

# Jadrové reakcie

## Modely jadrových reakcií 2: Priame reakcie





Prípad rýchlejších reakcií

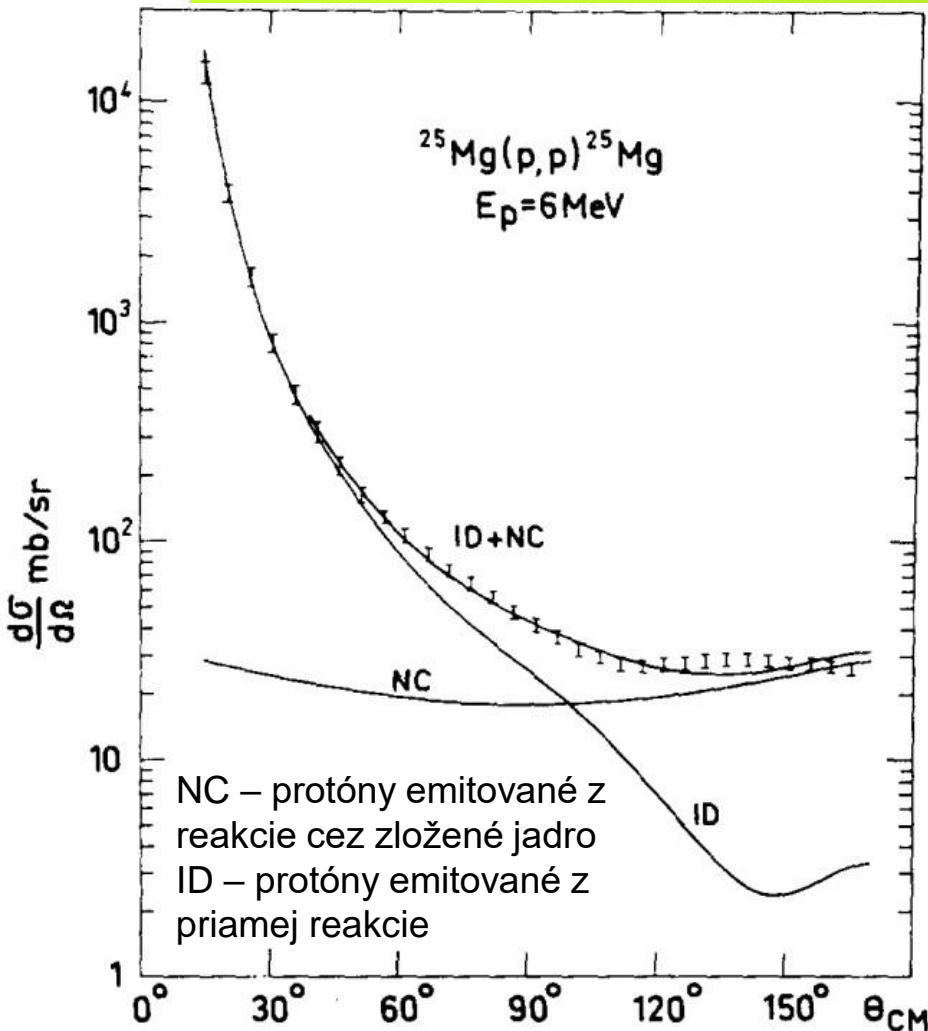
# PRIAME REAKCIE

# Princíp priamej reakcie



- So zvyšujúcou sa energiou sa znižuje vlnová dĺžka nalietajúcej častice.
- Pri veľkosti porovnateľnej s veľkosťou nukleónu sa stáva z nalietajúcej častice fakticky sonda, interagujúca iba s pár nukleónmi terčového jadra – väčša valenčnými.
- Nukleón s energiou 1 MeV má deBroglieho vlnovú dĺžku cca 4 fm. Nukleón s 20 MeV má vlnovú dĺžku 1 fm.
- Pri interakcii v takto limitovanom priestore je typická reakcia rýchla –  $10^{-22}$  sekundy.
- Do istej miery je tento typ reakcie opačný ako reakcie so vznikom zloženého jadra.
- Projektil teda interaguje iba s jedným, príp. pár, väčša valenčnými nukleónmi.

# Priame reakcie vs. Reakcie cez zložené jadro



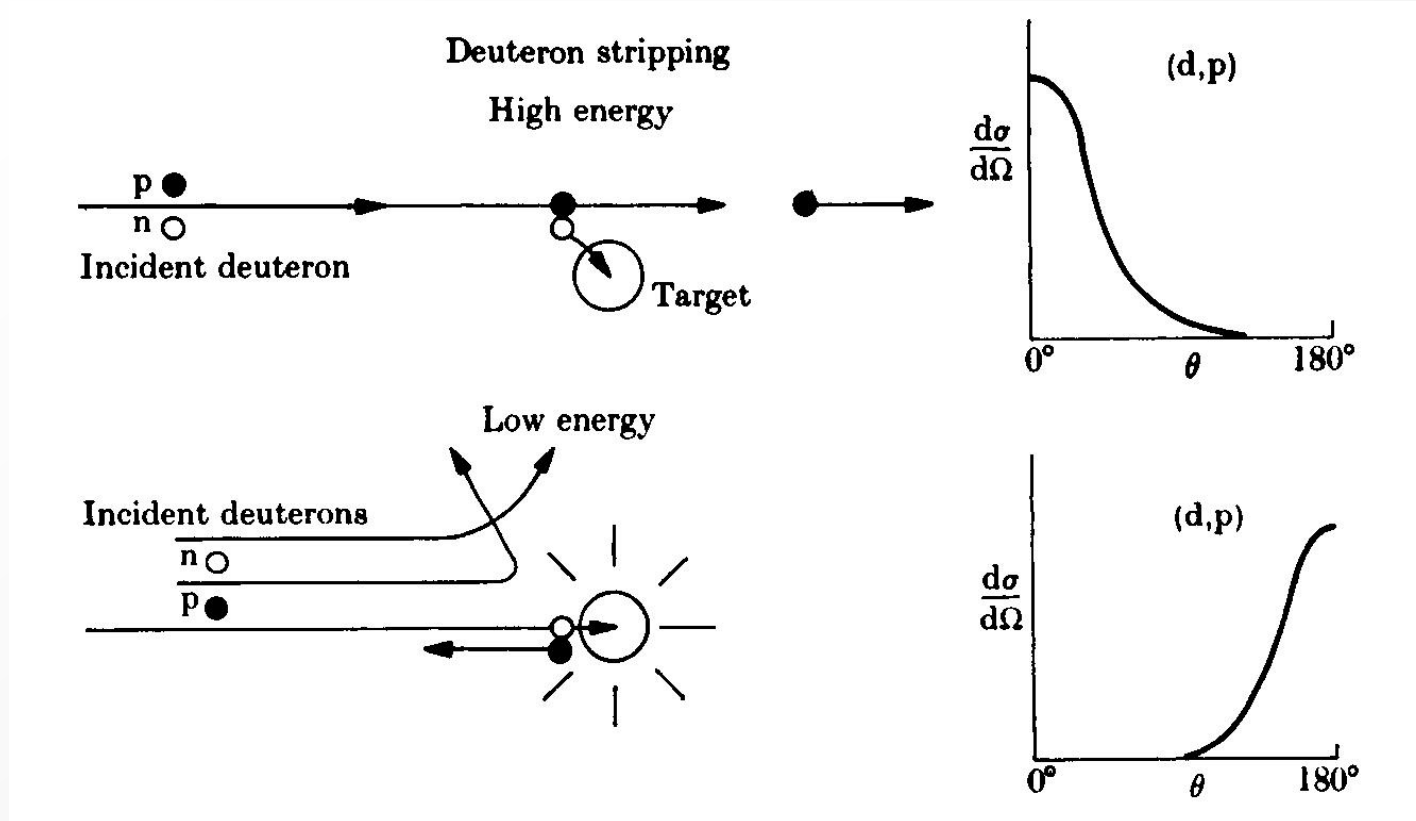
Vlastnosti priamych reakcií v porovnaní s reakciou cez zložené jadro:

- 1) Rýchlosť reakcie  $10^{-22}$  s pre priame reakcie vs.  $(10^{-17} - 10^{-15})$  s pre reakcie cez zložené jadro
- 2) Rôzna uhlová distribúcia produktov.

