

Jadrové reakcie

Reakcie vedúce cez zložené jadro





Jadrové reakcie vedúce na zložené jadro. Preukázanie aplikovateľnosti teórie vzniku zloženého jadra

REAKCIE SO VZNIKOM ZLOŽENÉHO JADRA

Základná idea



Jadro, príp. nukleón, nalietajúci na jadro odovzdá pri viacnásobných zrážkach postupne celú energiu a uviazne v terčovom jadre.

Pravdepodobnosť procesu závisí od energie nalietajúceho jadra a dostupných kvantovaných hladín v jadre.

Nie je to jednokrokový proces.

- 1) Uviaznutie nukleónu a obsadenie niektorej hladiny
- 2) Re-distribúcia energie cez dvojtelesové interakcie medzi uviaznutým nukleónom a zvyšnými nukleónmi
- 3) Vytvorenie relatívne dlhožijúceho jadra.

Vplyv kvantovania hladín



Jadrová reakcia takto cíti dostupnosť a kvantovanie hladín. Ak je energia zodpovedajúca niektorým hladinám, pravdepodobnosť procesu je vyššia (podobne ako napr. pri rádioaktívnom rozpade).

V dôsledku komplexnosti procesu (napr. redistribúcie energie) sa zvyšuje aj komplexnosť výťažkov.

Výťažky z reakcií pre rôzne široké intervaly energií protónov.

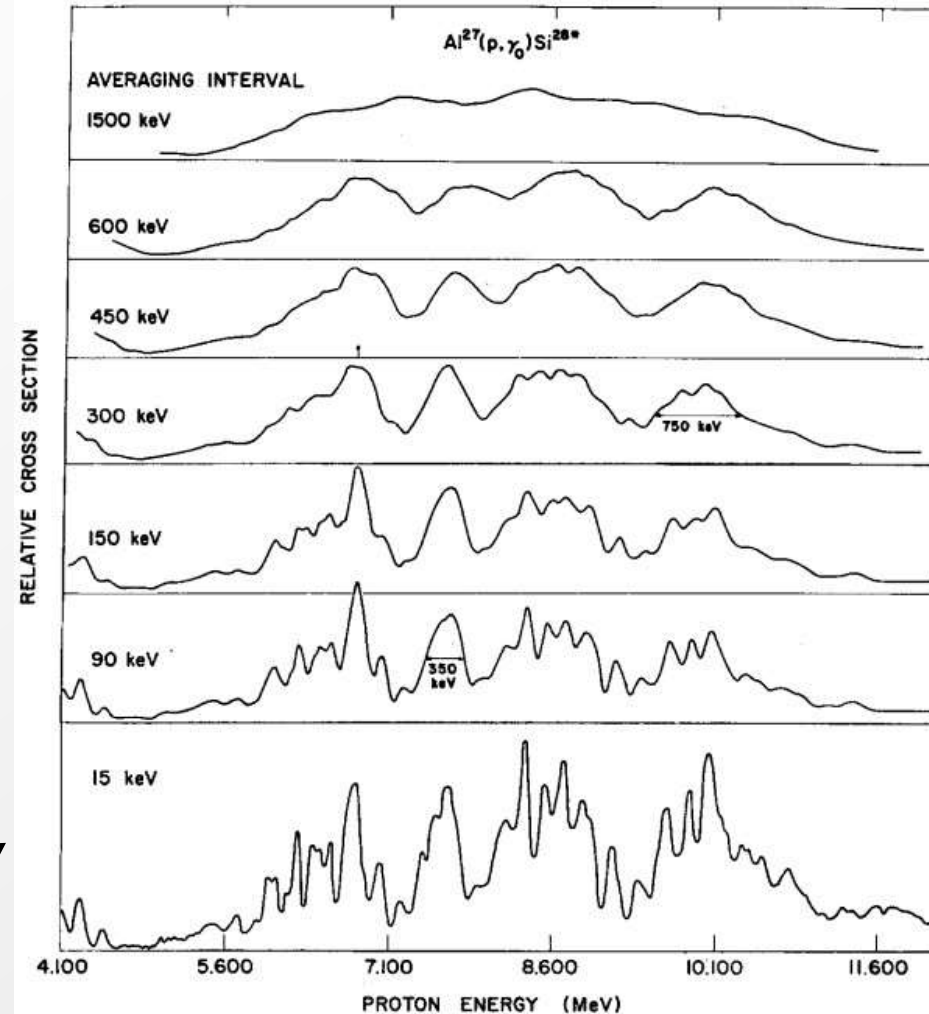


Fig. 12. The yield curve for γ_0 for various averaging intervals.

A. Budzanowski et al. *Phys. Rev. C*17, 951 (1978)

Doba života zloženého jadra



Po vytvorení zloženého jadra, nie je excitačná energia pripadajúca na jeden nukleón postačujúca na jeho emisiu.

Náhodnou redistribúciou nukleón-nukleónovými zrážkami v jadre sa energia preniesie na jeden, alebo viac nukleónov (príp. preformovanú alfa časticu) čo môže spôsobiť ich emisiu.

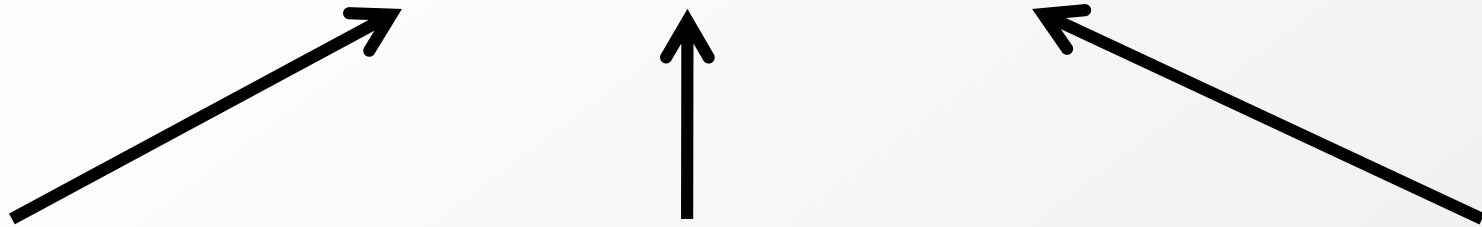


Pomalý proces $\approx 10^{-15} - 10^{-15}$ s (vs. 10^{-22} s potrebnej na fúziu).



Dôležitý dôsledok: Výstupný kanál reakcie (následna emisia nukleónov z excitovaného jadra) nezávisí od vstupného kanálu.

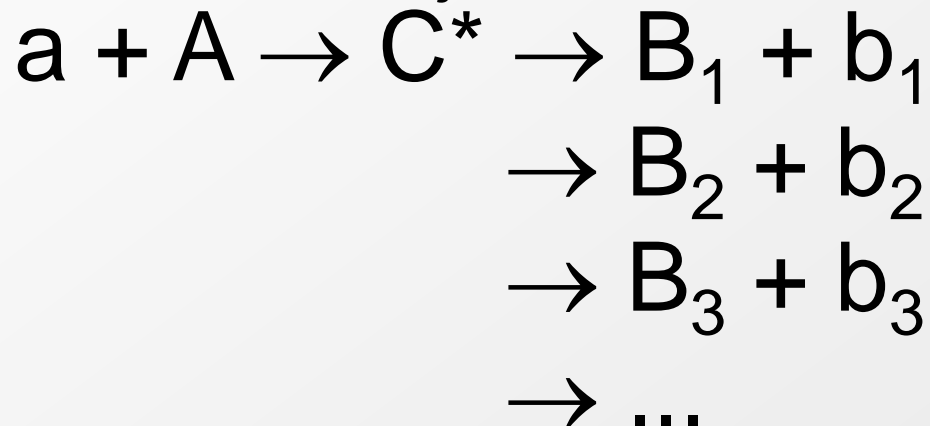
Vznik zloženého jadra schematicky



Vstupný kanál

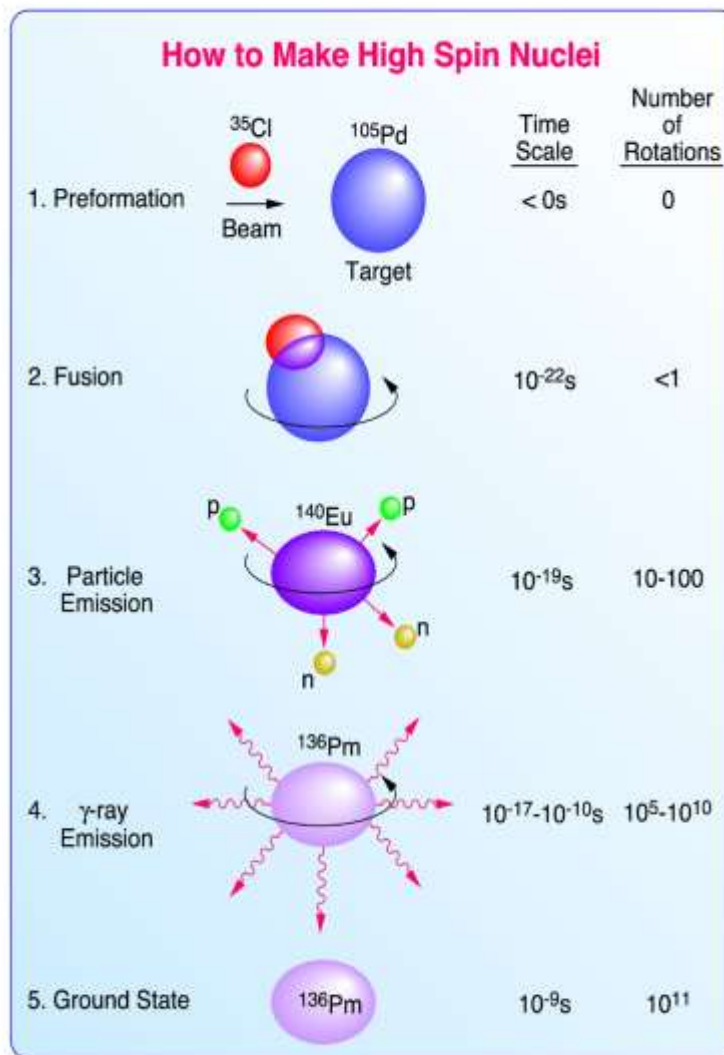
Zložené jadro

Výstupný kanál



V dôsledku dlhej doby života musíme uvažovať s rôznymi variantami pre výstupný kanál

