

Jadrová fyzika

Jadrové reakcie



Zápis jadrových reakcií

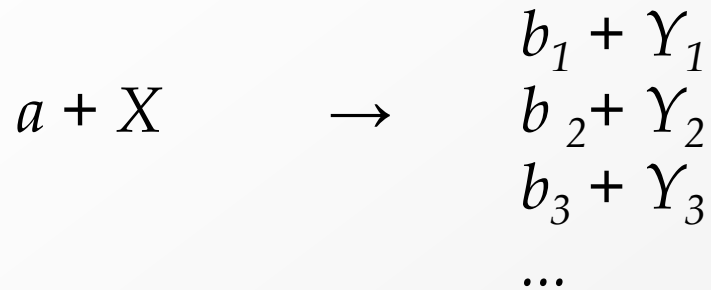


- Typický zápis $a + X \rightarrow b + Y$
kde a je zvyčajne urýchlený projektil, X je terčové jadro (v laboratórnej sústave zvyčajne statické), Y a b sú produkty reakcie.
Zvyčajne a a b sú ľahké jadrá alebo častice. V prípade reakcie nazývanej radiačný záchyt môže b byť γ kvantum
- Alternatívny spôsob $X(a,b)Y$ sa využíva aj v súvislosti so všeobecným pomenovaním reakcií, ako napr. (α, n) alebo (n, γ) a pod.

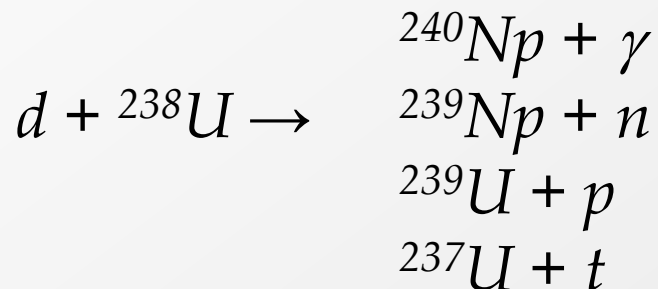
Reakčné kanály



- Pomenovanie reakčného kanálu využívame na opis zmeny identity projektilu a terča. Vo všeobecnosti nie sú finálne produkty reakcie jednoznačne definované a sú otvorené rôzne *reakčné kanály*.



- Konkrétny príklad:



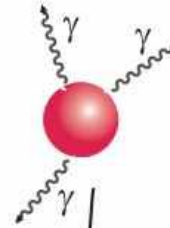
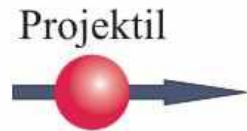
Periferálne zrážky



Coulombovské vzбудenie.
Deformovaný projektil je odklonený a dostane sa späť do základného stavu emisiou γ - kvánt.

Pružný rozptyl. Projektil je odklonený bez zmeny stavu.

Periferálne pružné a nepružné zrážky a reakcie

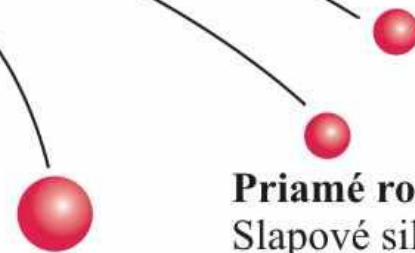


Nepružné jadrové vzbudenie. Spôsobuje rozpad jadra.