Reakcie cez zložené jadro majú rovnomernejšiu distribúciu. Častice z priamych reakcií majú smer výletu dopredu s malým maximom pri vyšších uhloch.

A. Gallmann et al. Nucl. Phys. 88, 654 (1966)

# Uhlová závislosť od energie



Pre reakcie prenosu je najcharakteristickejšia práva výrazná uhlová závislosť. Strhávanie deuterónu pri vysokej a nízkej energii, od čoho závisí uhlové rozdelenie vyletujúceho protónu, ktoré má svoj pík v smere dopredu alebo dozadu.

# Typy priamych reakcií



- 1) Nepružný rozptyl nalietaujúceho projektilu a prenos energie na terčové jadro.  
Proces sa využíva vo veľkej miere na štúdium rotačných a vibračných stavov jadier.
- 2) Reakcie meniace zloženie jadra. Typicky ide reakcie ako
  - a) vytrhnutie nukleónu z jadra (pick-up reakcie) napr. (p,d) reakcie
  - b) strhnutie nukleónu z projektilu (stripping reakcie) napr. (d,n) reakcie
  - c) knock-out reakcie keď projektil vyrazí nukleón z jadra a pokračuje ďalej (reakcia vedie na tri produkty)



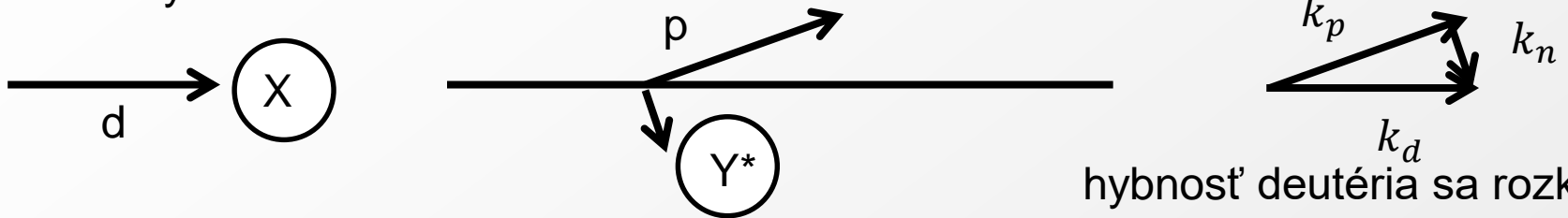
# REAKCIE PRENOSU

# Rozptyl (jednoducho)



Predpokladajme reakciu  $X(d,p)Y^*$  (t.j. interakcia deutéria s jadrom  $X$ , prenos neutrónu a vznik jadra  $Y$  v excitovanom stave a zostatkového protónu).

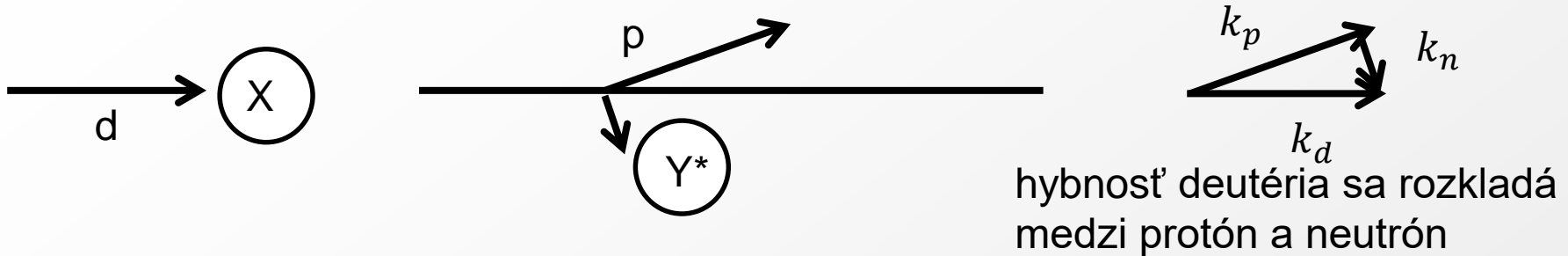
Pri interakcii sa prenesie okrem energie aj uhlový moment hybnosti  $l$  za vzniku vzбудeného jadra  $Y$ . Jadro  $Y$  sa ocitne v excitovanom stave so zmenou uhlového momentu hybnosti.



hybnosť deutéria sa rozkladá medzi protón a neutrón



# Rozptyl (jednoducho)



Pre hybnosť jednotlivých častíc platí  $p = \hbar k$ , takže hybnosť neutrónu zachyteného jadrom je  $p_n = k_n \hbar$ .

Zo zákona zachovania hybnosti máme pre hybnosti deutéria, prenášaného neutrónu a vylietavajúceho protónu (viď. obr. v pravo)

$$k_n^2 = k_d^2 + k_p^2 - 2k_d k_p \cos \theta$$

Uhlový moment hybnosti prenesený na jadro je možné odhadnúť ako

$$l_n \hbar = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = R k_n \hbar$$

Súčasne pritom platí aj zákon zachovania parity  $\pi_A \pi_{B^*} = (-1)^l$  ktorý nám uskutočňuje dodatočnú selekciu stavov.

# Princíp transfer reakcií



- Jeden nukleón, alebo skupina nukleónov, sa premiestni z jedného jadra do druhého v priamom jednostupňovom procese
- Reakcie prenosu možno zapísať vo forme
$$a + X \rightarrow Y + b$$
  - 1) Nerealizuje sa žiaden medzistupeň
  - 2)  $b = a - x$ ,  $Y = X + x$  (kde  $x$  reprezentuje prenášaný nukleón, resp. skupinu nukleónov).

# Modelový opis reakcie

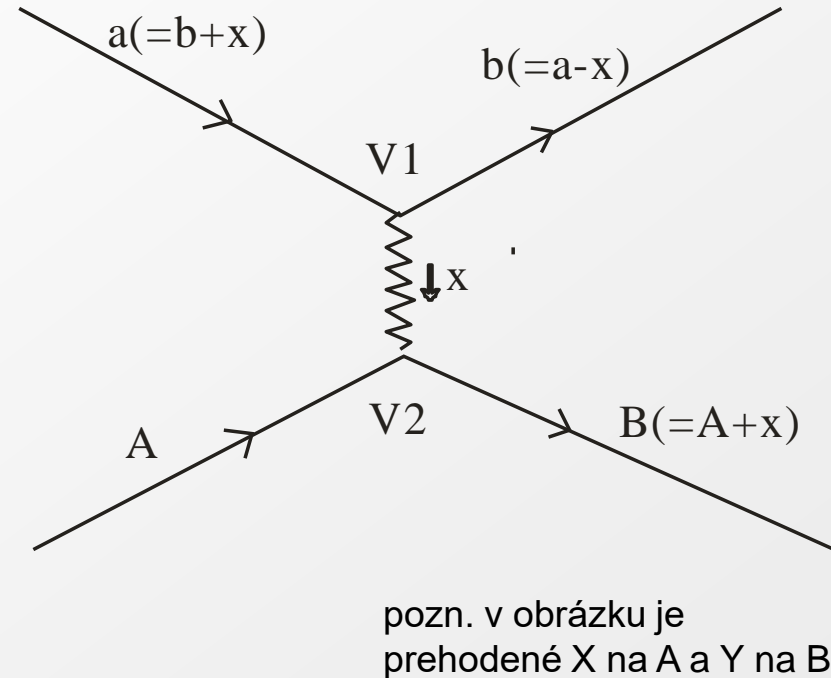


- Pokus o opis tejto reakcie, sa mení na problém troch telies – Terčové jadro  $X$ , projektil  $b$  a prenášaný cluster  $x$
- Využíva sa Bornova aproximácia deformovanej vlny (Distorted-wave Born approximation – DWBA). Do detailov v rámci teto prednášky nebudeme zachádzať, v ďalších častiach budú načrtnutý iba základný koncept.
- Zvyčajne využíva optický model (diskutovaný neskôr), možno však využiť aj explicitné vlnové funkcie z vrstvomého modelu.
- Základné predpoklady
  - Prenos nukleónov sa uskutočňuje medzi dvomi aktívnymi kanálmi
  - Vlnové funkcie optického modelu pre relatívny pohyb komponentov vstupného a výstupného kanálu sú platné vo všetkých relevantných oblastiach konfiguračného priestoru.
  - Proces prenosu je dostatočne slabý, aby stačila aproximáciaprvého rádu.