Schematický náčrt



Experimentálne overenie konceptu zloženého jadra



PHYSICAL REVIEW

VOLUME 80, NUMBER 6

DECEMBER 15, 1950

An Experimental Verification of the Theory of Compound Nucleus*

S. N. GHOSHAL†

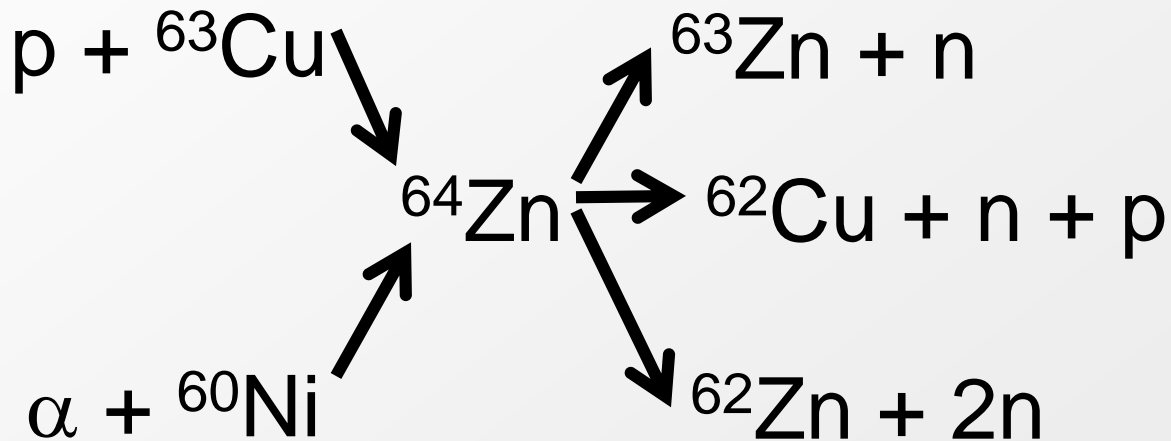
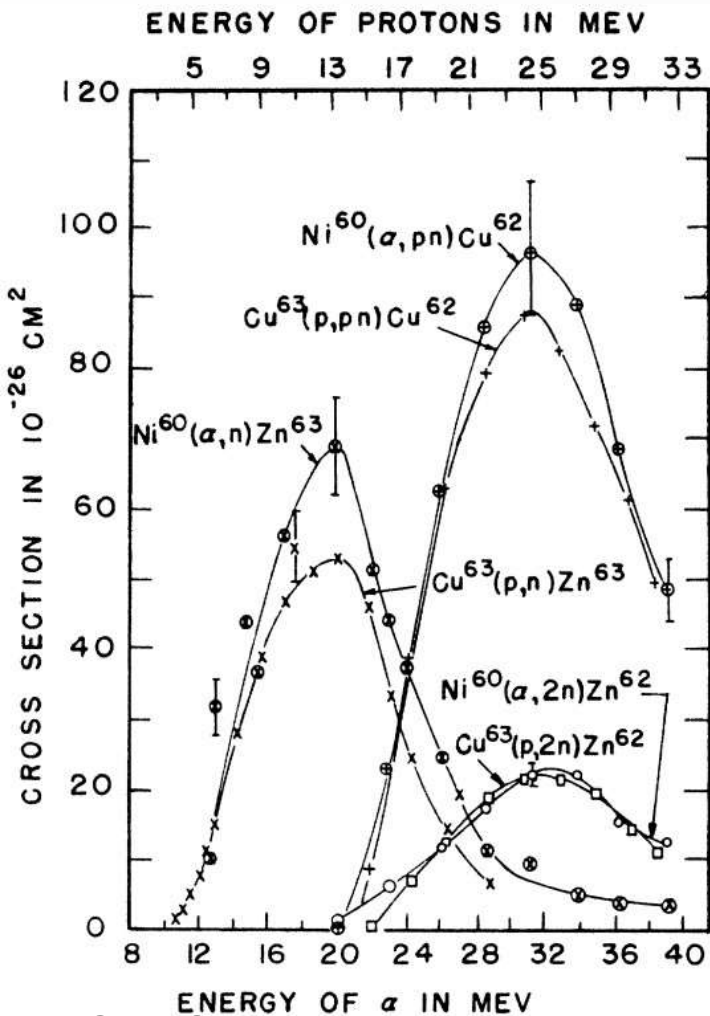
Radiation Laboratory, Department of Physics, University of California, Berkeley, California

(Received July 28, 1950)

The compound nucleus Zn^{64} was formed by bombarding Ni^{60} with α -particles and Cu^{63} with protons. The ratios of the cross sections $\sigma(\alpha, n) : \sigma(\alpha, 2n) : \sigma(\alpha, pn)$ for Ni^{60} were found to agree with the ratios $\sigma(p, n) : \sigma(p, 2n) : \sigma(p, pn)$ for Cu^{63} , giving a direct verification of the theory of compound nucleus. The observed cross sections for the (p, n) , $(p, 2n)$, and (p, pn) reactions on Cu^{63} and (α, n) , $(\alpha, 2n)$, and (α, pn) reactions on Ni^{60} have been compared with the theoretical cross sections calculated on the basis of the statistical model. The observed anomalous behavior of the (p, pn) and (α, pn) cross sections with respect to the $(p, 2n)$ and $(\alpha, 2n)$ cross sections respectively are discussed.

Porovnanie výťažkov produkcie zloženého jadra ^{64}Zn pre rôzne spôsoby jeho produkcie ako aj rozpadu.

Experimentálne overenie konceptu zloženého jadra



Relatívne výt'azky reakcií sú nezávislé od toho ako zložené jadro vzniklo.

S.N.Ghoshal et al. Phys. Rev. 80, 939 (1950)

26. 3. 2020

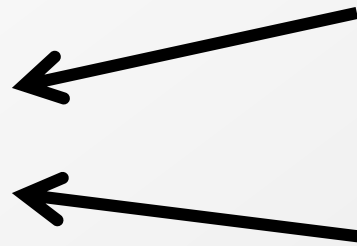
Reakcie úplnej fúzie



Pravdepodobnosť pre výstupný kanál

Vo všeobecnosti máme rôzne možnosti pre výstupný kanál ($b_1, b_2 \dots b_n$)

$$P(b_i) = \frac{\Gamma(b_i)}{\Gamma}$$



Šírka kanálu b_i

Celková šírka rozpadu jadra

Pre celkovú šírku rozpadu Platí pritom

$$\tau = \frac{\eta}{\Gamma}$$

Hustota stavov



V prvom priblížení je možné jadro a nadobúdané stavy jadra opísať ako systém s určitou hustotou jednočasticových stavov s rovnakými energetickými medzarami pomocou nástrojov štatistickej mechaniky. S narastajúcou hustotou stavov, nám narastá aj účinný prierez reakcie.

Hustota možných obsadzovaných stavov pritom narastá exponenciálne ako

$$\rho(E) \approx \exp(2\sqrt{aE})$$

Štatistický model pritom zavádza určité semiempirické závislosti. Parameter a je konštanta meniac sa s počtom nukleónov v jadre. Z analýzy experimentálnych dát pritom vieme, že parameter hustoty stavov narastá lineárne s A

$$a \cong \frac{A}{k} \text{ MeV}^{-1} \quad \text{Pričom } k \cong 7.5 - 8.$$

Parameter hustoty stavov

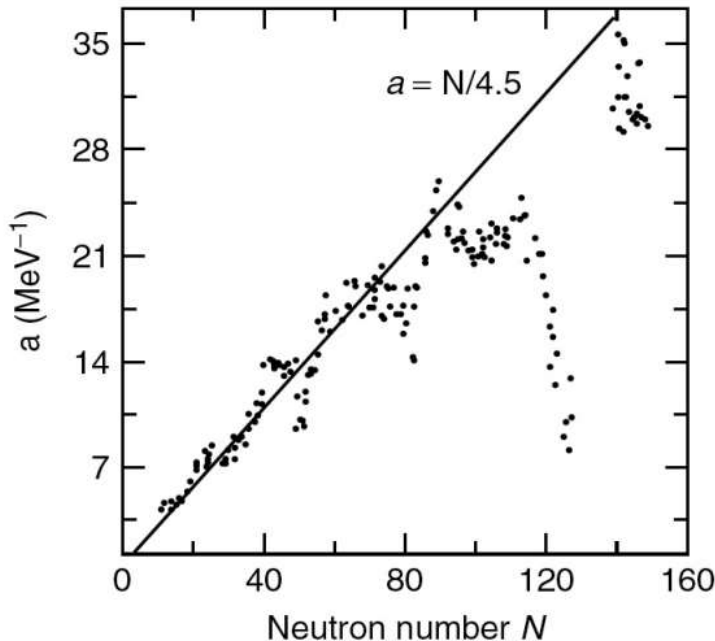


FIG. 6: Values of the level density parameter a as a function of the neutron number. Far from magic regions, $a \approx N/4.5 \text{ MeV}^{-1}$ which approximately corresponds to $a = A/7.5 \text{ MeV}^{-1}$ [13].

Nárast hustoty stavov s počtom nukleónov.

Pokles v okolí magických čísel

Hustota vs. šírka stavov



Vzdialenosť medzi stavmi si označme Δ a šírku hladiny obsadzovanej pri reakcii Γ .

V prípade ak $\Delta \gg \Gamma$ sledujeme rezonančné závislosti jadrových reakcií.

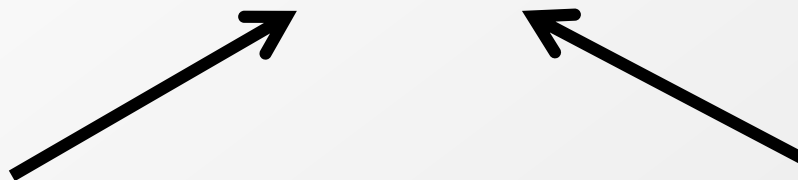
V prípade ak $\Delta \ll \Gamma$ sledujeme spojitú závislosť a môžeme potom charakterizovať účinný prierez záchytu ako $\sigma_c(a, A)$.

Účinný prierez reakcie



Fakt, že vstupný a výstupný kanál reakcie $A(a,b)B$ sú nezávislé, nás oprávňuje zapísať účinný prierez ako súčin dvoch krokov

$$\sigma(a,b) = \sigma_c(a,A)P(b)$$



Pravdepodobnosť fúzie

Pravdepodobnosť emisie

Vyparovanie nukleónov



Pri určení funkcie $P(b)$ máme opäť máme analógiu s vyparovaním kvapky vody. Vyparovanie má formu Maxwell-Boltzmanovej distribúcie

$$I(E) \propto E \exp\left(-\frac{E}{\theta} dE\right)$$

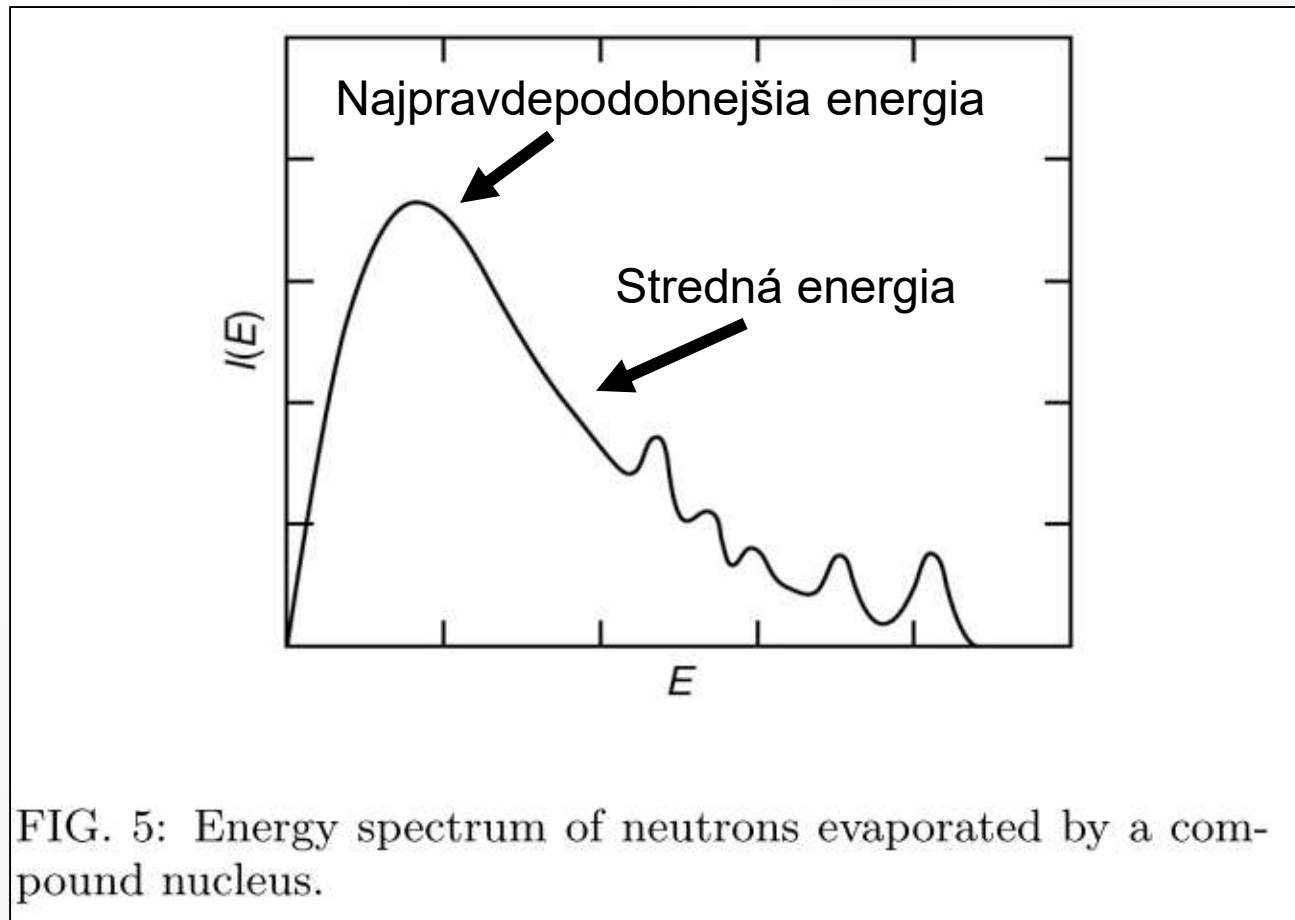
I – úmerné počtu vyparených nukleónov pri exc. energii E v rámci energ. intervalu dE .