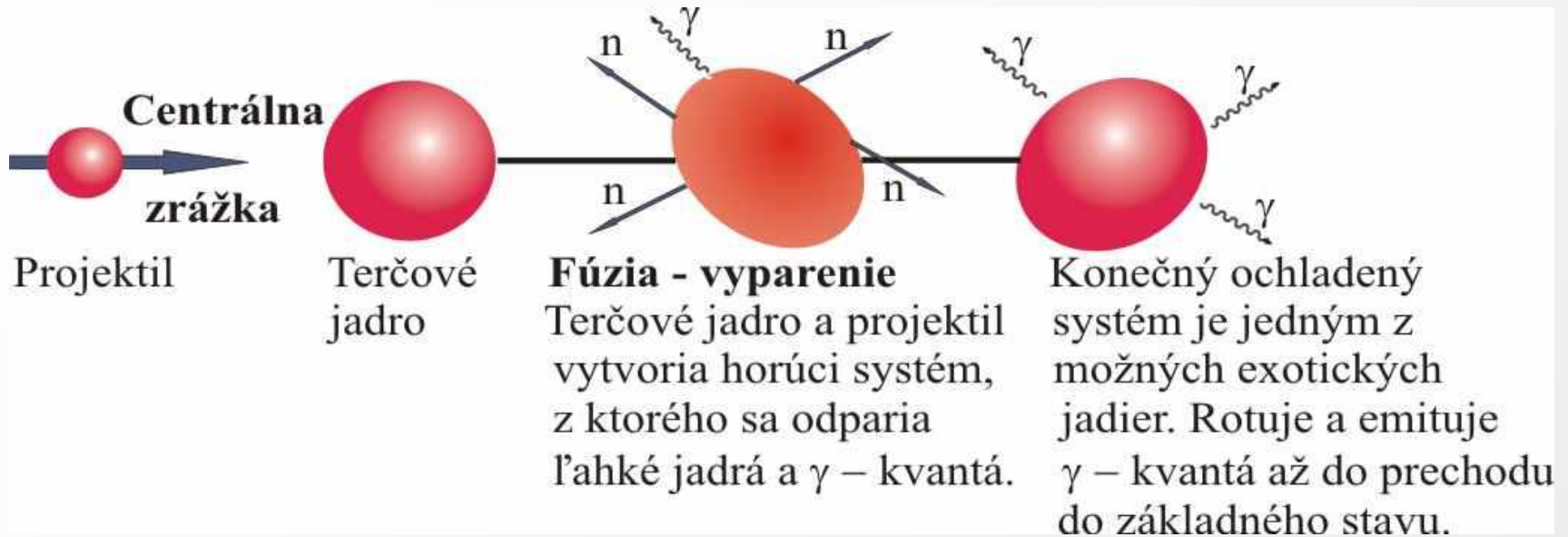
Terčové jadro

Reakcia prenosu.
Projektil stráca, alebo získa niekoľko nukleónov.



Priamé roztrhnutie.
Slapové sily na povrchu terčového jadra roztrhnú projektil na dva fragmenty.

Centrálne zrážky





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

REAKCIE SO VZNIKOM ZLOŽENÉHO JADRA

Základná idea



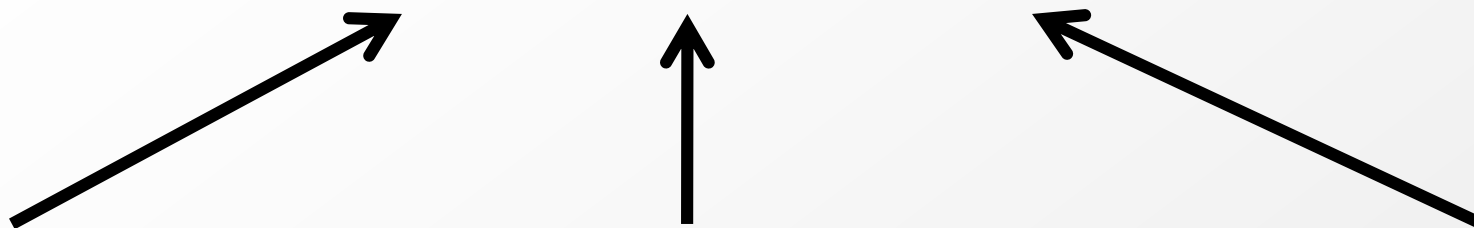
Jadro, príp. nukleón, nalietajúci na jadro odovzdá pri viacnásobných zrážkach postupne celú energiu a uviazne v terčovom jadre.

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.

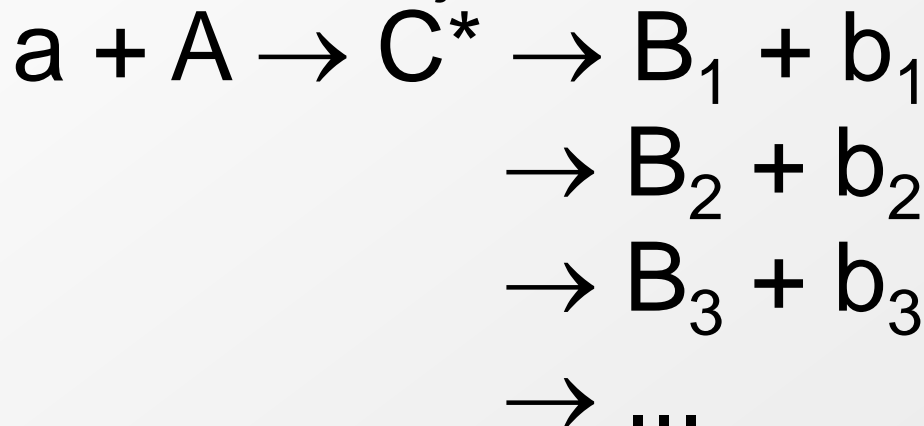
Vznik zloženého jadra schematicky



Vstupný kanál

Zložené jadro

Výstupný kanál



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

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.