# Náčrt reakcie



- jadro  $a$  v bode  $V1$  emituje klaster  $x$
- klaster  $x$  je zachytený terčovým jadrom  $X$  v bode  $V2$
- Vlnové funkcie optického modelu (deformačné vlny) opisujú relatívny pohyb fragmentov  $(X,a)$  a  $(Y,b)$  pred a po interakcii



formfaktory – funkcie súradníc, stupeň prekrytia  $X$  a  $Y$ ,  
formfaktor projektilu ( $a \rightarrow b + x$ )  
jadrový formfaktor prenosu  $X + x \rightarrow Y$ .

# Bornova aproximácia



Majme reakciu  $X(a,b)Y$  (teda  $a + X \rightarrow Y + b$ )

V rámci Bornovej aproximácie môžeme uvažovať na vstupe a na výstupe vlny pre  $a$  a  $b$  ako rovinné.

Tieto rovinné vlny môžeme opísať ako superpozíciu sférických vln:

$$\psi_{in} = Ae^{ikz} = A \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell} (2\ell + 1) j_{\ell}(kr) P_{\ell}(\cos \theta)$$

Kde  $j_{\ell}(kr)$  sú Besselove funkcie

A  $P_{\ell}(\cos \theta)$  sú Legendrove polynómy

$$P_0(\cos \theta) = 1$$

$$P_1(\cos \theta) = \cos \theta$$

$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1)$$

# DWBA



- Predpoklad, že rovinné vlny opisujúce nalietaujúcu a vylietaujúcu časticu sú zmenené terčovým jadrom vedie k teórii Bornovej aproximácii deformovaných vln.
- Predpokladá sa modifikácia vlny a fakt, že obsahuje časť rozptýlenú pružne na optickom potenciáli.
- Veľké využitie pri experimentoch opisujúcich reakcie s preneseným orbitálnym momentom hybnosti.

# Spektroskopický faktor



- Ako vstupná a výstupná vlna sa dá uvažovať explicitne vlnová funkcia z vrstvomého modelu.
- V praxi však nie sú stavy jadier opísané čistými stavmi shell modelu, ale prichádza k väčšiemu, či menšiemu zmiešavaniu stavov.
- Preto môže nastať situácia, že z modelu, predpokladajúceho čisté stavy (t.j. definované iba jedným stavom, resp. hladinou) získame iný účinný prierez ako je v reálnom meraní, keď daný stav je zmiešaním dvoch stavov.
- Pomer zmeraného diferenciálneho a vypočítaného účinného prierezu potom nám reprezentuje tzv. spektroskopický faktor  $S$ .

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{meas} = S \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{calc}$$

- Ten je rovný jednotke (t.j.  $S = 1$ ) ak model presne vystihuje danú situáciu a obsadzuje sa čistý jasne definovaný stav. Rôzny od 1 je ak máme stav zmiešaný s komplexnejšou konfiguráciou.

# Energetická bilancia



- Pri obsadzovaní finálneho stavu v prípade priamych reakcií nás zaujímajú najmä uhlová závislosť a energetická bilancia reakcie.
- Energetickú bilanciu môžeme jednoducho určiť zo zákona zachovania energie. Zo zmeranej energie vylietavajúceho zostaku projektilu, napr. protónu v prípade (d,p) reakcií, možno určiť energiu vzбудenia zostatkového jadra.
- Absolútna hodnota účinného prierezu umožňuje určiť pravdepodobnosť obsadenia jednočasticových hladín, na ktorých je neutrón zachytený.



# Uhlové rozdelenie

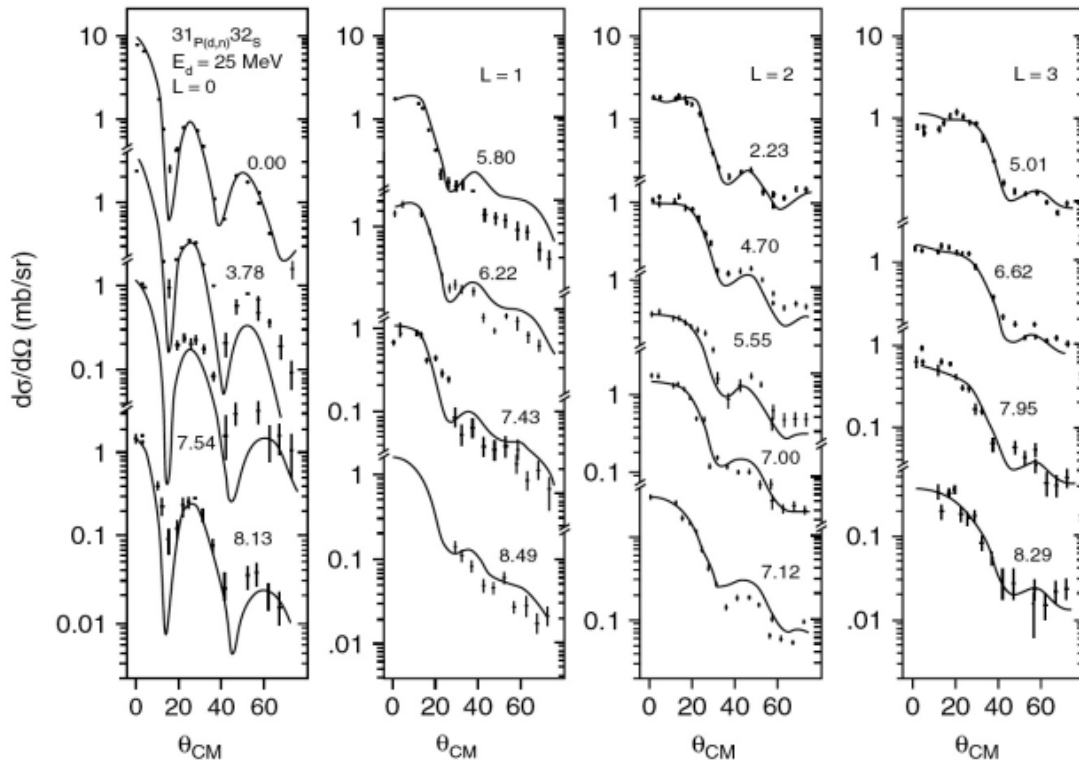


FIG. 11: Angular distribution of the reaction  $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ , with the transfer of a proton to several states of  $^{32}\text{S}$ . The curves are results of DWBA calculations for the indicated  $l$  values [15].

*K. Miura et al. Nucl. Phys. A 467, 79 (1987)*

Pravdepodobnosť výletu zbytkového projektilu do určitého uhlu závisí od prenosu uhlového momentu hybnosti.

Uhlové rozdelenie a polarizácia protónu teda určuje spin a paritu daného stavu.

Existujú systematické odchýlky v závislosti od orientácie spinov)