θ - má rozmer energie a preberá úlohy teploty jadra



Excitačná energia jadra, vedie k emisii častíc, podobne ako zahriatie kvapky vedie k emisii molekúl.

Vyparovanie neutrónov



Vyparovanie nukleónov



Pre θ pritom platí spojitosť s hustotou dostupných stavov ω dcérskeho jadra B .

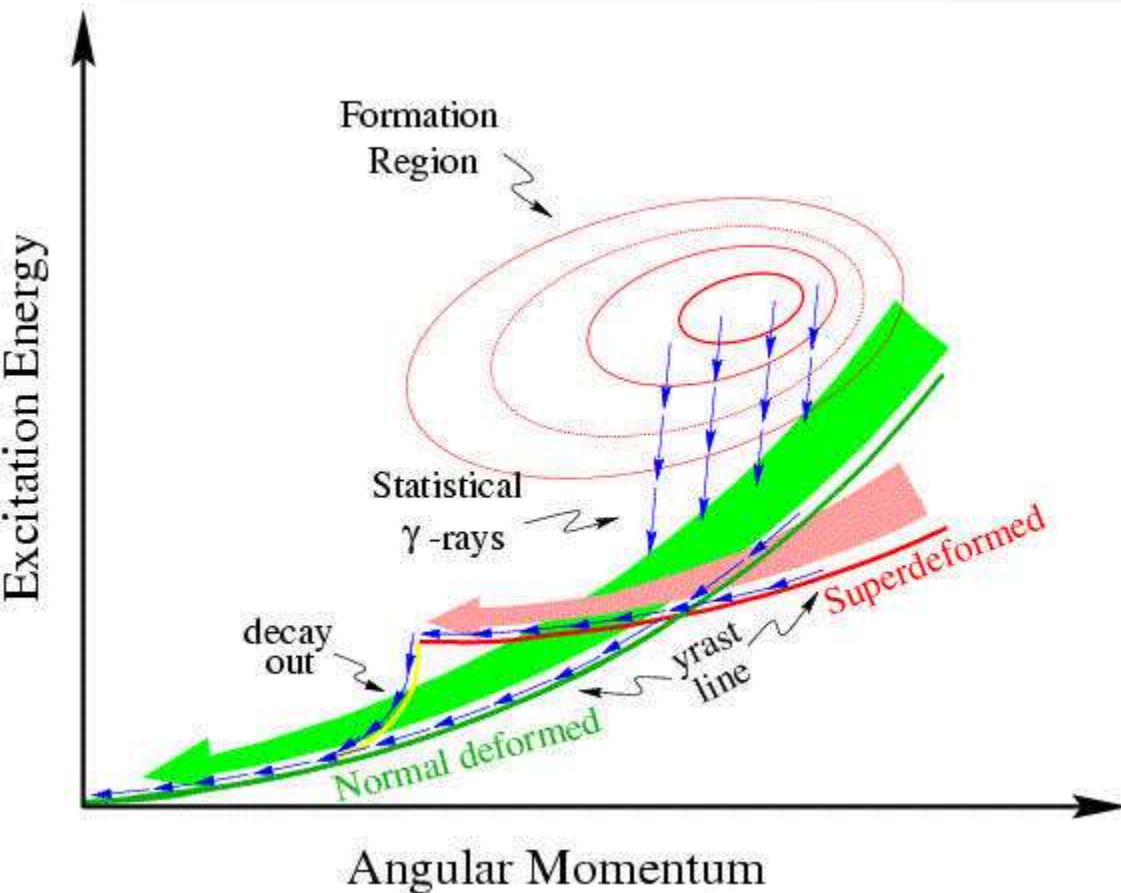
$$\frac{1}{\theta} = \frac{dS}{dE}, \text{ kde } S = \ln \omega(E)$$

S je v tomto prípade ekvivalent entropie systému a hodnota $\omega(E)$ je zodpovedná za počet dostupných energetických stavov pre rozpad zloženého jadra s energiou E v rámci daného podintervalu dE .

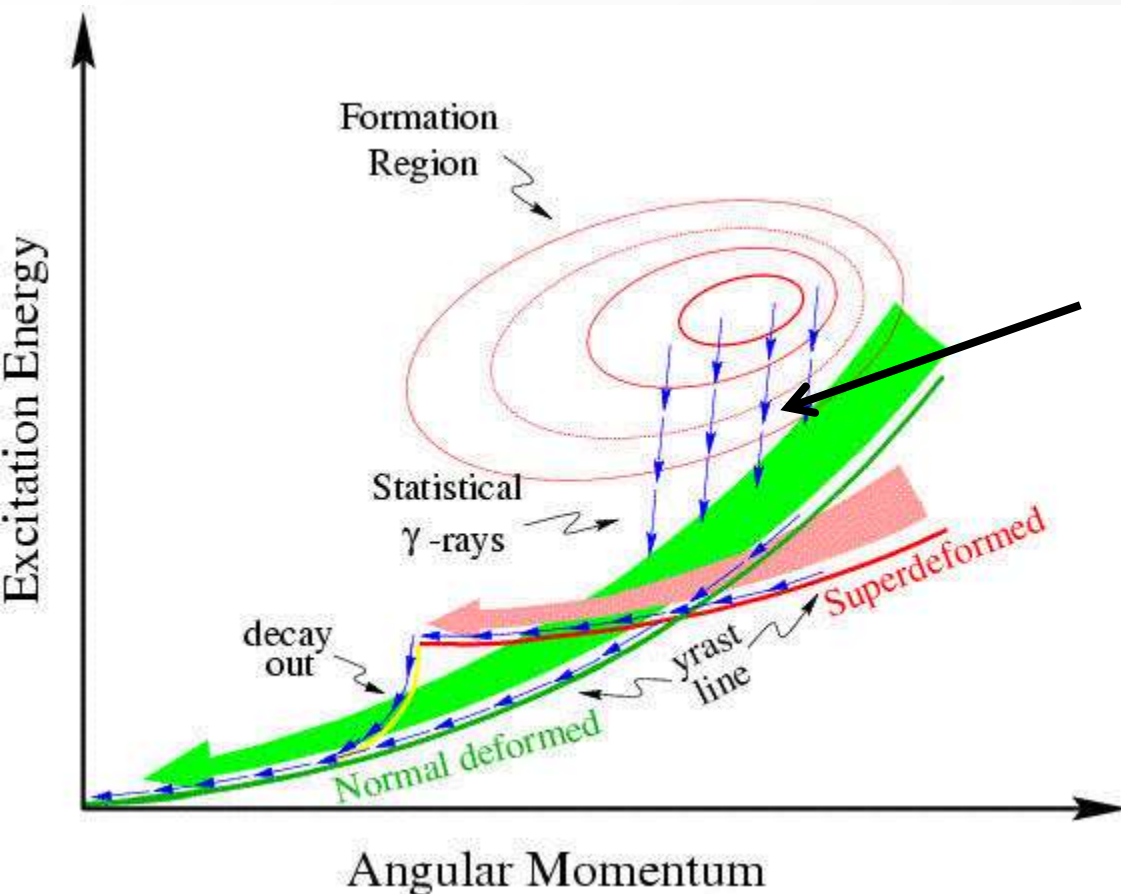
Excitačná energia vs. spin



Typicky pri reakciách úplnej fúzie má produkované jadro $L \approx 60 - 80 \hbar$ a energiu $30 - 50 \text{ MeV}$