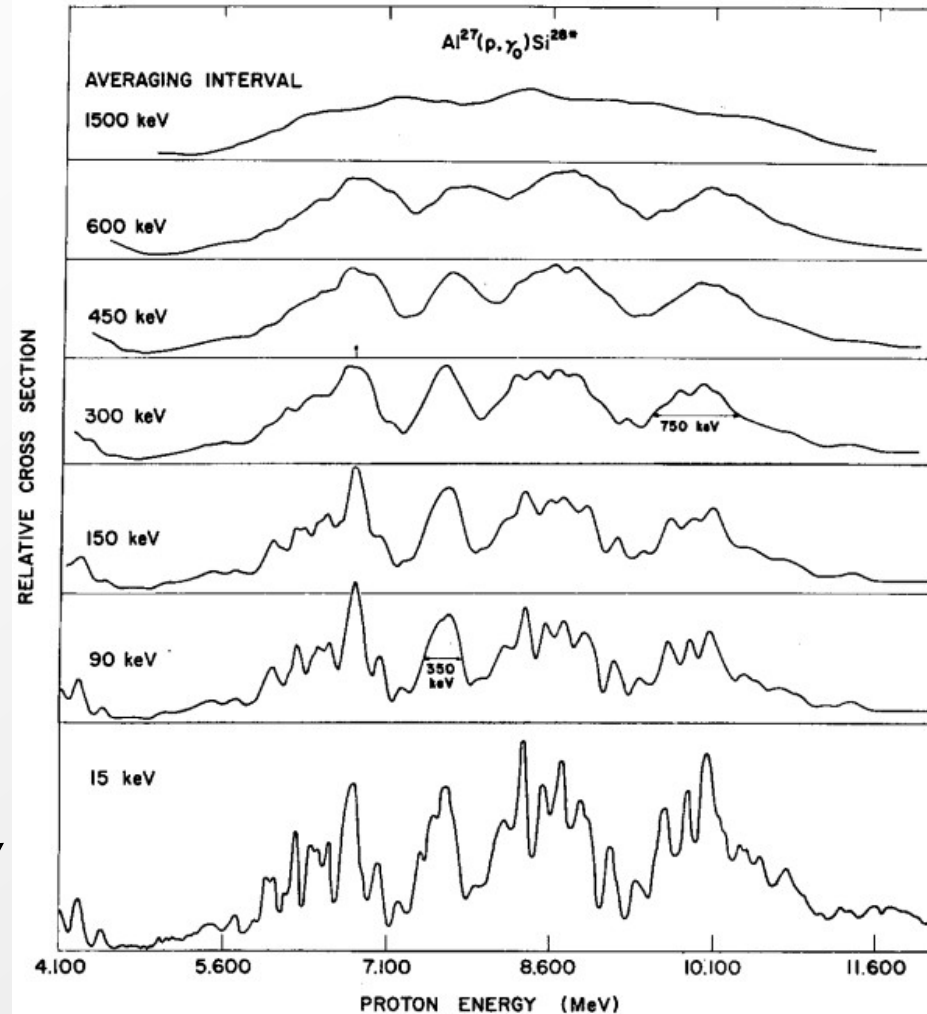


Fig. 12. The yield curve for γ_0 for various averaging intervals.

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 $\approx 10^{-14} - 10^{-16}$ s (vs. 10^{-22} s potrebnej na fúziu).