# Uhlové rozdelenie

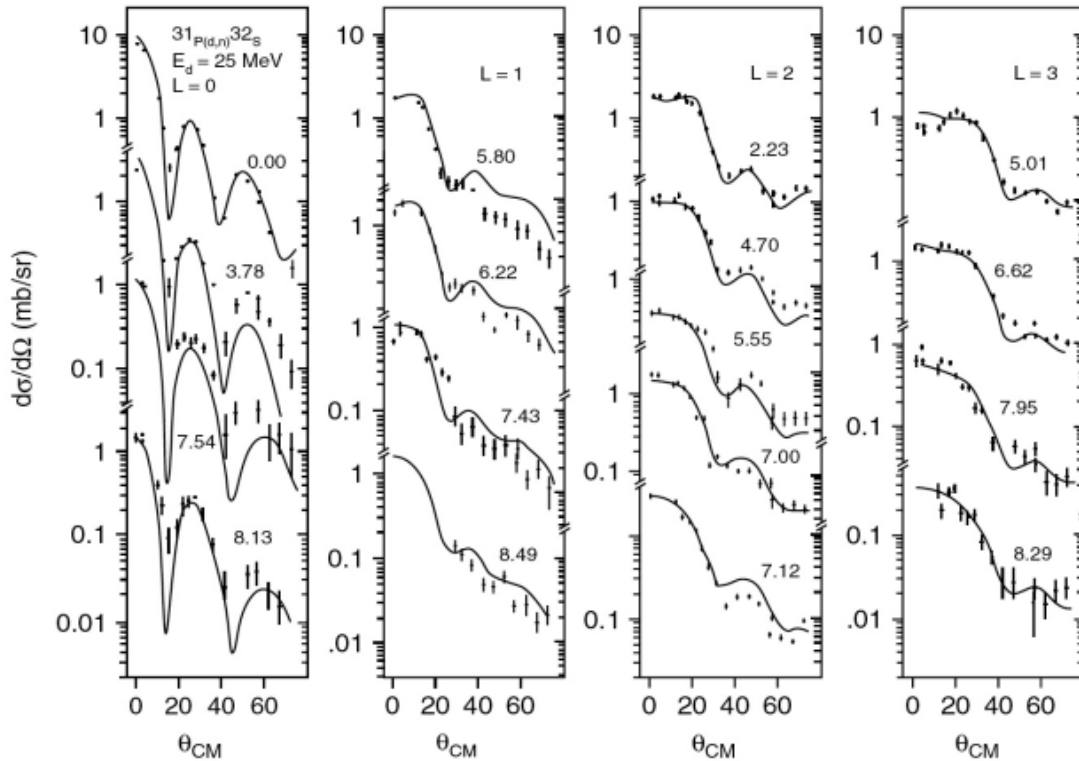


FIG. 11: Angular distribution of the reaction  $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ , with the transfer of a proton to several states of  $^{32}\text{S}$ . The curves are results of DWBA calculations for the indicated  $l$  values [15].

*K. Miura et al. Nucl. Phys. A 467, 79 (1987)*

Na obrázku je vidno na štyroch paneloch prípady pre prenos uhlového momentu hybnosti 0, 1, 2 a 3.

Os X reprezentuje uhol výletu, os Y diferenciálny účinný prierez.

Jednotlivé distribúcie zodpovedajú rôznym vzbudeným stavom (s rôznou energiou)

Body s neistotami zobrazujú experimentálne hodnoty. Plné čiary, zodpovedajú DWBA výpočtom pre jednotlivé prípady (t.j. prenos energie a uhlového momentu hybnosti  $l$ ). Práve podľa súladu výpočtu a merania sa môže identifikovať obsadený stav.

# Reakcie prenosu dvoch nukleónov



- Doteraz sme mali prípad prenosu jedného nukleónu. Môže sa však prenášať dvojica identických nukleónov (n-n resp. p-p) alebo rozdielných (n-p).
- V prípade identických nukleónov, (p,t) príp. (t,p) reakcie, je typická extrémna selektivita. V prípade párnopárných jadier sú majoritne sú produkované  $0^+$  stavy a prenos celkového orbitálneho momentu hybnosti je  $\Delta l = 0$

# Transfer reakcie pre ťažké ióny

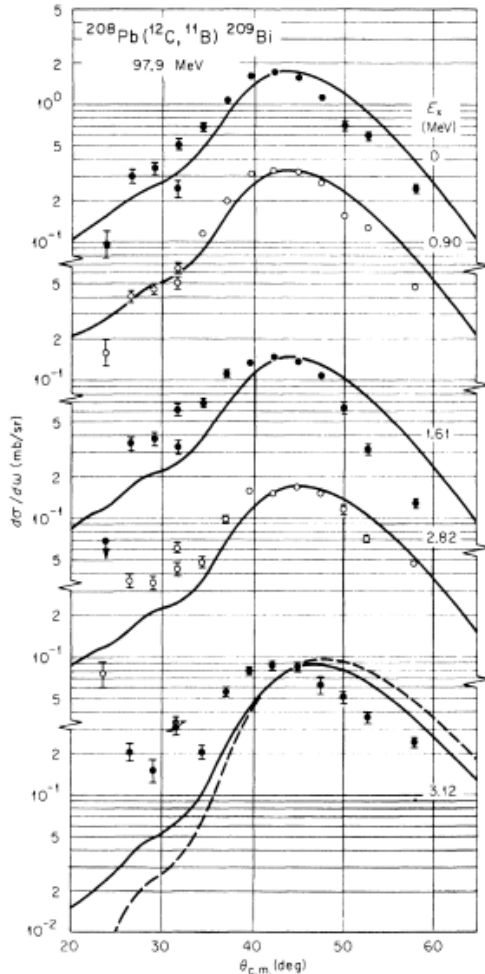
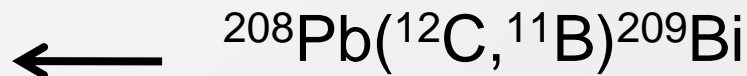


FIG. 3. Differential cross sections for the  $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{209}\text{Bi}$  reactions at 97.9 MeV. The solid curves are from DWBA calculations using Woods-Saxon potentials; the dashed curve was obtained using folded potentials.

- Prenos nukleónov nemusí prebiehať iba medzi ľahkými jadrami (napr. deutérium) a terčom. Môže prebiehať aj medzi ťažkými jadrami pri prenose nukleónu, príp. aj celého klastra.
- Časť nukleónov sa prenáša aj pri interakcii ťažkých jadier.
- Opäť je typická silná uhlová závislosť



*K.S. Toth et al. PRC 14, 1471 (1976)*



# HLBOKO NEPRUŽNÉ REAKCIE PRENOSU

# Charakteristika hlb. nepr. reakcií



- V prípade ťažších projektilov môže prísť k výraznému prenosu energie a hmoty medzi interagujúcimi jadrami. Vtedy hovoríme o tzv. hlboko nepružnej reakcii (*deep inelastic collisions*)
- Tento typ reakcií je typický pri zrážke ťažkých jadier s  $A > 40$  a energiou 1 – 3 MeV nad kulombovou bariérou (typicky okolo 10 MeV/u).
- Projektil a terč strávia určitý časv dotykovej konfigurácii, pričom dochádza k intenzívnej výmene hmoty a energie. Vyletujú projektilu-podobné jadrá (s časťou prenesenej hmoty) s výrazne menšou energiou ako energie projektilov.
- Pri hlboko-nepružnej reakcie sa môže preniesť aj 100 MeV energie a 50  $\hbar$  jednotiek uhlového momenty.
- Je istým prechodom medzi priamymi reakciami a reakciami vedúcimi cez zložené jadro.