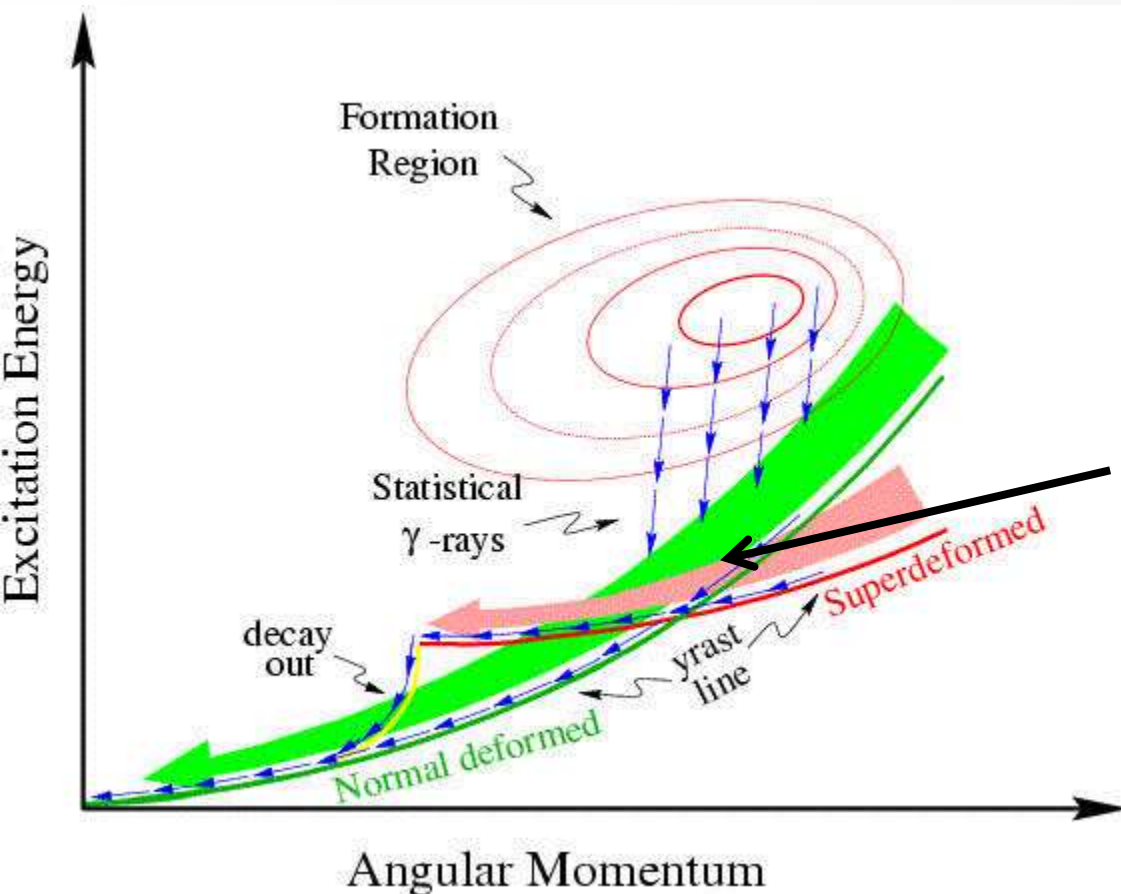


Excitačná energia vs. spin



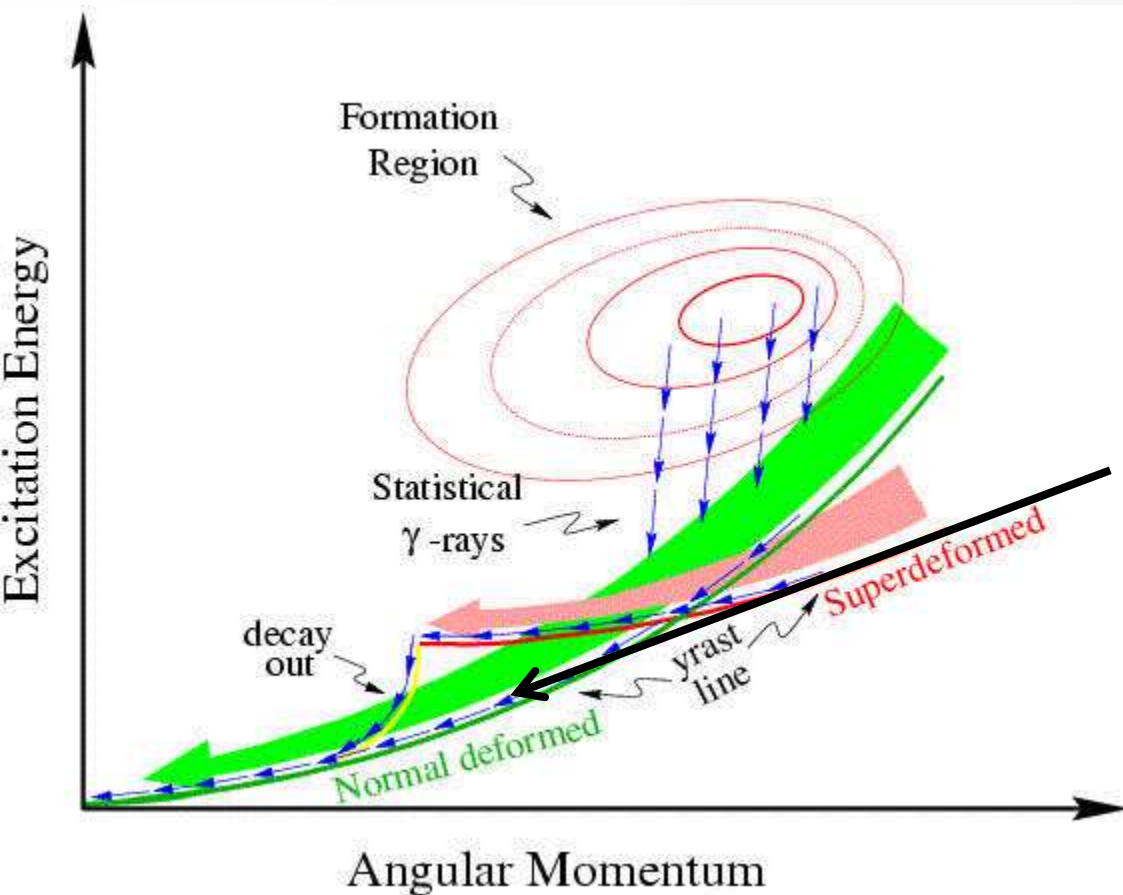
Prioritne sa emitujú častice (protóny, neutróny, alfa častice) – odnášajú veľa energie ale málo menia uhlový moment hybnosti.

Excitačná energia vs. spin



Následne sa zložené jadro ochladzuje gamma kvánt pokiaľ nedosiahne yrast líniu (stav jadra keď pri danom uhlovom momente hybnosti nemôže mať nižšiu energiu)

Excitačná energia vs. spin



Po dosiahnutí yrast línie sa emituje yrast kaskáda (typicky napr. rotačné stavy)

Pravdepodobnosť produkcie

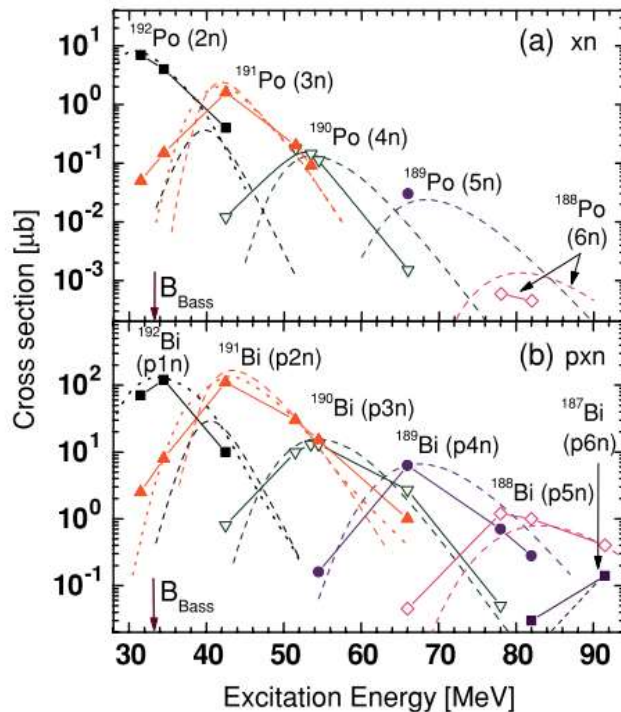


FIG. 1. (Color online) Absolute cross sections for the $^{52}\text{Cr}+^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{194}\text{Po}^*$ reaction: (a) xn channels, (b) pxn channels. Experimental data are shown by the symbols connected with the solid lines. Calculated values ($C_f = 0.68$) are shown by dashed lines for the inverted parabola (IP) approximation for the barrier and by dotted lines for the barrier fluctuation (BF) method, see text for details. Bass barrier is indicated by vertical arrow.

Počet vyparených nukleónov závisí od excitačnej energie.

S rastúcou energiou stúpa

a) Počet vyparených nukleónov

b) Pravdepodobnosť štiepenia

... Viac v prednáške venovanej účinným prierezom.

A.N.Andreyev et al. Phys. Rev. C 72, 014612 (2005)

Možnosti využitia reakcií s produkciou zloženého jadra



- V súčasnosti sú to jediné reakcie umožňujúcich produkciu jadier výrazne ťažších ako sú jadrá vo vstupnom kanáli
- Výborný nástroj na štúdium jadier v stave s vysokou energiou a vysokým uhlovým momentom hybnosti
- Prakticky jediná možnosť produkcie najťažších atómových jadier (so $Z > 100$).



Aká je pravdepodobnosť realizácie želanej reakcie? Pozrime sa na prípad reakcie so vznikom zloženého jadra.

ÚČINNÝ PRIEREZ REAKCIE CEZ ZLOŽENÉ JADR

Interakcia jadier



- Silná inerakcia môže hrať rolu, keď projektil prekoná kulombovskú bariéru a jeho vlnová dĺžka je menej ako rozmer jadra (inak dominuje kulombovský rozptyl).

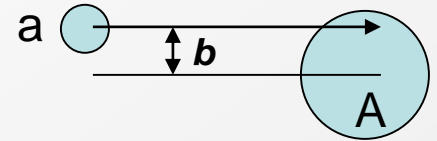
$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2ME_{CM}}}$$

Účinný prierez reakcie



b: parameter zrážky

relatívny rozdiel stredu a od stredu A
(zanedbávame rozptyl)



Geometrický účinný prierez: $\sigma = \pi R^2 = \pi b^2$ kde $b = r_a + r_A$

Príklad.: Prvok Darmstadtium ($Z=110$) bol prvý krát syntetizovaný v reakcii ${}^{62}\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^{269}\text{Ds} + n$

Geometrický účinný prierez je

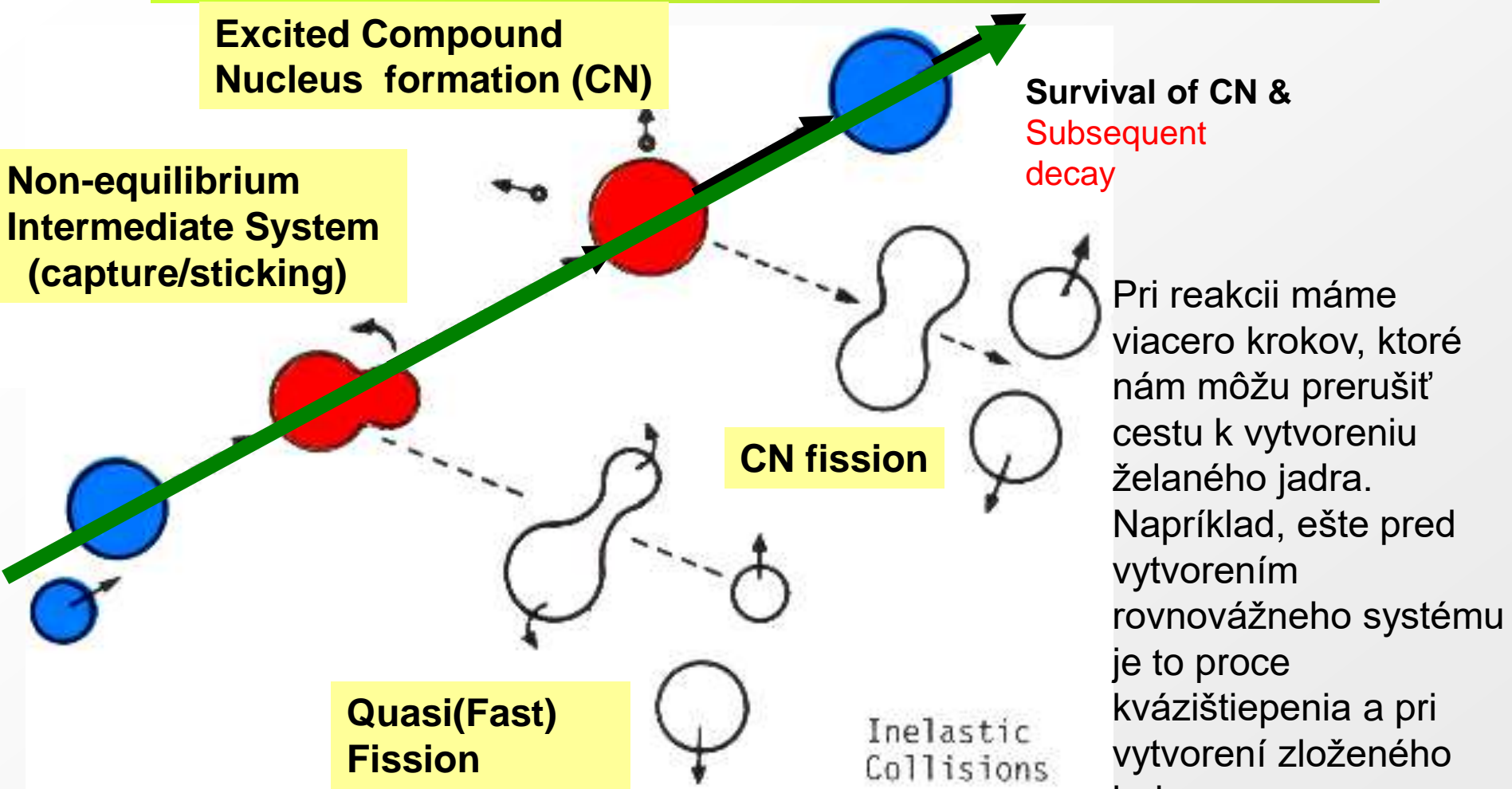
$$\begin{aligned}\sigma &= \pi b^2 = \pi (r_a + r_A)^2 = \pi 1.2^2 (62^{1/3} + 208^{1/3})^2 \text{ fm}^2 \\ &= 441 \text{ fm}^2 = 4.4 \times 10^{-28} \text{ m}^2 = 4.4 \text{ barn}\end{aligned}$$

Mimoriadne veľká hodnota

Experimentálna hodnota: $(3.3_{-2.7}^{+6.2})$ pb, 10^{12} krát menej!

