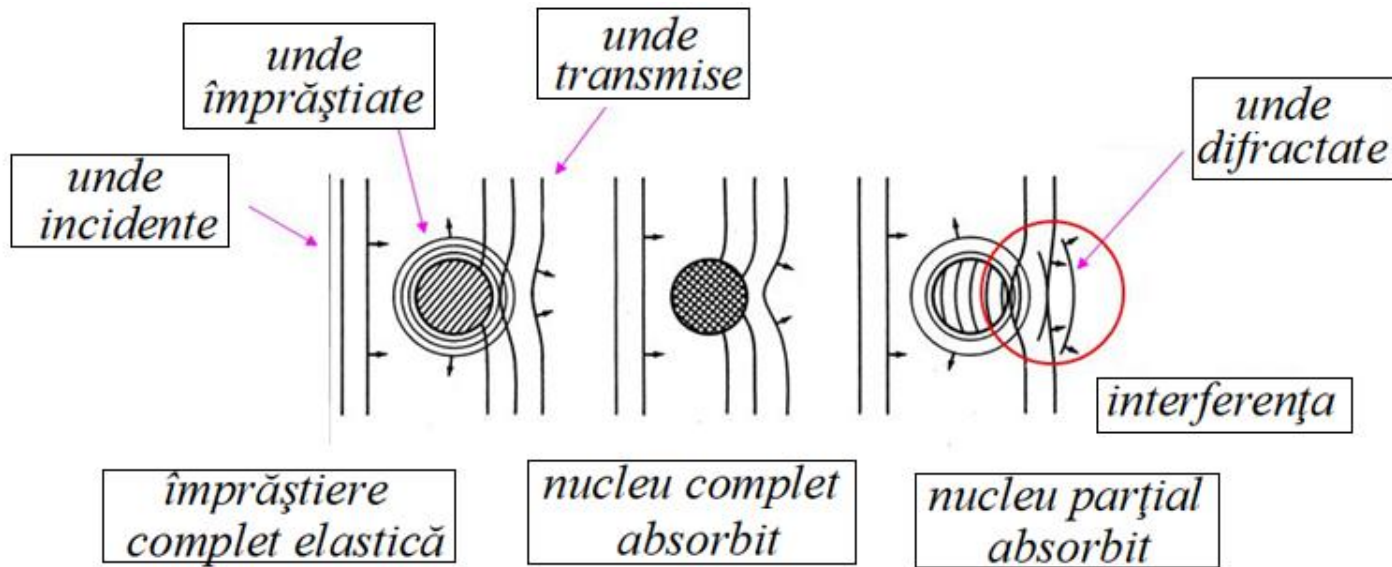
$$\frac{\Gamma}{D} \gg 1$$

- ✓ Lărgimea nivelelor este mult mai mare decât separarea dintre ele și se suprapun; apare o variație continuă a secțiunii eficace cu energia particulei incidente (**domeniul continuumului** - nivelele de energie de excitare formează un sistem continuu de stări de energie, distribuite aleatoriu iar densitatea acestor stări crește cu creșterea energiei particulei incidente)



□ Modelul optic al reacțiilor nucleare

- Model intermediar între mecanismul nucleului compus și modelul straturilor electronice, la energii intermediare ale proiectilului.
- Similitudine cu propagarea luminii într-un mediu refringent, absorbant în care indicele de refracție este de formă complexă și poate descrie atât absorbția cât și difuzia



- Interacțiunea nucleon-țintă → potențial complex: $V_{eff}=V+iU$ ($r \leq R$)
 - ✓ Partea reală (V) - adâncimea gropii de potențial)- determină împrăștierea undei incidente asociate particulei proiectil de către nucleul țintă
 - ✓ Partea imaginară (U) - gradul de interacție dintre unda incidentă și nucleul țintă
- Mărimile V și U sunt dependente de energie:
 - ✓ partea reală scade cu creșterea energiei proiectilului ca urmare a creșterii contribuției miezului repulsiv la interacția binucleonică conducând la o diminuare a interacției atractive.
 - ✓ partea imaginară U crește cu creșterea energiei incidente ca urmare a scăderii numărului relativ de ciocniri nucleonice (absorbția undelor incidente)
- Energii mici $U \ll V$ probabilitatea de absorbție este mică și predomină **împărștierea elastică**