# Definícia dotykových reakcií

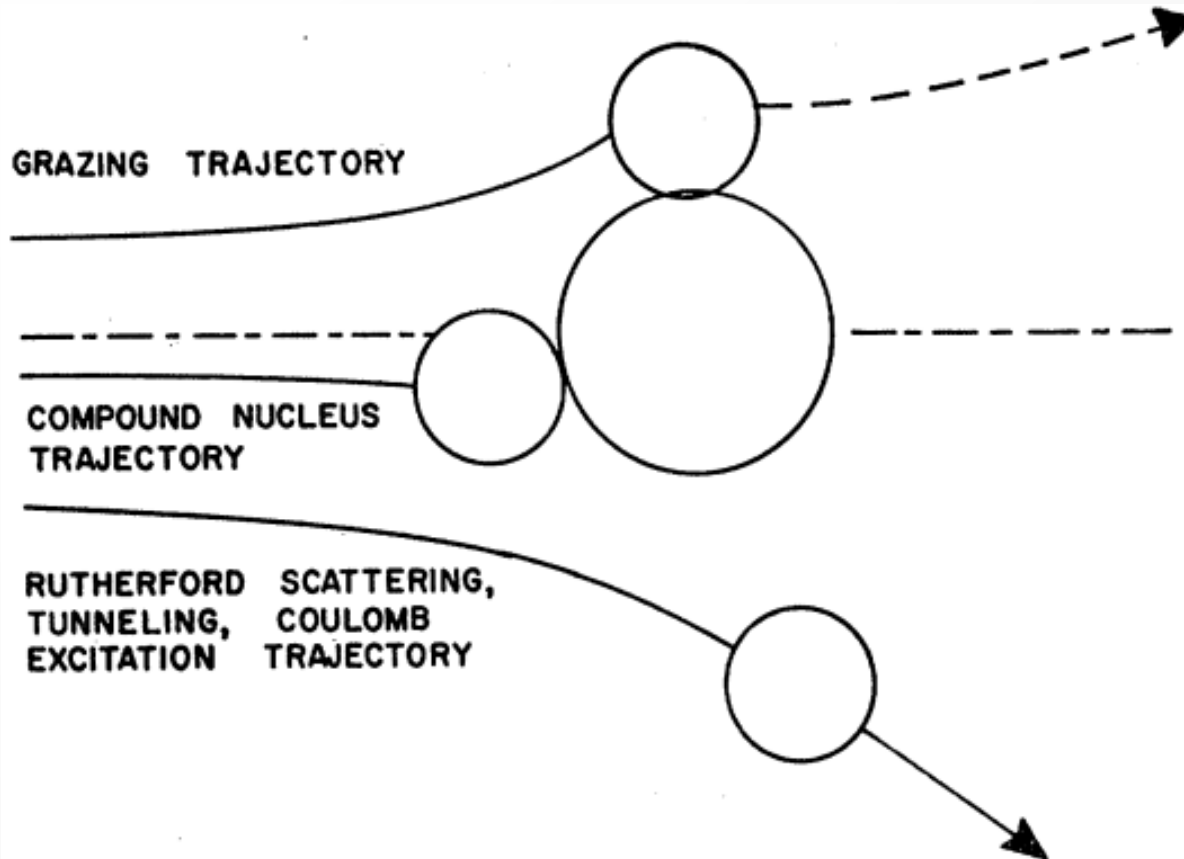
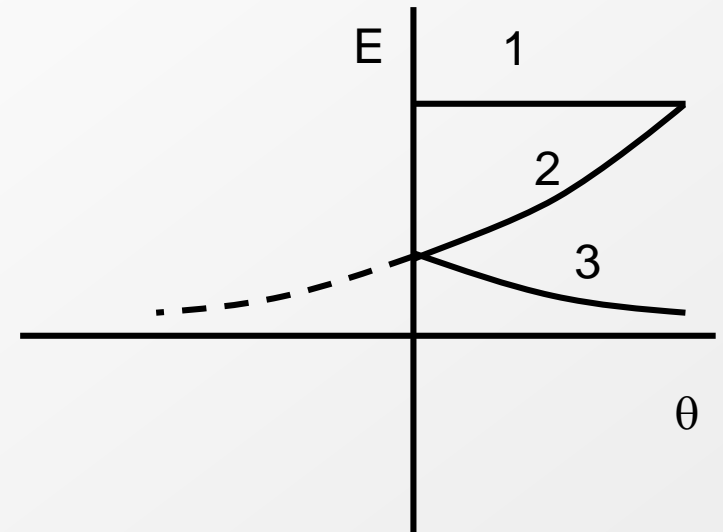
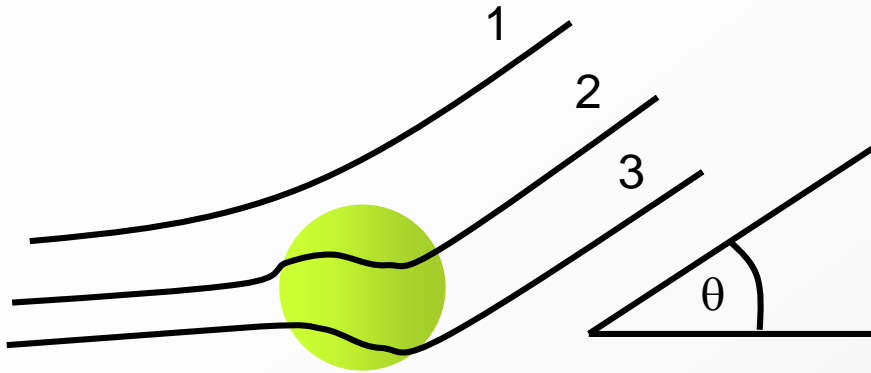


FIG. 1. Typical trajectories representing the three major classes of heavy ion reactions.

# Závislosť energie a uhla

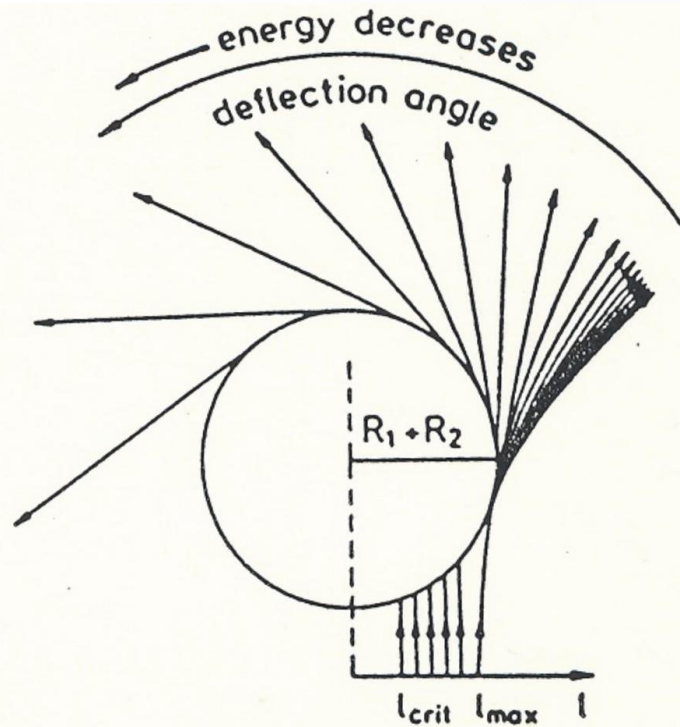


Trajektória 1 bez prenosu energie. Počiatočná kinetická energia ostáva nezmenená.

Trajektória 2 zodpovedá hlboko nepružnej zrážke, ktorá s istou pravdepodobnosťou vedie do rozptylu pod uhlom  $\theta$ .

Trajektória 3 zodpovedá ekvivalentnej situácii do záporných uhlov.





$\tau$  - doba interakcie medzi projektilom a terčikom

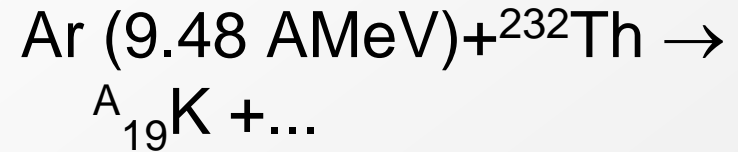
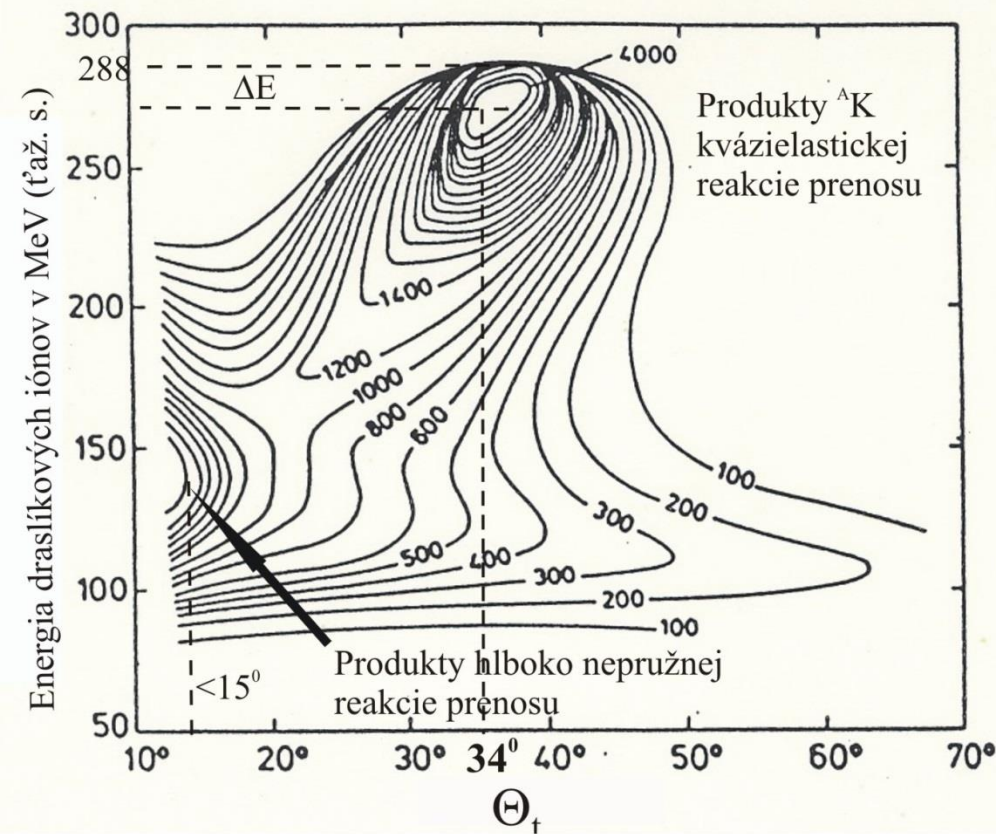
$\tau_{rot}$  - doba rotácie (perióda) dinukleárneho systému, vytvoreného pri interakcii

$\tau \ll \tau_{rot}$  - priama kvázielastická reakciu prenosu

$\tau \gg \tau_{rot}$  - reakcia s vytvorením zloženého jadra

$\tau \approx \tau_{rot}$  - hlboko nepružná reakcia prenosu (deep inelastic scattering).