...Prečo???

Vznik zloženého jadra

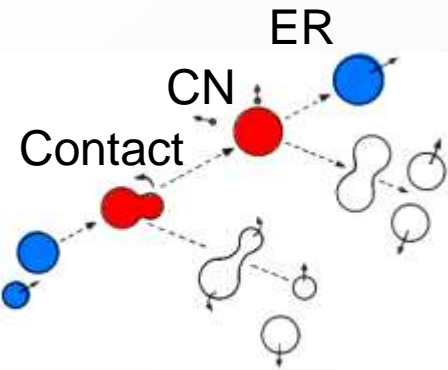


Pri reakcii máme viacero krokov, ktoré nám môžu prerušiť cestu k vytvoreniu želaného jadra. Napríklad, ešte pred vytvorením rovnovážneho systému je to proce kvázištiepenia a pri vytvorení zloženého jadra proces spontánneho štiepenia.

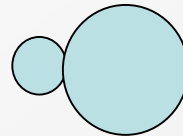
Viac fázový prechod



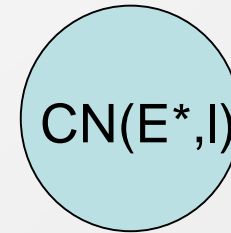
$$\sigma_{xn}(E) = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{crit}} (2\ell + 1) P_{cont}(E, \ell) P_{CN}(E^*, \ell) P_{xn}(E^*, \ell)$$



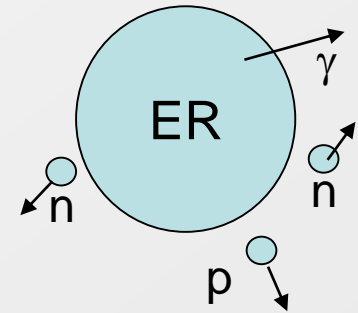
Kontakt a
záchyť



Vytvorenie
zloženého
jadra (CN)



Prežitie
emisiou
častíc a γ
kvánt



3 steps to produce a nucleus:

- Projectile Approach, Contact and Capture to target
- Compound nucleus formation
- Survival against fission and other processes $P_{xn}(E^*)$

Rozvoj do parciálnych vln



Účinný prierez reakcie je limitovaný maximálnym možným prenášaným uhlovým momentom hybnosti v reakcii

$$\sigma = \pi\lambda \sum_{\ell=0}^{\ell_{crit}} (2\ell + 1)P_{\ell}$$

$\lambda = h/p$ de Broglieho vlnová dĺžka (v tomto prípade projektilu)

$p/\hbar = 1/\lambda$, p – moment hybnosti projektilu, ℓ – parciálne vlnové číslo

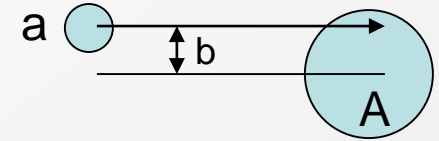
P_{ℓ} penetrácia pre ℓ -tú vlnu cez bariéru

Vlnu reprezentovanú nalietaujúcou časticou je možné rozpísať ako superpozíciu parciálnych vln s rôznym vlnovým číslom. Rozpis cez uhlové momenty hybnosti sa nazýva rozvoj do parciálnych vln (partial wave expansion) a dá sa uskutočniť pre každú vlnu v centrálnom poli.

Rozvoj do parciálnych vln



Dopadajúca častica môže byť reprezentovaná rovinnou vlnou e^{ikz} (z- smer šírenia, moment hybnosti $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, k- vlnové číslo)



$$\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar = 1/\lambda \quad (\lambda = \lambda/2\pi \text{ je de Broglieho vlnová dĺžka})$$

Vlnová funkcia častice potom môže byť reprezentovaná ako superpozícia sférických vln:

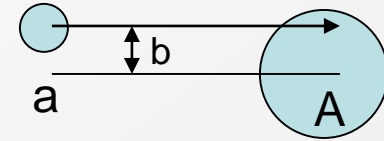
$$\Phi_{\text{inc}} = A e^{ikz} = A \times \sum i^\ell (2\ell + 1) \times j_\ell(kr) \times P_\ell(\cos\Theta),$$

radiálne funkcie $j_\ell(kr)$ sú Besselove funkcie

$P_\ell(\cos\Theta)$ – Legendrove polynómy

“čiasočný rozvoj vln (partial wave expansion)” – každému uhlovému momentu hybnosti ℓ zodpovedá čiasočná vlna (platné pre každý sférický potenciál)

Zjednodušené význam λ



Semi-klasicky, relatívny orbitálny moment hybnosti λ pre časticu s momentom hybnosti p interagujúcu s parametrom zrážky b je definovaný ako:

$$\ell\hbar = pb, \text{ preto } b = \ell\hbar/p = \ell\lambda = \ell\lambda/2\pi$$

(preto je semi-klasicky odvodený limit pre účinný prierez

$$\sigma = \pi b^2 = \pi \lambda^2 \ell(\ell + 1) \text{ (klasicky: } \lambda = \mathbf{r} \times \mathbf{p})$$

Účinný prierez – rozvoj do zón



Kvantovo mechanicky je ℓ **definované celými číslami**

Oblasť interakcie je z pohľadu nalietajúcej častice rozdelená do kruhových zón so stredom zodpovedajúcej priamej kolízie.

Každá zóna prislúcha istému ℓ zodpovedajúcemu konkrétnemu parametru zrážky b ($\ell\hbar=pb$, preto

$b=\ell\hbar/p=\ell\lambda$) :

Najvnútornejšia zóna $\ell=0$ zodpovedá parametru zrážky menej, ako je vlnová dĺžka projektilu Δ t.j. oblasť $0 \rightarrow \lambda$

Ďalšia zóna $\ell=1$, zahŕňa parameter v rozsahu $1\lambda \rightarrow 2\lambda$

Ďalšia zóna $\ell=2$, zahŕňa parameter v rozsahu $2\lambda \rightarrow 3\lambda$

...

ℓ -tá zóna zahŕňa parameter v rozsahu $\ell\lambda \rightarrow (\ell + 1)\lambda$,

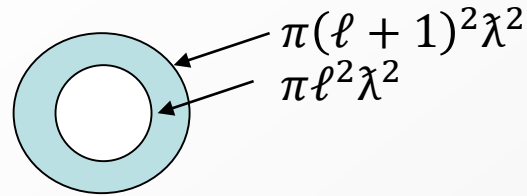
Treba mať na pamäti, že aj projektil sa reprezentuje rovinnými vlnami rozdelenými podľa orbitálnych momentov hybnosti.

Každá ℓ -vlna zodpovedá čiastkovému účinnému prierezu σ_ℓ

Účinný prierez – rozvoj do zón



Veľkosť ℓ -tej zóny



$$\pi(\ell + 1)^2\lambda^2 - \pi\ell^2\lambda^2 = (\ell^2 + 2\ell + 1 - \ell^2)\pi\lambda^2 = (2\ell + 1)\pi\lambda^2$$

Čiastkový účinný prierez pre interakciu ℓ -tej vlny je potom $\sigma_\ell = (2\ell + 1)\pi\lambda^2$

Celkový účinný prierez získam potom sumáciou cez jednotlivé čiastkové účinné prierezy

$$\sigma = \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \sigma_\ell = \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} (2\ell + 1)\pi\lambda^2 = \sum_{\ell=0}^{R/\lambda} (2\ell + 1)\pi\lambda^2$$

Predpokladám pritom, že maximálny zrážkový parameter je takto jedným z limitov pre maximálny prenášaný uhlový moment hybnosti. V princípe pri korektnom prístupe by sme nemali brať iba polomer terčového jadra, ale aj projektilu, príp. dodatočne vzdialenosť dosahu silnej interakcie.

Maximálny geometrický účinný prierez pre maximálne ℓ je potom $\sigma = \pi(R + \lambda)^2$

Limitácia na počet vln



$$\sigma = \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \sigma_{\ell} = \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} (2\ell + 1)\pi\lambda^2 = \sum_{\ell=0}^{R/\lambda} (2\ell + 1)\pi\lambda^2$$

Rozvoj σ do parciálnych vln je najdôležitejší pri nízkych energiách, keď je veľkosť pokrytia porovnateľná s veľkosťou jadra. Do istej miery je možná aj interakcia v prípade efektívnej interakčnej vzdialenosti $R + \lambda$

So zvyšujúcim sa ℓ sa prekryv ℓ -tej zóny s jadrom znižuje a stáva sa zanedbateľným \Rightarrow treba uvažovať iba pár zón. O chvíľu si ukážeme, že sú aj iné fyzikálne procesy, ktoré môžu počet parciálnych vln limitovať.

Otázka: Koľko vln je potrebných uvažovať? (Task 3)

Prvý krok k vytvoreniu jadra



$$\sigma_{xn}(E) = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{crit}} (2\ell + 1) P_{cont}(E, \ell) P_{CN}(E^*, \ell) P_{xn}(E^*, \ell)$$

Čo je P_{ℓ} ?

P_{ℓ} je pravdepodobnosť prechodu (tunelovania) parciálnej λ vlny cez kulombovskú bariéru ($P_{\ell}=1$ nad bariérou)

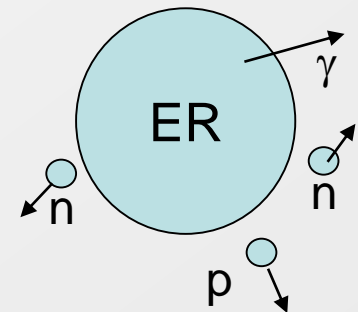
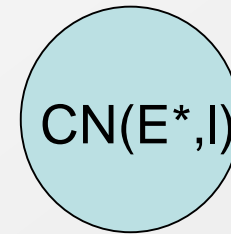
Úplný potenciál: $V_{full} = V_{Nucl} + V_{Coul} + V_{cent}$

$$V(r) = V_n(r) + \frac{Z_p Z_T e^2}{r} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{\mu r^2}$$