$$\psi_{out} = Ae^{ikx} \quad k = \frac{\sqrt{2m_{eff}E}}{\hbar}$$

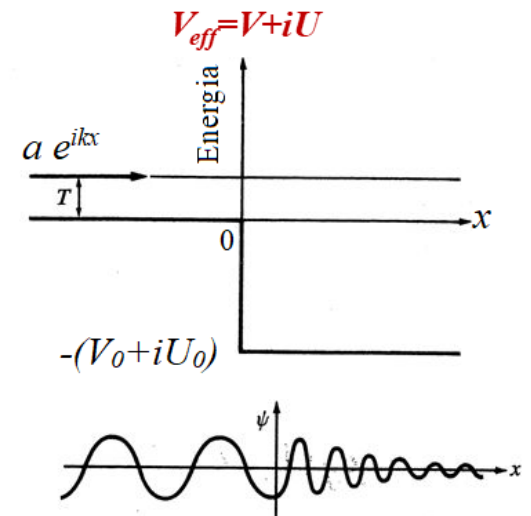
$$\psi_{in} = Be^{i\kappa x} \quad \kappa = \frac{\sqrt{2m_{eff}(E - V_{eff})}}{\hbar}$$

$$\kappa = \kappa_r + \kappa_i = \kappa_r + \frac{i}{L}$$

$$\psi_{in} = Be^{i\kappa x} = Be^{i\kappa_r x} e^{x/L}$$

$$L = \frac{\hbar^2 \kappa_r}{Um_{eff}} \quad \kappa_r \approx \frac{\sqrt{2m_{eff}(E + V_0)}}{\hbar}$$

Lungime de atenuare



- Energii mari $U \gg V$ predomină procesul de absorbție și conduce la reacții nucleare cu formare de **nucleu compus**

- Secțiunea eficace de reacție σ_T se obține ca valoare mediată într-un anumit domeniu energetic

$$\langle \sigma_T \rangle = \langle \sigma_{el} \rangle + \langle \sigma_{r,l} \rangle$$

- secțiunea eficace de împrăștiere elastică mediată

$$\langle \sigma_{el} \rangle = \langle \sigma_e(pot) \rangle + \langle \sigma_e(N.C.) \rangle$$

- Secțiunea de reacție mediată $\langle \sigma_r \rangle$

$$\langle \sigma_r \rangle = \langle \sigma(N.C.) \rangle - \langle \sigma_e(N.C.) \rangle$$

- Secțiunile eficace mediate se obțin pornind de la soluțiile ecuației Schrödinger cu un potențial optic

$$\Psi_{int}(r) = A \cdot \sin \cdot k_c r \quad r < R$$

$$\Psi_{ext}(r) = \frac{i}{2kr} \left(e^{-ikr} - \langle S_l \rangle \cdot e^{ikr} \right) \quad r > R$$

cu

$$k_c = \frac{\sqrt{2m(E + V_0 + iW)}}{\hbar}$$

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

- Mărimea $\langle S_l \rangle$ (matricea de împrăștiere – *scattering matrix*) este o matrice unitară care conectează asimptotic seturi de stări libere ale particulelor (stări « *in* » și stări « *out* ») în spațiul Hilbert (*spațiul metric complet în raport cu metrica indusă de produsul scalar*) al stărilor libere
- Se calculează din condiția de continuitate a funcțiilor $\Psi_{\text{int}}(\mathbf{r})$ și $\Psi_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ și a derivatelor acestora
- Secțiunile eficace mediate se pot scrie:

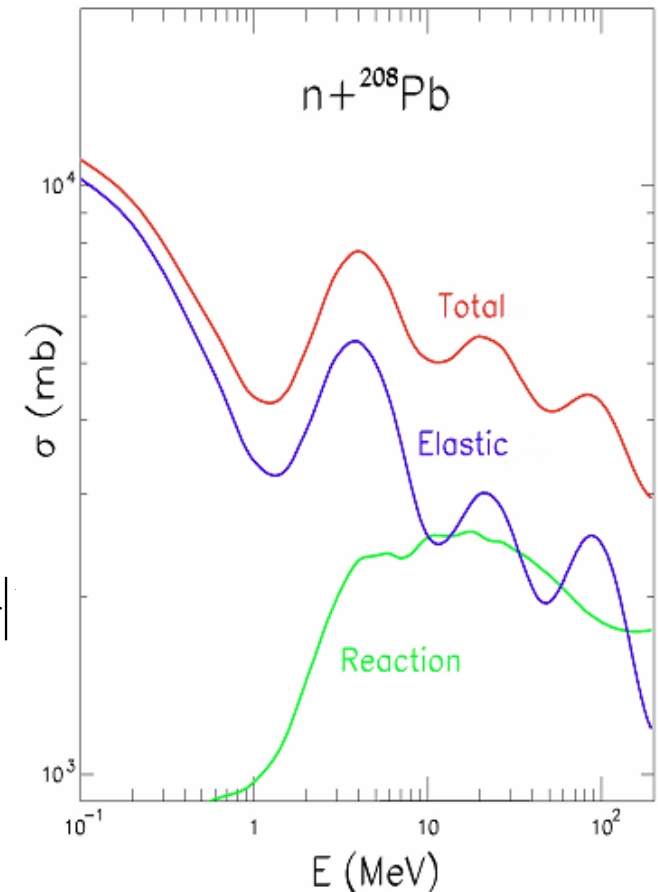
$$\langle \sigma_{e,l} \rangle = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) \langle |1 - S_l|^2 \rangle$$

$$\langle \sigma_{r,l} \rangle = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) (1 - \langle |S_l|^2 \rangle)$$

$$\langle \sigma_e(\text{pot}) \rangle = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |1 - \langle S_l \rangle|^2$$

$$\langle \sigma_e(\text{N.C.}) \rangle = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) (\langle |S_l|^2 \rangle - |\langle S_l \rangle|^2)$$

$$\langle \sigma(\text{N.C.}) \rangle = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) (1 - |\langle S_l \rangle|^2)$$



□ Reacții nucleare cu interacțiune directă

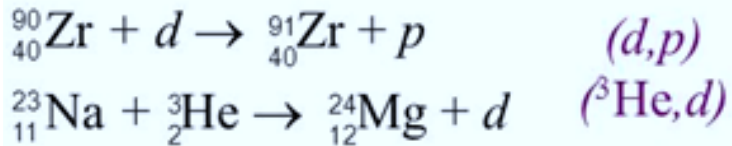
➤ Energii mari ale particulelor incidente de peste 50 MeV - nucleul incident cu energie mare interacționează cu unul sau mai mulți nucleoni din nucleul țintă într-un interval de timp foarte scurt (10^{-22} s) - interacțiune directă

➤ Nucleul țintă trece în nucleu rezidual fără formarea unei structuri intermediare de nucleu compus și emiterea de nucleoni cu energie foarte mare (apropiată de energia particulei incidente)

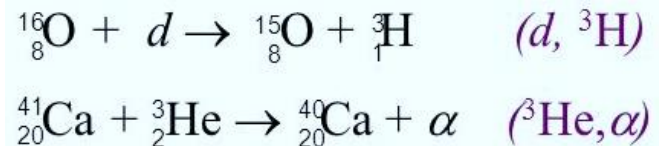
➤ Două categorii de procese :

● *împrăștierea neelastică* - excitarea vibrației și rotației unui număr limitat de nucleoni de pe suprafața nucleului țintă

● *reacțiile nucleare de transfer* - transferul unui nucleon sau a mai multor nucleoni de la nucleul incident la nucleul țintă (reacții de “*stripping*”), sau invers de la nucleul țintă la nucleul proiectil (reacții de “*pick up*”)

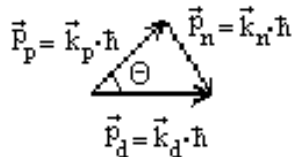
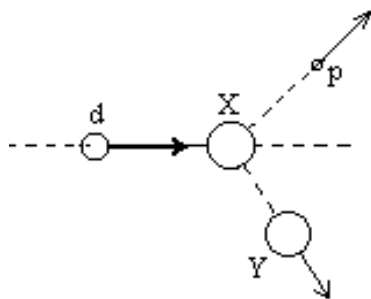


stripping



pick up

- Într-o reacție nucleară cu interacțiune directă, procesul de transfer are loc prin smulgerea unui neutron de la nucleul proiectil, ca de exemplu reacția $\mathbf{X(d,p)Y}$.