# Príklad pre hlb. nepr. reakcie



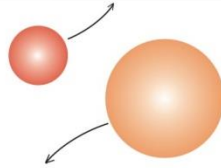
Dve lokálne maximá

- 1) kvázi-pružný rozptyl  $35^\circ$  takmer bez straty energie
- 2) hlboko-nepružný rozptyl  $15^\circ$  s výraznou zmenou energie

# Prehľad reakcií

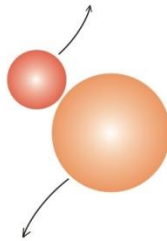


Ďaleké  
interakcie  
 $r > R_{\text{int}}$



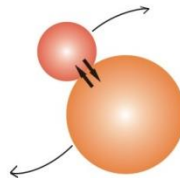
Pružná interakcia,  
coulombovské vzbuenie

Periferálne  
zrážky  
 $r \doteq R_{\text{int}}$



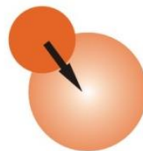
Nepružný rozptyl,  
začiatok výmeny nukleónov  
a malé zníženie kinetickej  
energie

Zrážky  
priameho  
kontaktu  
 $r < R_{\text{int}}$



Hlboko nepružné zrážky s veľkou  
stratou kinetickej energie a výmenou  
nukleónov, pritom sa čiastočne  
zachovávajú počiatočné hodnoty  
hmotnosti a nábojov.

Zrážky s  
hlbokým  
prienikom  
 $r \ll R_{\text{int}}$



Fúzií podobné reakcie pri ktorých  
dochádza k strate identity projektilu  
a terča a ich kinetická energia je úplne  
potlačená.  
Kompletná fúzia projektilu a terča  
s vytvorením zloženého jadra.

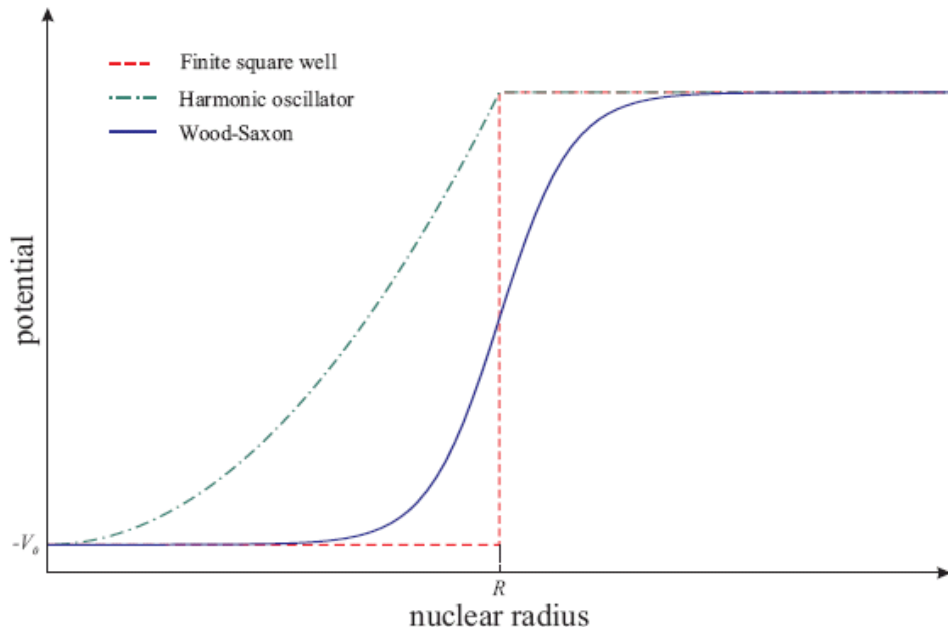


# OPTICKÝ MODEL

# Čo už vieme o potenciáli jadra



Už z jadrovej spektroskopie vieme, že potenciál jadra sa môže aproximovať lineárnym harmonickým oscilátorom, pravouhlým potenciálom, v realistickejšom prípade Wood-Saxon potenciálom.



## Lineárny harmonický oscilátor

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 \left[ 1 - \frac{r^2}{R^2} \right] & \text{if } r < R \\ 0 & \text{if } r > R \end{cases}$$

## Pravouhlý konečný potenciál

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{if } r < R \\ 0 & \text{if } r > R, \end{cases}$$

## Wood-Saxon

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

$$V(r) \rightarrow V(r) + W(r)L \cdot S.$$

# Základné vlastnosti potenciálu

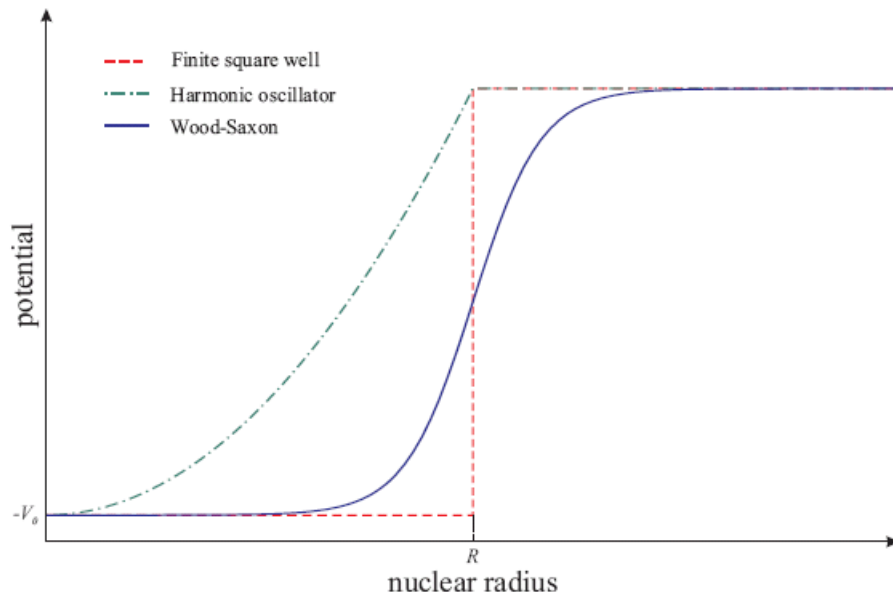


S elementárnymi znalosťami (napr. krátkodosahovosť jadrových síl) vieme predpovedať základné vlastnosti potenciálu

1) Potenciál jadrových síl uvažuje priestorov identický s jadrom.

2) Potenciál prudko narastá na povrchu jadra a rýchlo nadobúda svoju maximálnu hodnotu

3) Vo vnútri jadra je potenciál konštantný.

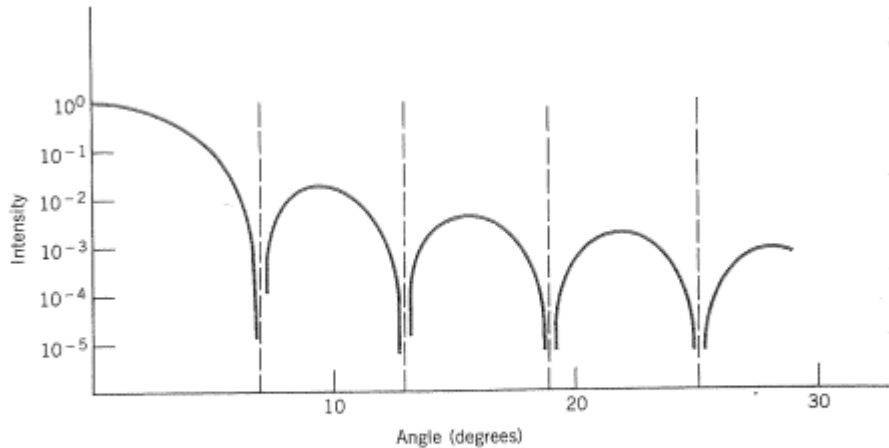




Jednoduchý, ale funkčný potenciál na opis interakcie dvoch jadier.