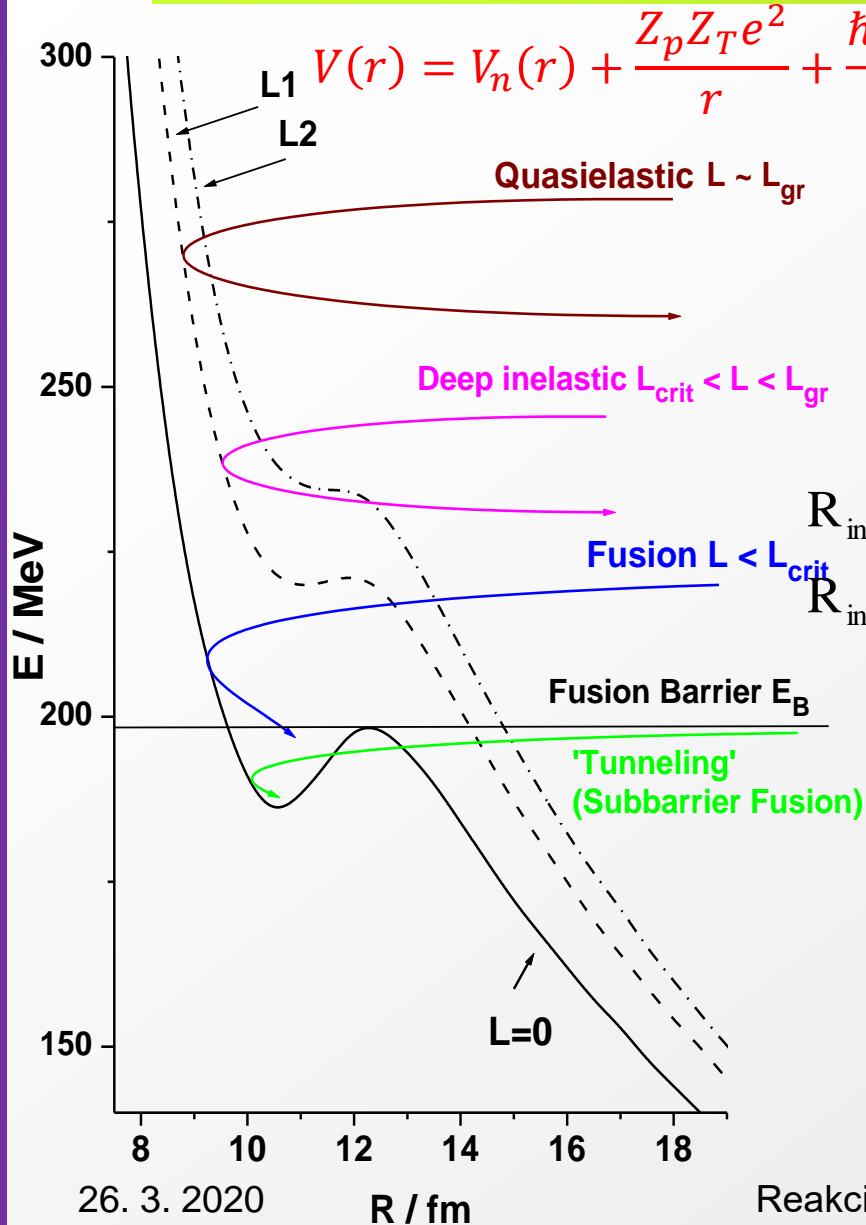
akt a

Vytvorenie zloženého jadra (CN)

Prežitie emisiou častíc a γ kvánt



Odstredivý potenciál



Pri fúzii sa musí prekonať kulombovské odpudzovanie projektilu a terča – fúzna bariéra E_B (pri $\ell=0$).

Vzdialenosť interakcie môžeme aproximovať rôzne, napr.:

$$R_{\text{int}} = R_1 + R_2 + 3.2 \text{ fm}$$

$$R_{\text{int}} \approx [1.12(A_p^{1/3} + A_T^{1/3}) - 0.94(A_p^{-1/3} + A_T^{-1/3}) + 3] \text{ fm}$$

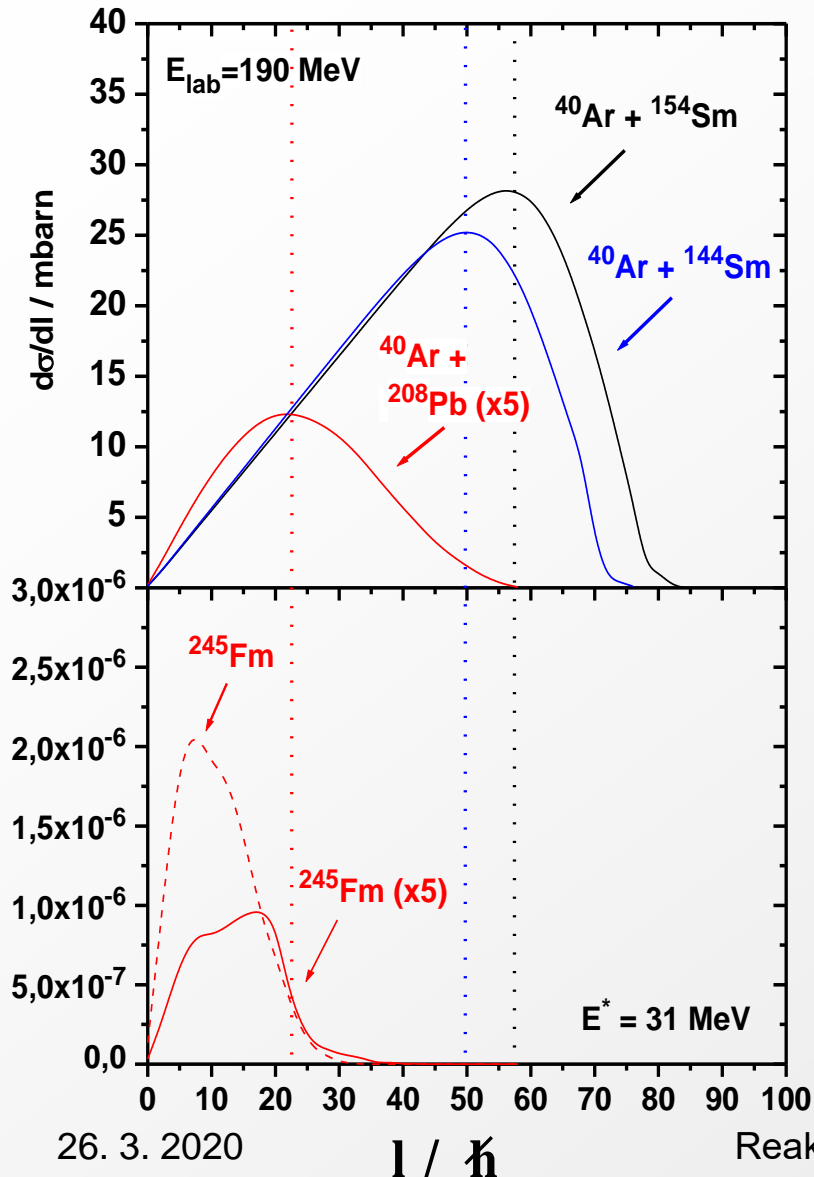
Kde R_1 a R_2 sú vzdialenosti polovičnej hustoty jadrovej hmoty

Potenciál sa zvykne aproximovať ako:

$$V(R_{\text{int}}) = 1.44 \frac{Z_1 Z_2}{R_{\text{int}}} - b \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \text{ MeV}$$

$b \approx 1 \text{ MeV}$; Z_1 a Z_2 sú náboje iónov.

Účinný prierez fúzie



$$\sigma_{fus} = \int_0^{\ell_{crit}} \frac{d\sigma}{d\ell} = 2\pi\lambda^2 \int_0^{\ell_{crit}} \ell d\ell = 2\pi\lambda^2 \ell_{crit}^2$$

V skutočnosti klesá P_L pomaly a je možná aj fúzia pre $\ell > \ell_{crit}$.

Pre veľmi ťažké systémy s vysokou pravdepodobnosťou štiepenia (napr. $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$) dvoj-jadrový systém sa stáva nestabilný voči promptnému štiepeniu už pri nízkych hodnotách ℓ čím môžu limitovať rozsah ℓ .

Ak aj vznikne zložené jadro, tak pri vysokých hodnotách ℓ sa prakticky výlučne štiepia.



Druhý krok k vytvoreniu jadra

$$\sigma_{xn}(E) = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{crit}} (2\ell + 1) P_{cont}(E, \ell) P_{CN}(E^*, \ell) P_{xn}(E^*, \ell)$$

Kontakt

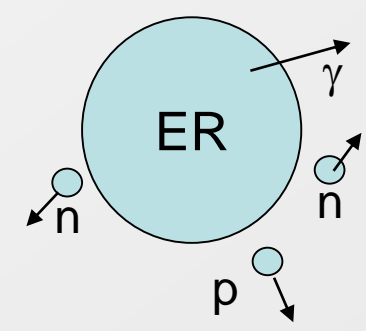
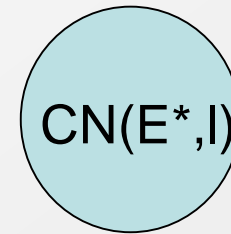
Vytvorenie zloženého jadra (CN)

Prežitie emisiou častíc a γ kvánt

Čo je P_{CN} ?

P_{CN} je pravdepodobnosť formovani zloženého jadra v rovnovážnom stave

Pre ťažké jadrá kontakt projektilu a terča nemusí viesť k vytvoreniu zloženého jadra. S veľkou pravdepodobnosťou sa môže realizovať proces kvázi-štiepenia (quasi fission).



Význam P_{CN}

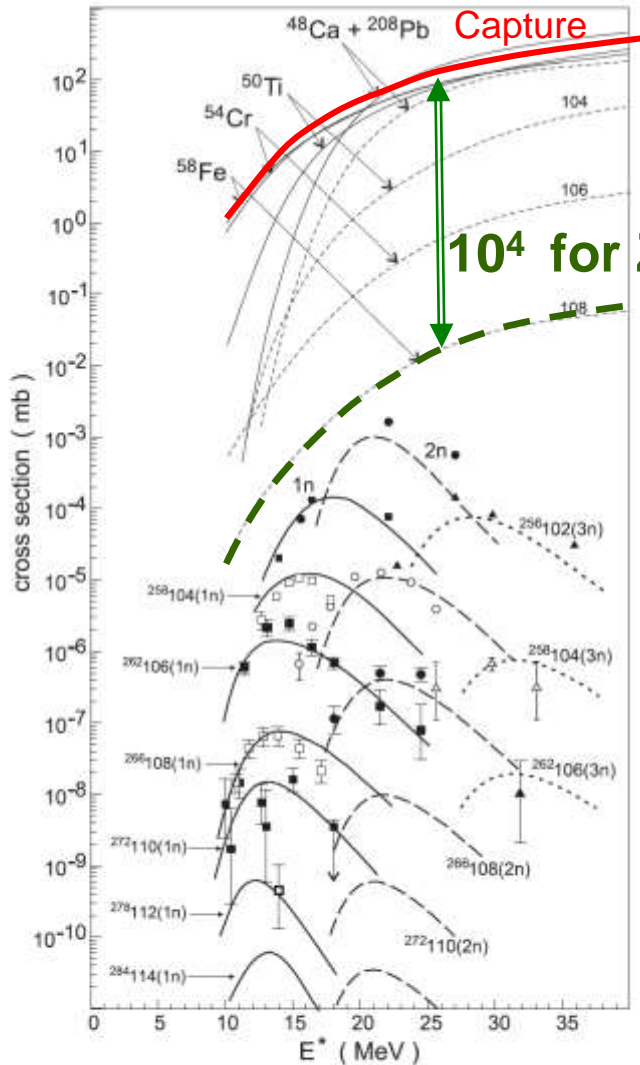


FIG. 3. Capture (upper solid curves), CN formation (short-dashed curves), and SH element production cross sections in the ^{208}Pb induced fusion reactions. $1n$, $2n$, and $3n$ evaporation channels are shown by solid, dashed, and dotted curves (theory) and by rectangles, circles, and triangles (experiment), correspondingly. Experimental data are taken from Refs. [1,2,16].

Aj keď terčové jadro zachytí projektil, samotná pravdepodobnosť vytvorenia zloženého jadro môže byť o niekoľko rádov nižšia.

10^4 for $Z=108!$
CN formation

$$\sigma_{xn}(E) = \pi\lambda^2 \sum_{L=0}^{L_{crit}} (2L+1) P_{cont}(E, l) P_{CN}(E^*, l) P_{xn}(E^*, l)$$

capture CN formation

Príčinou je práve proces kvázištiepenia, spomenutý o niekoľko slidov naspäť pri grafickom znázornení mechanizmu reakcie úplnej fúzie.