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

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†

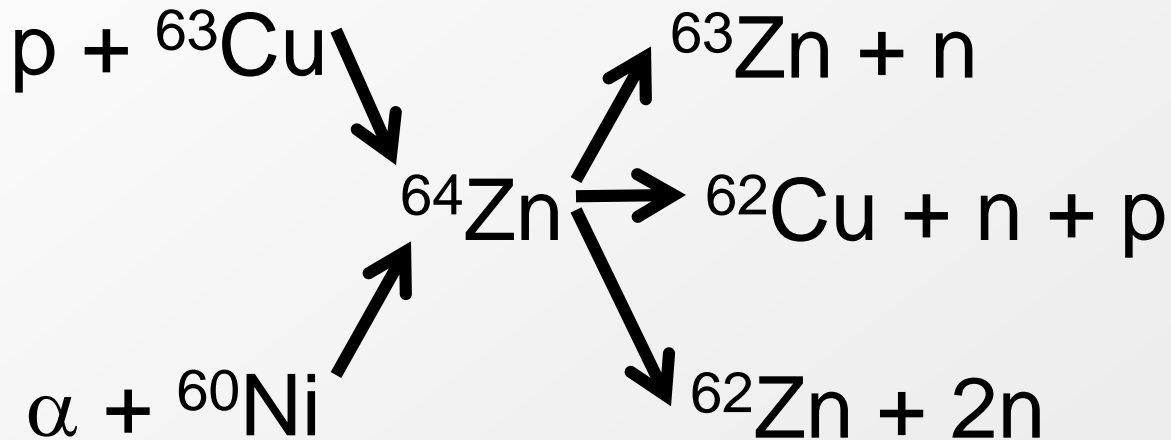
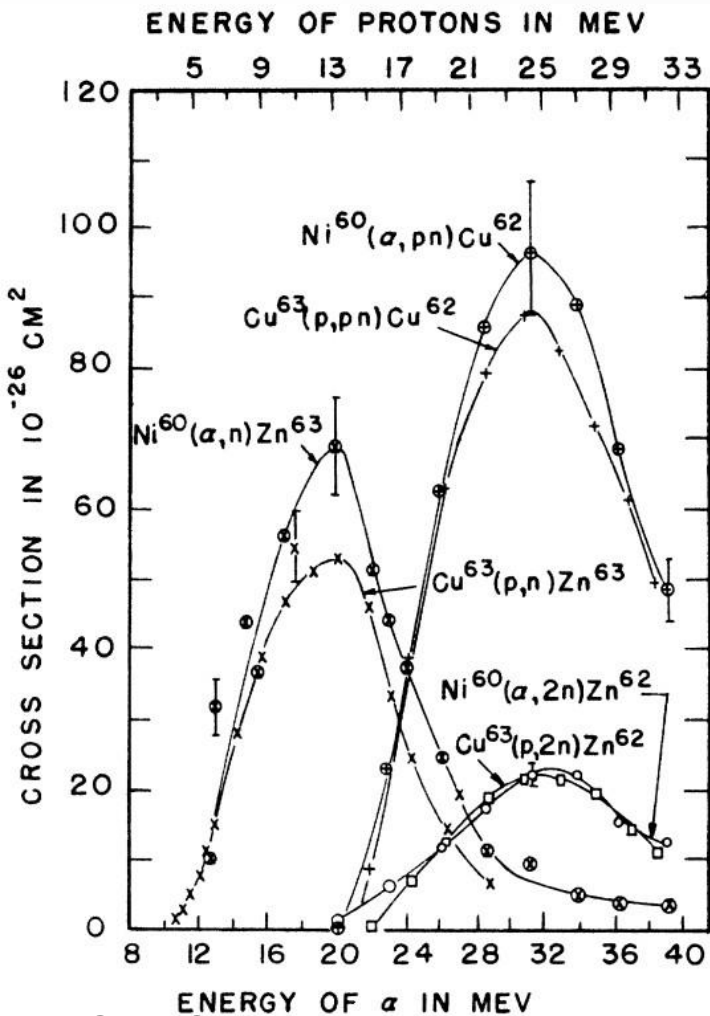
Radiation Laboratory, Department of Physics, University of California, Berkeley, California

(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.

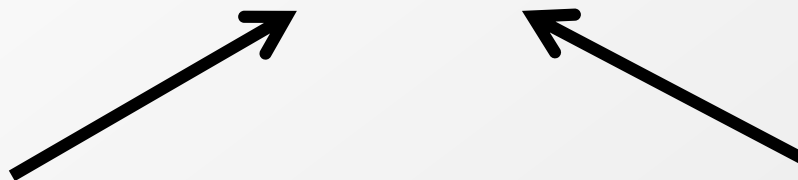
S.N.Ghoshal et al. Phys. Rev. 80, 939 (1950)