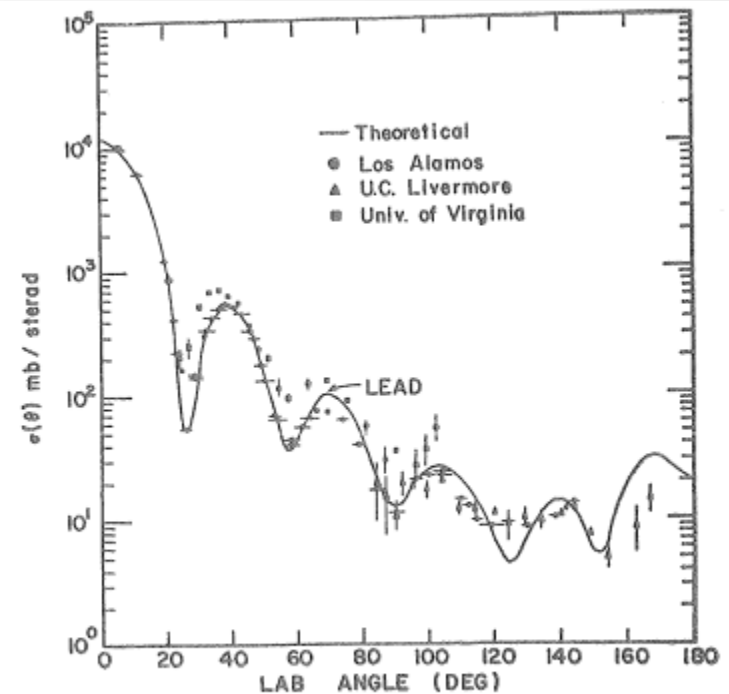
# OPTICKÝ POTENCIÁL

# Uhlová distribúcia



**Figure 11.13** Diffraction pattern of light incident on a circular aperture circular disk gives a similar pattern. The minima have intensity of zero. The curve drawn for a wavelength equal to ten times the diameter of the aperture or disk.

Ako už bolo spomenuté, v priamych reakciách máme výrazné uhlové závislosti. Tu je jedna z analogií optiky, kde sa často stretáme so systémom lokálnych maxim a miním.



**Figure 11.14** Elastic scattering of 14-MeV neutrons from Pb. From S. Fernbach, *Rev. Mod. Phys.* 30, 414 (1958).



# Princíp



Rozptyl jadier sa správa podobne ako rozptyl svetelnej vlny na otvore, pri ktorých vytvára svetlo krúžky s maximami a minimami.

Dopadajúce častice sa reprezentujú rovinnými vlnami postupujúcimi v smere osi Z ako  $\psi_{in} = Ae^{ikz}$

Po zahrnutí časovej závislosti  $\psi_{in} = Ae^{i(kz-\omega t)}$

Vystupujúca vlna je opísaná sférickou vlnou  $\psi_{out} = A \frac{e^{ikr}}{r}$

Z toho vidíme, že hustota toku častíc  $|\psi|^2$  klesá ako  $1/r^2$ .

Podobne ako v optike by sme našli rezonančné maximá a minimá (vid'. Odvodenie z optiky venované ohybu svetla)

# Optický model – základná idea



- Optický model – jeden najjednoduchších modelov opisu jadrových reakcií.
- Zaviedol ho Herman Feshbach et al. (1953)
- Na interakciu jadier budeme teraz hľadiť ako na dvojtelesový systém – avšak vlastnosti interakcie samozrejme závisia od štruktúry.
- Realistický potenciál však musí okrem rozptylu jadier opísať aj ich absorbciu. To je aj základnou vlastnosťou optického modelu – schopnosť opísať absorbciu interakciách jadier.

# Podobnosť s optikou



- Prepožičiava si ideu z optiky a prechodu vlny cez materiál, kde prichádza k rozptylu a pohlteniu svetla pri interakcii s materiálom.
- Podobne aj interagujúce jadrá majú istú pravdepodobnosť rozptylu, a istú pravdepodobnosť pohltienia.
- Optika zavádza index lomu v podobe  $\tilde{n} = n(1 + i\kappa)$
- Práve komplexná časť je zodpovedná za absorbciu vlny
- Zjednodušene si to možno predstaviť tak, že vlnová funkcia obsahuje komplexný člen ( $e^{ikx}$ ). Pri súčine dvoch komplexných čísel sa nam ich komplexná časť neguje.

# Zahmlená kryštálová gula



- Optický model, sa občas berie aj ako model zahmlenej kryštálovej gule
- Časť svetla nám prechádza a rozptyľuje sa, reprezentuje neinteragujúce častice a rozptýlené častice
- Časť svetla sa nám absorbuje, reprezentuje zachytené častice
- Podobne ako máme komplexný index lomu, zavádzame aj komplexný potenciál

$$U(r) = V(r) + iW(r)$$

- Obe funkcie sú vzťahnuté na radiálnu časť opisu interakcie
- $V(r)$  je pritom zodpovedná za rozptyl jadier a môže byť (ako neskôr ukážeme) podobná jadrovému potenciálu z vrstvomého modelu
- Imaginárna časť  $iW(r)$  opisuje absorpciu a závisí od energie interakcie

# Čo získame z potenciálu



Z kvantovej mechaniky vieme, že pre časticu v jadrovom potenciáli vlnová

funkcia klesá ako  $\exp - \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E)} dx$

Pre rozptýlenú vlnu máme  $e^{ikr}/r$  pričom pre vlnové číslo  $k$  môžeme napísať

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{\frac{2m(E + V_0 + iW_0)}{\hbar^2}} = \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} \sqrt{1 + \frac{2miW_0}{\hbar^2} \frac{\hbar^2}{2m(E + V_0)}} \\ &= \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} \sqrt{1 + \frac{iW_0}{(E + V_0)}} \end{aligned}$$

# Čo získame z potenciálu



Ak je  $W_0$  malé v porovnaní s  $(E + V_0)$  môžeme využiť Taylorov rozvoj a dostaneme pre  $k$ :

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{iW_0}{(E + V_0)} \right) = \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} + \frac{1}{2} \frac{iW_0 \sqrt{(E + V_0)}}{(E + V_0)} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \\ &= \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} + \frac{iW_0}{2} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2(E + V_0)}} \end{aligned}$$

# Aplikácia na vlnovú funkciu



Pre vlnové číslo teda máme

$$k \approx \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} + \frac{iW_0}{2} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2(E + V_0)}}$$

... Inak povedané, sa nám vlnové číslo  $k$  rozseparovalo na reálnu a imaginárnu časť...

$$k = k_r + ik_i$$

Tým aj pre pôvodnú vlnu  $e^{ikr}/r$  môžeme napísať

$$e^{ikr} = e^{ik_r r} \cdot e^{-k_i r} / r$$

Pre funkciu pravdepodobnosti dostaneme, že je úmerná členu

$$\propto e^{-2k_i r}$$

Ak si vezmeme ako formu strednej voľnej dráhy  $e^{-1}$

$$d = \frac{1}{2k_i} = \frac{1}{W_0} \sqrt{\frac{\hbar^2(E + V_0)}{2m}}$$

# Opis reálnej časti



Reálnu časť potenciálu už poznáme – opis je vhodné realizovať pomocou Wood-Saxon potenciálu.

$$V(r) = Vf_n(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{(r-R)/a}}$$

Pričom  $R = 1.2A^{1/3}$  (pri difúznom povrchu jadier možno uvažovať aj úmernosť 1.4).

Jednotlivé konštanty sa pritom upresnia podľa vhodného súladu s experimentálnymi dátami.



# Prechod k imaginárnej časti



V prípade nižších energií dokážu absorbovať energiu nalietajúcej častice iba valenčné nukleóny. Pevne viazané nukleóny v centre jadra nie sú v tomto procese efektívne a sú efektívne blokované.