Tretí krok k vytvoreniu jadra



$$\sigma_{xn}(E) = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{crit}} (2\ell + 1) P_{cont}(E, \ell) P_{CN}(E^*, \ell) P_{xn}(E^*, \ell)$$

Kontakt a záchyt

Vytvorenie zloženého jadra

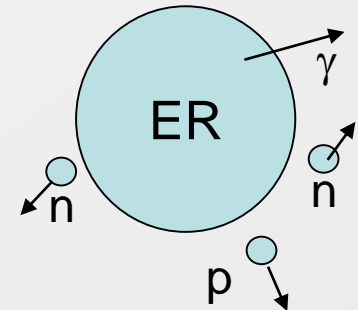
Prežitie emisiou častíc a γ kvánt

Čo je P_{XN} ?

P_{xn} je pravdepodobnosť prežitia zloženého jadra a vytvorenie finálneho jadra.

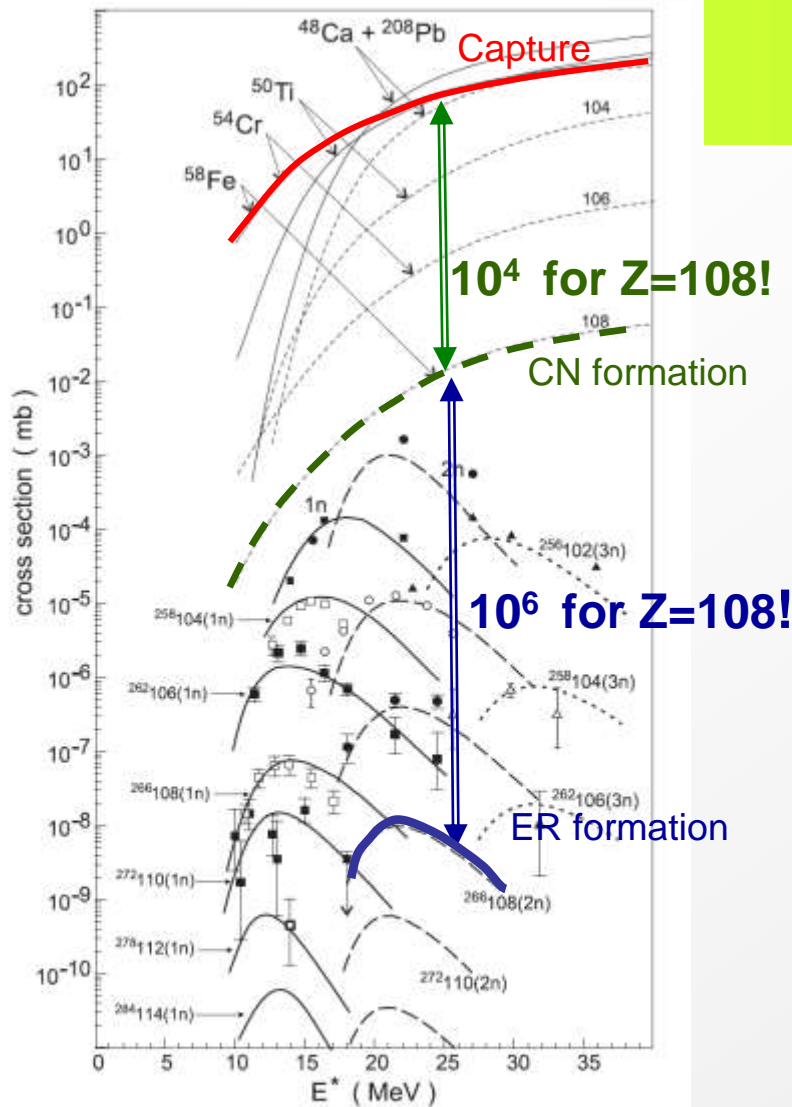
De-excitácia sa realizuje emisiou častíc a gama kvánt (stále v konkurencii so štiepením, ktoré je dominantné najmä pre najťažšie prvky)

$P_{CN}(E^*, \ell)$





Emisia častíc



$$P_{xn}(E^*, \ell) \sim \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_{total}} \right) \ll 1$$

$$P_{xn}(E^*, \ell) \sim \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma + \Gamma_{fission}} \right) \ll 1$$

Γ_n – de-excitácia konkrétnym kanálom, v tomto prípade emisiou neutrónu

Γ_{total} reprezentuje sumárny výstupný kanál, akýmkoľvek procesom (emisiou neutrónu, protónu, alfa častice, gama kvanta a najmä štiepením).

FIG. 3. Capture (upper solid curves), CN formation (short-dashed curves), and SH element production cross sections in the ^{208}Pb induced fusion reactions. $1n$, $2n$, and $3n$ evaporation channels are shown by solid, dashed, and dotted curves (theory) and by rectangles, circles, and triangles (experiment), correspondingly. Experimental data are taken from Refs. [1,2,16].



Emisia častíc

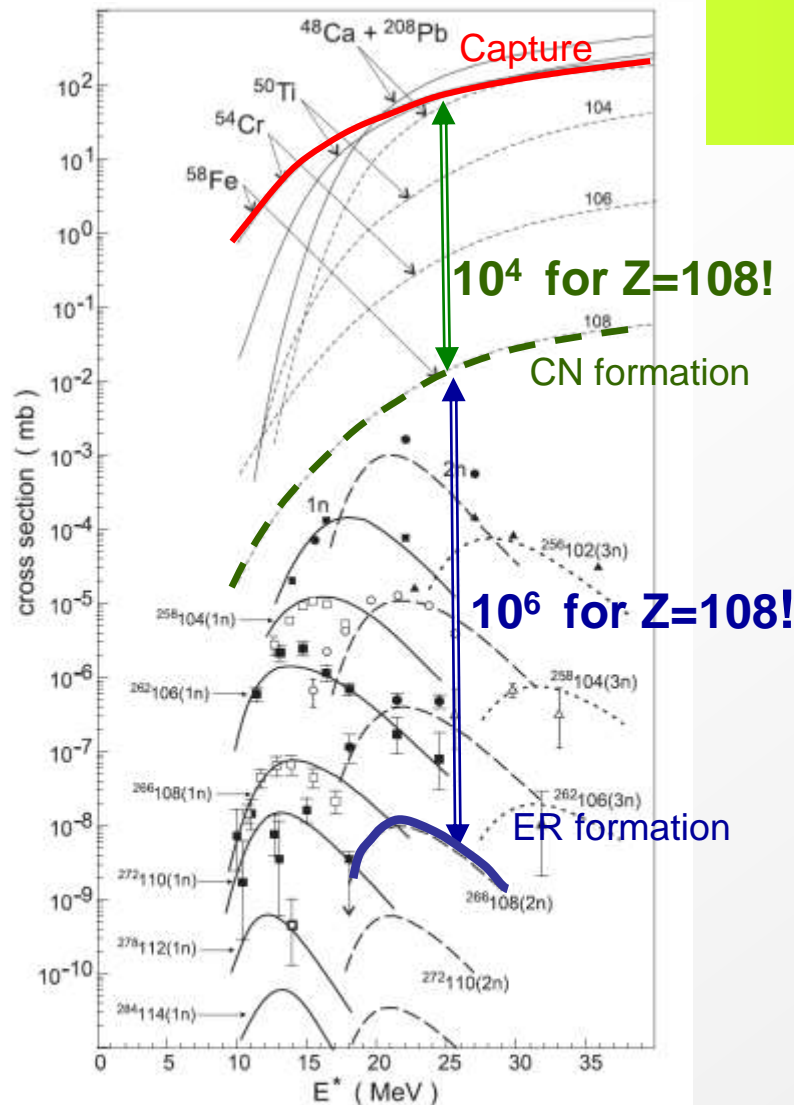


FIG. 3. Capture (upper solid curves), CN formation (short-dashed curves), and SH element production cross sections in the ^{208}Pb induced fusion reactions. $1n$, $2n$, and $3n$ evaporation channels are shown by solid, dashed, and dotted curves (theory) and by rectangles, circles, and triangles (experiment), correspondingly. Experimental data are taken from Refs. [1,2,16].

$$P_{xn}(E^*, \ell) \sim \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_{total}} \right) \ll 1$$

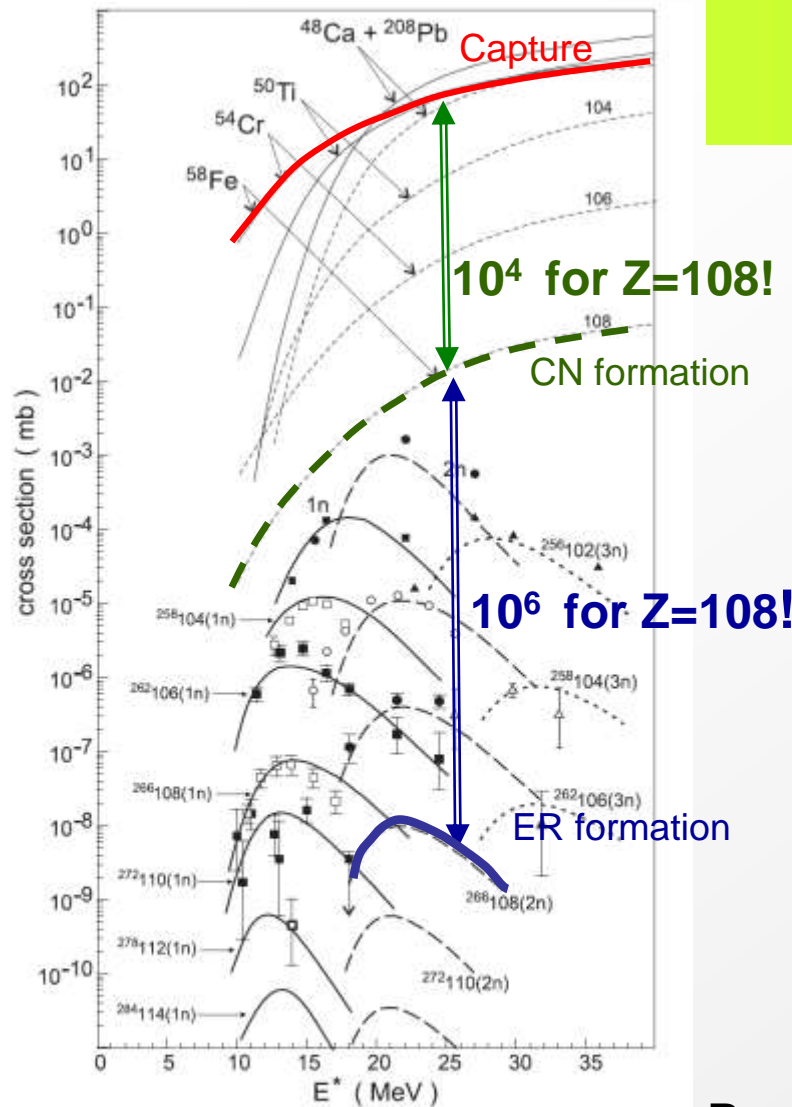
$$P_{xn}(E^*, \ell) \sim \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma + \Gamma_{fission}} \right) \ll 1$$

V oblasti veľmi ťažkých jadier, kde klesá štiepna bariéra k nule nám výrazne narastá pravdepodobnosť štiepenia jadier, t.j. šírka pre proces štiepenia $\Gamma_{fission}$ je výrazne vyššia ako pre ostatné výstupné kanály zloženého jadra.

Následne je pravdepodobnosť emisie častice (napr. neutrónu) výrazne menšia ako pravdepodobnosť štiepenia a väčšina vytvorených zložených jadier podlieha spontánnemu štiepeniu.