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

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



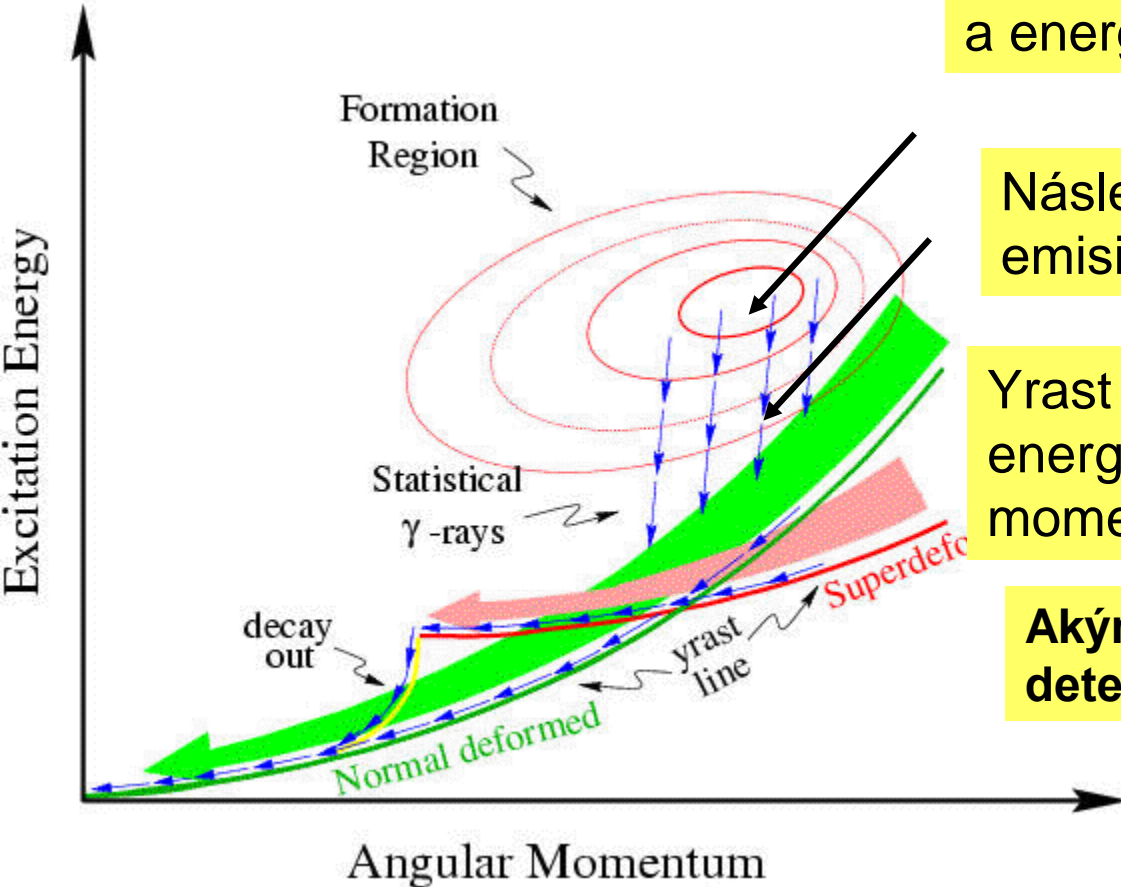
Pravdepodobnosť fúzie

Pravdepodobnosť emisie

Yrast línia



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



Následne sa zložené jadro ochladzuje emisiou častíc a gama kvánt

Yrast line – hranica minimálnej energie pri danom uhlovom momente hybnosti

Akým spôsobom môžeme detekovať tieto gama kvantá

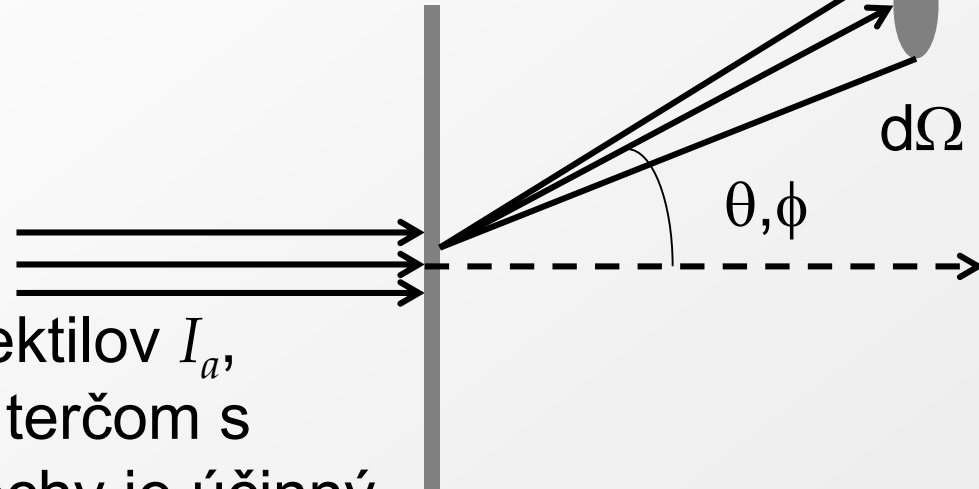


DIFERENCIÁLNY ÚČINNÝ PRIEREZ

Účinný prierez



Detektor umiestnený pod uhlami θ a ϕ nám definuje priestorový uhol $d\Omega$.



Pri intenzite nalietaujúcich projektilov I_a , počte vylietavajúcich častíc R_b a terčom s počtom N_b jadier na jednotku plochy je účinný prierez reakcie definovaný ako $\sigma = \frac{R_b}{I_a N} [m^2]$.