Ako vhodná podoba imaginárnej časti potenciálu sa volí derivácia reálneho potenciálu  $W(r) \approx dV(r)/dr$

Táto funkcia dosahuje maximum práve na povrchu kde sa najviac mení funkcia  $V(r)$ , a je nulová v strede, kde je funkcia  $V(r)$  konštantá.

Inak povedané – pri nízkych exc. energiách sa môžu valenčné nukleóny presunúť na neobsadené hladiny a absorbovať tým energiu. Hlboko v jadre je však energia väzby príliš veľká a pevnejšia viazané nukleóny hlbšie v potenciáli ostávajú bez zmeny (Pauliho blok).

# Opis imaginárnej časti



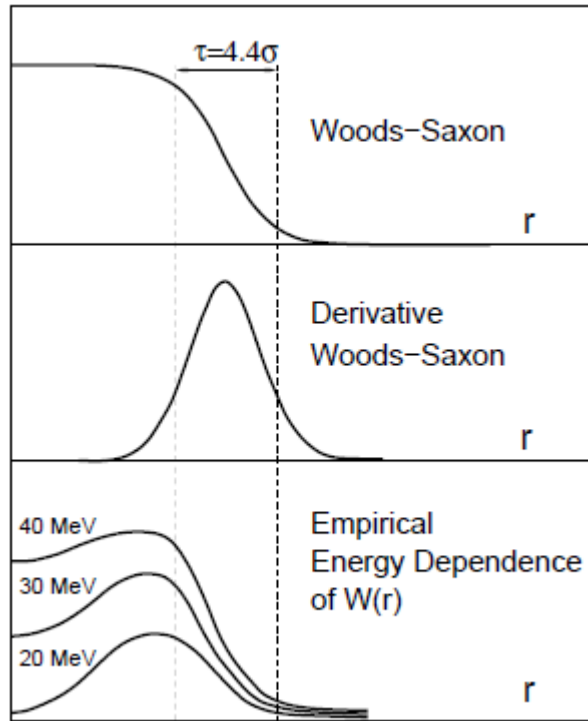
Na pripomenutie  $V(r) = Vf_n(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{(r-R)/a}}$

Samotnú imaginárnu časť potenciálu potom možno zapísať ako:

$$W(r) = Wg(r) = -a \frac{df_n(r)}{dr} = \frac{\exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^2}$$

Faktor  $a$  sa dopíňa kvôli normalizácii na 1.

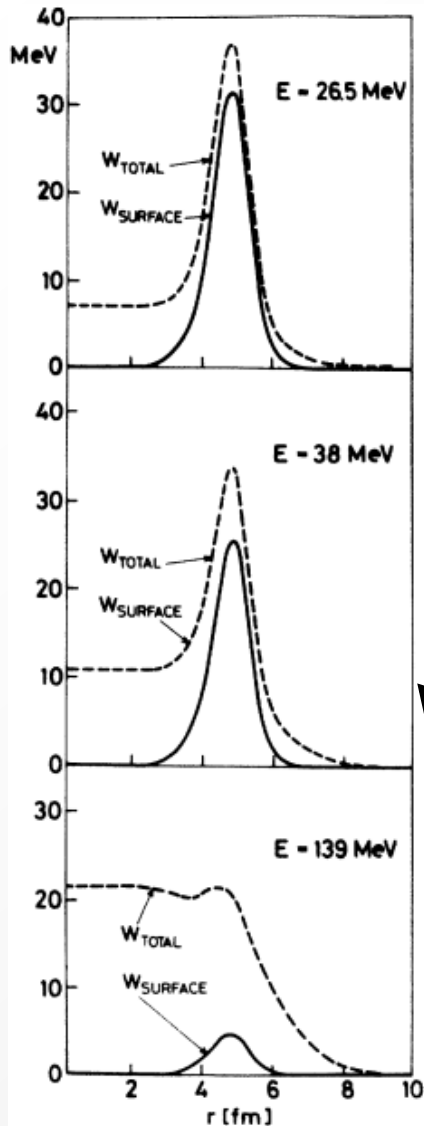
# Podoba potenciálu



Reálna časť potenciálu

Imaginárna časť potenciálu

# Prípád vyšších energií

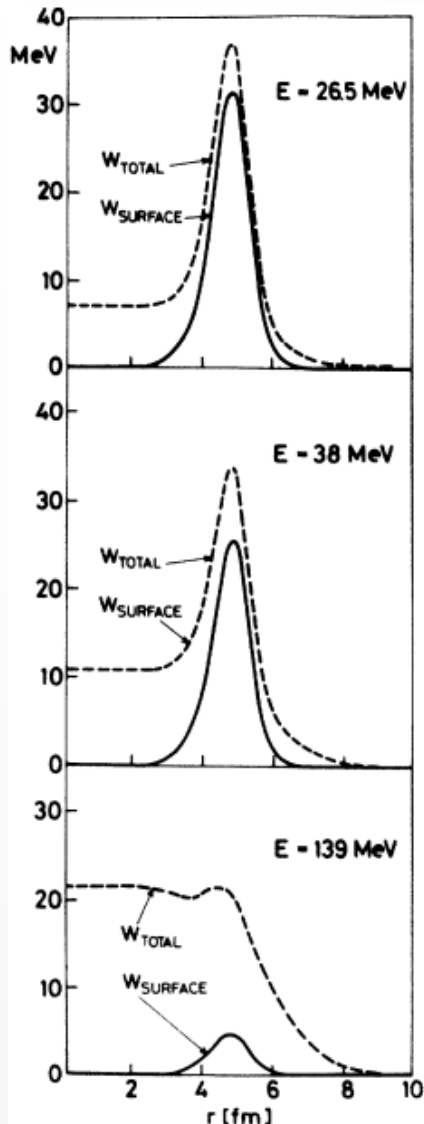


Pri vyšších energiách však samozrejme môže prenikat' projektil aj hlbšie do jadra a interakcia prebieha aj so silnejšie viazanými nukleónmi v strede. Tým sa funkcia  $W(r)$ , môže postupne ponášať na funkciu  $V(r)$ . (teda viac kopíruje reálnu časť potenciálu a skutočnú podobu jadra, keďže do „hry“ vstupujú postupne všetky nukleóny)

Experimentálne potvrdenie – rozptyl alfa častíc na jadre Niklu.

*A. Budzanowski et al. Phys. Rev. C17, 951 (1978)*

# Prípád vyšších energií



Experimentálne potvrdenie – rozptyl alfa častíc na jadre Niklu.



Na osi X je relatívna vzdialenosť od stredu terčového jadra.

Horný panel zobrazuje prípad nízkej energie interakcie. Na strednom paneli sa energia zvyšuje a zvyšuje sa aj pravdepodobnosť rozptylu v centrálnej časti. Dolný panel prakticky kopíruje distribúciu hmoty v jadre.

*A. Budzanowski et al. Phys. Rev. C17, 951 (1978)*

# Koulombovský člen



Pri snahe o reálny popis potenciálu je nevyhnutné brať aj ďalšie členy, ako napríklad koulombovskú interakciu

$$V_c(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_i Z_r e^2}{2R_c} \left( 3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) \quad \text{pre } r < R$$

$$V_c(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_i Z_r e^2}{2R_c} \quad \text{pre } r \geq R$$

# Spin-orbitálny člen



Nukleóny majú spin  $\frac{1}{2}$  a podobne ako pri opise potenciálu pri opise jadrovej štruktúry aj potenciál pre opis interakcie jadier má spin-orbitálny člen.

Tento vplyv je experimentálne overiteľný pri porovnaní rozptylu jadier polarizovaného a nepolarizovaného zväzku.

$$V_{so}(r) = \left( \frac{\eta}{m_{\pi} c} \right)^2 V_{so} \frac{1}{r} \frac{df_{so}(r)}{dr} L \cdot \sigma$$

Najdôležitejší je opäť na povrchu jadier a vo vnútri zaniká. Kvantitatívne je typická veľkosť cca 4 MeV.

# Celkový optický potenciál



Celkový potenciál  $U(r) = V_c(r) + V f_v(r) + i W f_w(r) + V_{SO}(r)$

Upozornenie. Optický potenciál je vhodný na opis reakcií, keď sa opisuje interakcia dvoch jadier ako celku. Neopisuje exaktne štrukturálne efekty jadier.

Berie iba priemerne hodnoty.

Je veľkým – ale funkčným – zjednodušením.





**THE END**