$$\begin{aligned} \vec{p}_d &= \vec{k}_d \cdot \hbar && \text{impulsul deuteronului incident} \\ \vec{p}_p &= \vec{k}_p \cdot \hbar && \text{impulsul protonului emis} \\ \vec{p}_n &= \vec{k}_n \cdot \hbar && \text{impulsul neutronului capturat} \end{aligned}$$

✓ Conservarea impulsului $\Rightarrow k_n^2 = k_d^2 + k_p^2 - 2k_d k_p \cdot \cos\Theta$

- neutronul este capturat la un parametru de impact R , momentul unghiular orbital transferat nucleului $l_n \cdot \hbar$

$$l_n \cdot \hbar = |\vec{r} \times \vec{p}| = R \cdot k_n \cdot \hbar \quad \Rightarrow \quad l_n = R \cdot k_n$$

- vectorul număr de undă k_n este funcție de unghiul de împrăștiere și ca urmare, acesta se poate asocia fiecărui moment unghiular orbital transferat în reacție (*direcției de mișcare a protonului emergent*). Prin măsurarea energiei protonului emis se poate deduce energia de reacție.

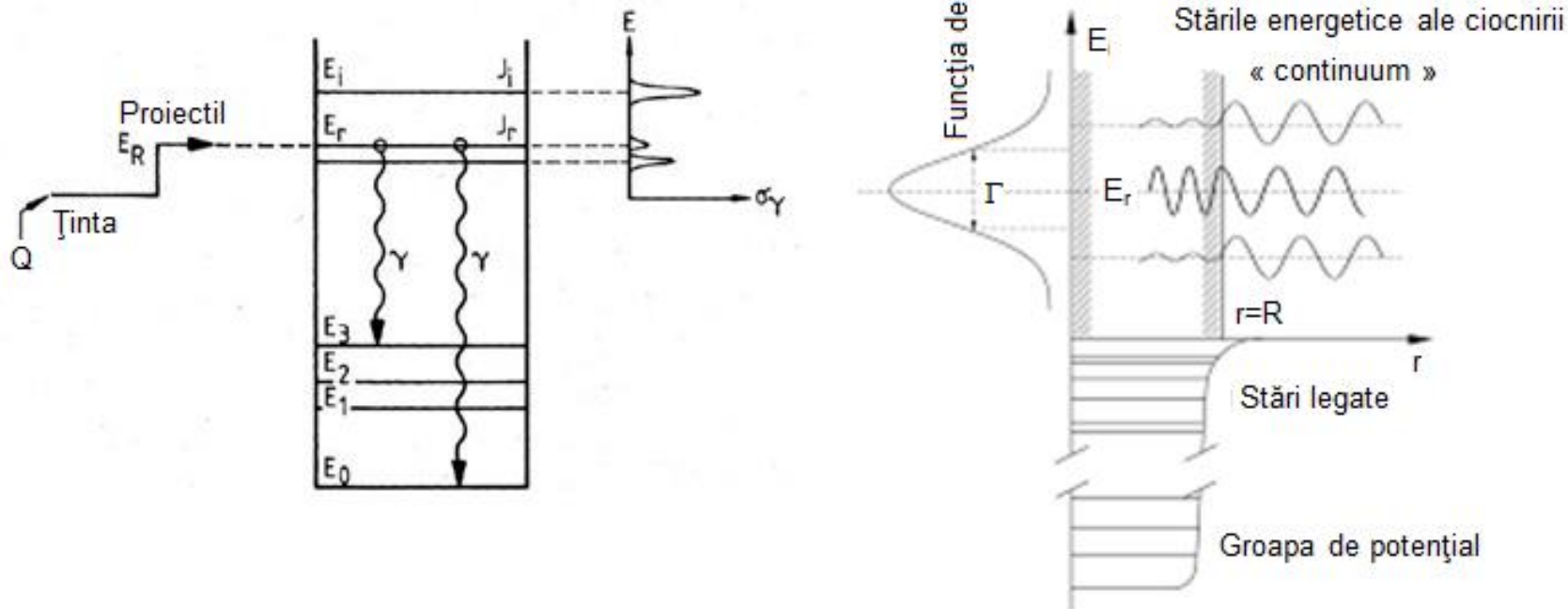
- Dacă se cunoaște spinul și paritatea nucleului rezidual din starea fundamental, se pot obține informații despre spinul și paritatea stărilor excitate a nucleului rezidual (conservarea momentului unghiular total și conservarea parității)