Emisia častíc



$$P_{xn}(E^*, \ell) \sim \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_{total}} \right) \ll 1$$

$$P_{xn}(E^*, \ell) \sim \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma + \Gamma_{fission}} \right) \ll 1$$

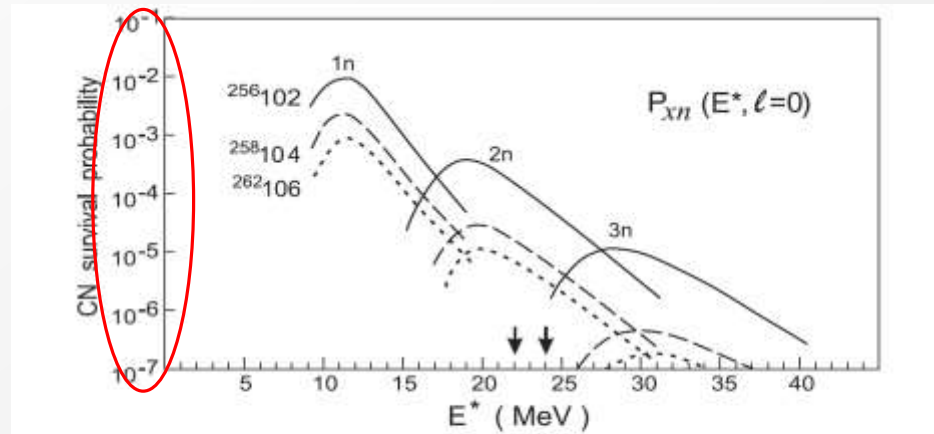


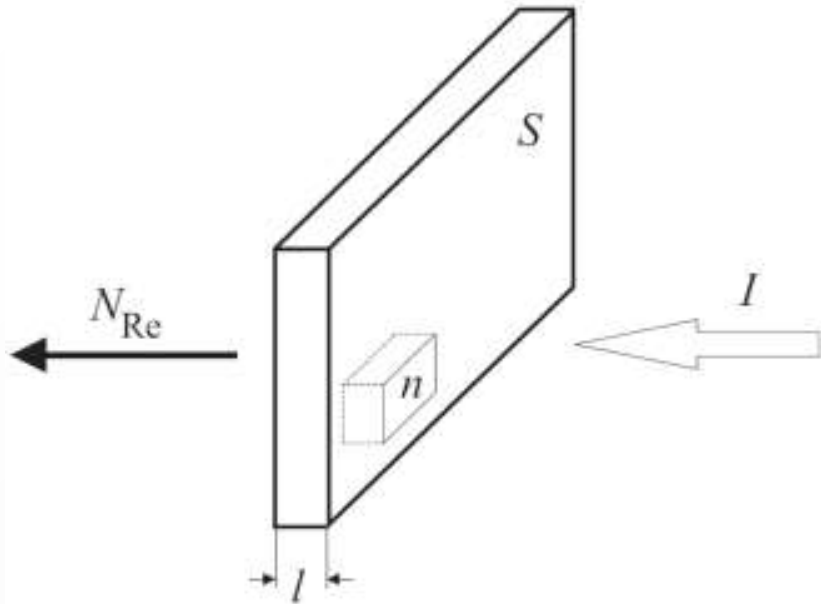
FIG. 2. Survival probability $P_{xn}(E^*, l=0)$ of ^{256}No , ^{258}Rf , and ^{262}Sg compound nuclei produced in the $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$, and $^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$ fusion reactions. The arrows indicate the Bass barriers (see Table I).

Pravdepodobnosť prežitia jadra môže takto klesnúť na hodnoty o mnoho rádov nižšie ako je samotná pravdepodobnosť vytvorenia zloženého jadra.



PRÍKLAD VÝPOČTU ÚČINNÉHO PRIEREZU

Účinný prierez reakcie



I intenzita projektílov (a celkovo zodpovedá počas merania početnosti projektílov N_{Proj})
 n plošná hustota jadier
 N_{Re} početnosť produktov
 l hrúbka terča

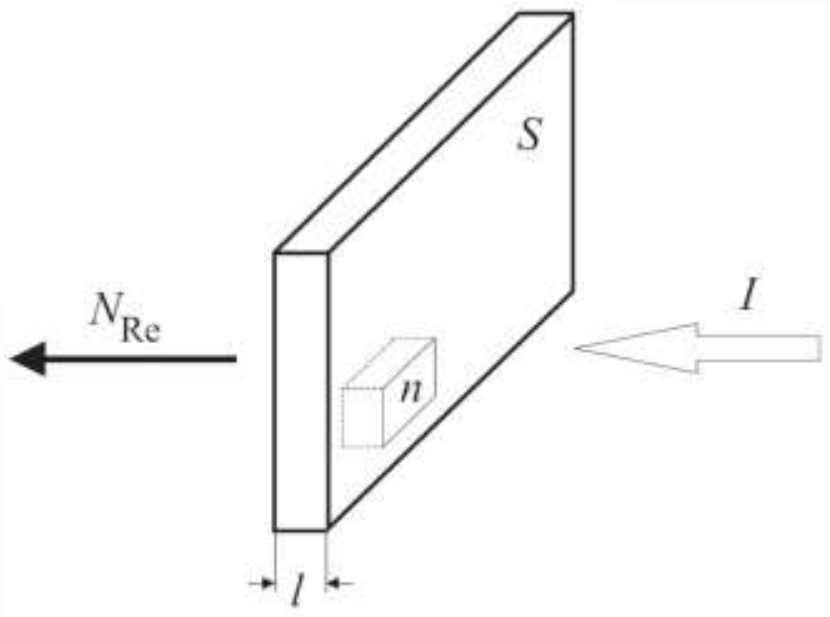
$$N_{Re} = \sigma N_{Proj} n$$

Pre hustotu terčových jadier platí

$$n = f \frac{N_{Trg}}{S}$$

kde f je izotopická čistota terča, N_{Trg} je počet terčových jadier a S je plocha terča.

Účinný prierez reakcie



Pre N_{Trg} platí vzťah

$$\frac{N_{Trg}}{N_A} = \frac{m}{M_m}$$

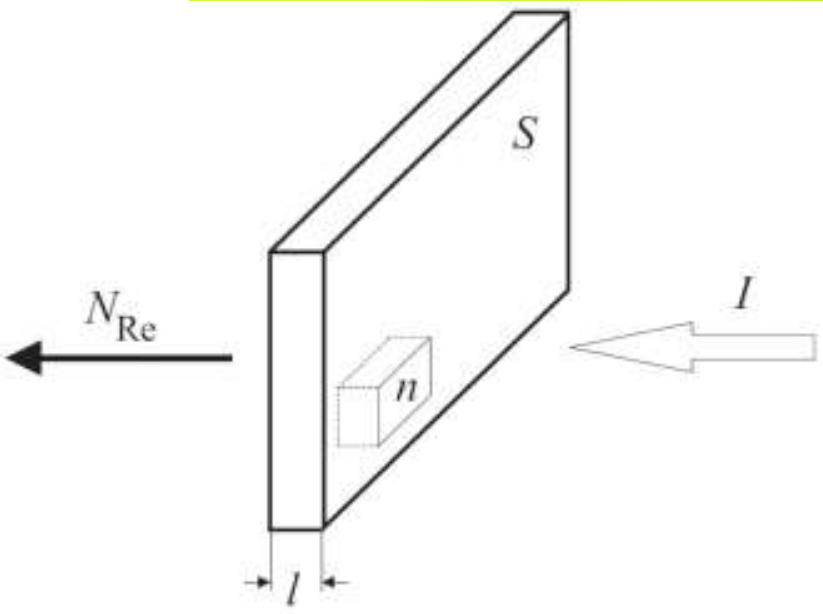
Kde M_m je mólová hmotnosť terčových jadier, m je hmotnosť terča a N_A je avogadrova konštanta.

Po dosadení:

$$n = f \frac{N_A}{S} \frac{m}{M_m} = f \frac{N_A}{M_m} d$$

kde d je hrúbka terča v jednotkách g/cm²

Účinný prierez reakcie



Potom dostávame pre počet produktov reakcie

$$N_{Re} = \sigma N_{Proj} n = \sigma N_{Proj} f \frac{N_A}{M_m} d$$

Pre veľkosť účinného prierezu môžeme vyjadriť.

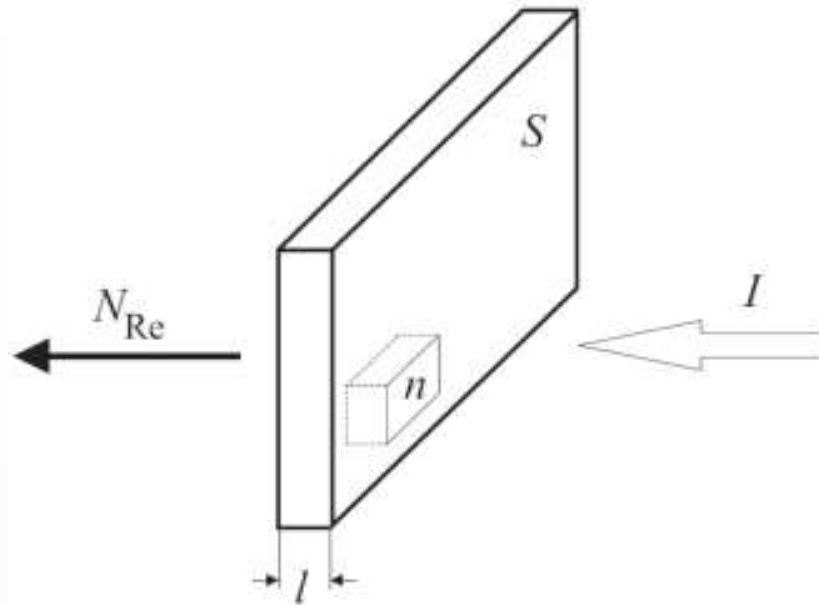
$$\sigma = \frac{N_{Re}}{N_{Proj}} \frac{M_m}{df N_A}$$

Neistotu určíme zo vzťahu

$$\delta_\sigma = \frac{\sqrt{N_{Re}}}{N_{Proj}} \frac{M_m}{df N_A}$$



Príklad



Máme meranie s reakciou úplnej fúzie $^{48}\text{Ca} + ^{207}\text{Pb}$ s intenzitou zväzku 5×10^{12} projektilov za sekundu. Hrúbka terču s 99% čistotou je $450 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Počas týždňa merania syntetizujeme 10^6 jadier izotopu ^{252}No . Aký je účinný prierez reakcie?

$$\sigma = \frac{N_{Re}}{N_{Proj}} \frac{M_m [\text{g mol}^{-1}]}{d [\text{g cm}^{-2}] f N_A [\text{mol}^{-1}]}$$

$$\sigma = \frac{10^6}{24 \times 3600 \times 7 \times 5 \times 10^{12}} \frac{207}{450 \times 10^{-6} \times 0,99 \times 6,022 \times 10^{23}}$$

$$\sigma = 2,55 \times 10^{-31} \text{cm}^2 = 1 \times 10^{-7} \text{barn} = 100 \text{nbarn}$$

Poznámka k intenzite zväzku



V experimentoch sa často stretávame s intenzitou zväzku meranou ako elektrický prúd I_e v Ampéroch. Ten, v zmysle definície jednotky Ampér, znamená veľkosť preneseného náboja [Coulomb] za jednotku času [sekunda].

Počet projektilov teda získame podľa vzťahu:

$$I_{Proj} = \frac{I_e}{1.602 \times 10^{-19} \times q}$$

kde q je ionizačný stav iónu a máva jednotku „particle A“.



THE END