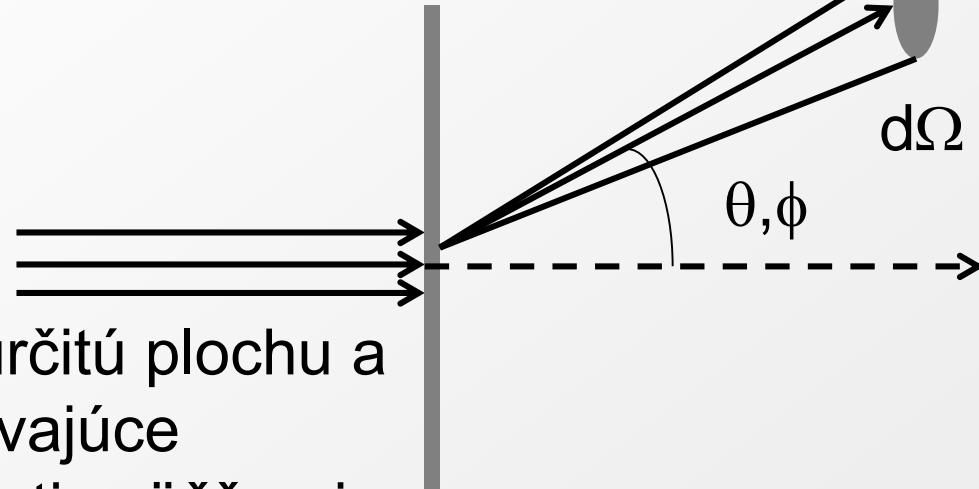
Jadro s polomerom 6 fm má geometrickú plochu $100 \text{ fm}^2 = 1 \text{ b}$. Účinný prierez záchytu neutrónu na ^{135}Xe môže dosiahnuť aj 106 b, zatiaľ čo menej pravdepodobné reakcie môžu mať 1 mb.

Na účinný prierez treba hľadiť ako na plochu úmernu pravdepodobnosti reakcie.

Diferenciálny účinný prierez



Detektor umiestnený pod uhlami θ a ϕ nám definuje priestorový uhol $d\Omega$.



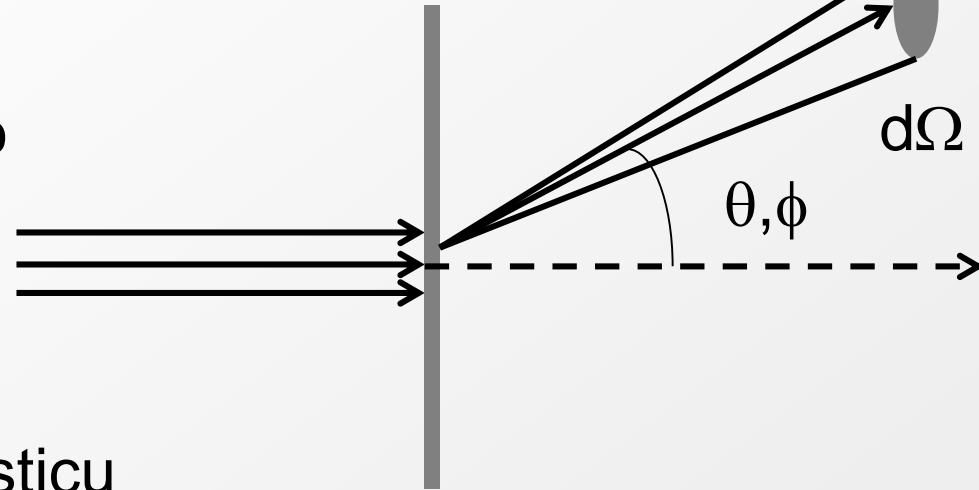
Detektor zvyčajne pokrýva len určitú plochu a preto neregistruje všetky vylietavajúce častice. Navyše vylietavajúce častice zväčša nie sú distribuované rovnomerne, ale majú určitú uhlovú distribúciu $r(\theta, \phi)$.