$$\left| \left(|J_X - l_n| - \frac{1}{2} \right) \right| \leq J_{Y^*} \leq J_X + l_n + \frac{1}{2}$$

$$\pi_X \cdot \pi_{Y^*} = (-1)^{l_n}$$

□ Rezonanțe în reacții nucleare

- În interacția dintre proiectil și țintă există probabilitatea formării unor stări intermediare între stări cu formare a nucleului compus (*stări nelegate-continuum*) și de reacție prin mecanism direct (*stări legate*) - numite **rezonanțe**.
- Astfel de stări excitate determină apariția rezonanțelor în **secțiunea eficace** de reacție

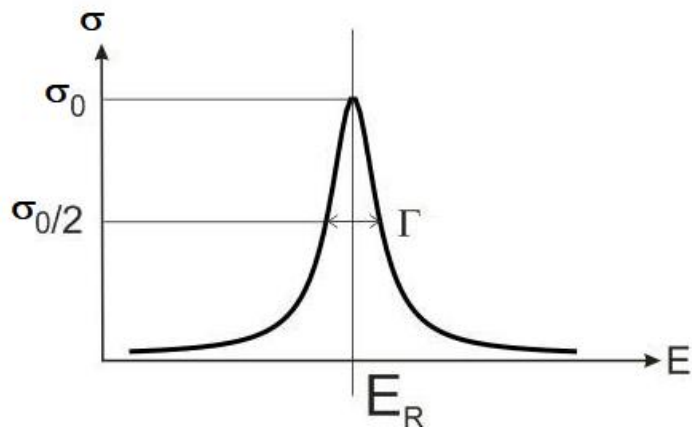


- Dependența de energie a secțiunii eficace de reacție în zona rezonanțelor este dată de formula Breit-Wigner (în SL):

$$\sigma(E) = \frac{\pi g \lambda^2 \Gamma_i \Gamma_j}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

$$\lambda = \frac{\hbar}{p}$$

$$g = \frac{(2J + 1)}{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)} \quad \text{factor statistic}$$



J - spinul rezonanței

s_1, s_2 - spinii celor două particule care formează rezonanța

Γ_i - lărgimea parțială în canalul de intrare

Γ_j - lărgimea parțială în canalul de ieșire

Γ - lărgimea totală

E_R - energia de rezonanță

- Legătura cu marimile din SCM (E'_R, Γ') este data prin relațiile:

$$E_R = E'_R \frac{m_p + m_T}{m_\tau}$$

$$\Gamma_R = \Gamma'_R \frac{m_p + m_T}{m_\tau}$$

Reacții nucleare

➤ Caracterizare și clasificare

- ✓ împrăștierea - elastică
- neelastică
- ✓ reacții nucleare de rearanjare
 - sub influența neutronilor
 - influența particulelor sau nucleelor încărcate (protoni, deuteroni, particulele α , ioni grei)
- ✓ reacții nucleare de captură radiativă; (n, γ) și (p, γ)
- ✓ reacții nucleare cu emisie de mai multe particule (spallation)
- ✓ reacții fotonucleare $E_\gamma < 20$ MeV (γ, n) ;
 $E_\gamma > 20$ MeV (γ, p) , $(\gamma, 2n)$, (γ, np) , (γ, α)
- ✓ Reacții de captură urmată de fisiune (n, f)
- ✓ Reacții de fuziune

➤ Legi de conservare în reacțiile nucleare

- ✓ conservarea impulsului liniar
- ✓ conservarea energiei totale
- ✓ conservarea parității
- ✓ conservarea momentului unghiular
- ✓ conservarea numărului de masă,
- ✓ conservarea sarcinii electrice

➤ Mărimi caracteristice reacțiilor nucleare

- ✓ Secțiunea eficace de interacție,
- ✓ Energia de reacție
- ✓ Relații de transformare SCM - SL

➤ Mecanisme de reacție

- ✓ Energii joase (< 50 MeV) - nucleu compus
- ✓ Energii intermediare – model optic
- ✓ Energii mari (> 50 MeV) - interacție directă