Potom počet vylietavajúcich jadier je $dR_b = d\Omega/4\pi$ (4π je kvôli normalizácii). Potom dostávame tzv. diferenciálny účinný prierez $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi I_a N}$. Ten v sebe nesie dôležitú informáciu o uhlovej distribúcii produktov.

Dvojitý diferenciálny účinný prierez

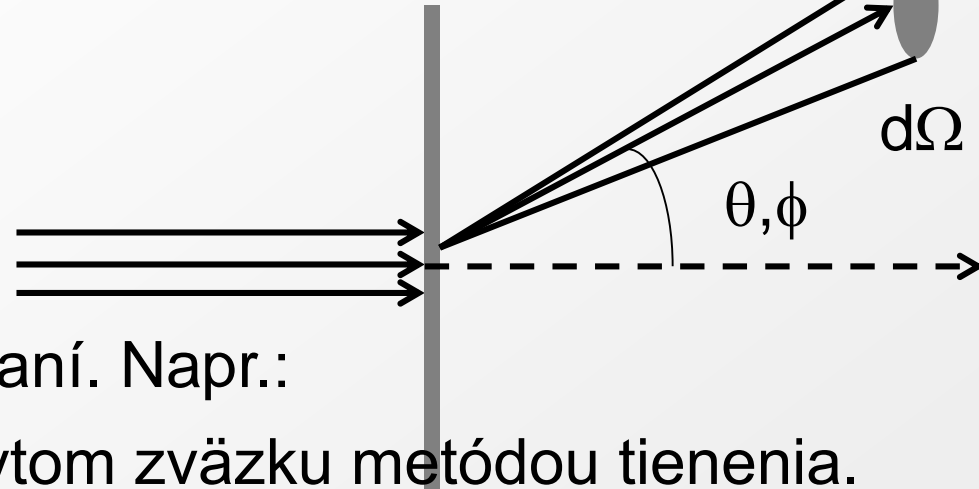


Často nás zaujíma pri meraní nielen uhlová závislosť účinného prierezu, ale aj energetická.



Pre pravdepodobnosť nájsť časticu vylietavajúcu pod určitým uhlom s určitou energiou zavádzame dvojitý diferenciálny účinný prierez $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_b}$.

Dvojitý diferenciálny účinný prierez



Využívajú sa rôzne varianty meraní. Napr.:

Celkový účinný prierez σ_t záchytnom zväzku metódou tienenia.
Reakčný účinný prierez σ nezávisle od uhlu a energie (napr. produkcia rádiofarmák).

Diferenciálny $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ vedúca na konkr. energetický stav vs. uhol θ .

Excitačná funkcia $\frac{d\sigma}{dE}$ (bez merania uhla) napr. meraním exc.

energií jadier pomocou deexcitácie γ kvantami

Dvojitý účinný prierez poskytujúcu informáciu o uhlovej aj energetickej distribúcii.

Účinný prierez



Počet jadier, vytvorených za jednotku času je určený vzťahom

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

σ je účinný prierez reakcie, n je počet jadier terča pripadajúci na jednotku plochy v smere nalietajúcich častíc a N_{Proj} je počet nalietajúcich častíc za jednotku času.

Počet jadier terča určíme ako $n = f \frac{N_A}{S} \frac{m}{M_m} = f \frac{N_A}{M_m} d$ kde d je hrúbka terča v jednotkách g/cm^2 , f je izotopická čistota terča a M_m je mólová hmotnosť terčových jadier.



Jednoduchý, ale funkčný potenciál na opis interakcie dvoch jadier.

OPTICKÝ POTENCIÁL

Uhlová distribúcia

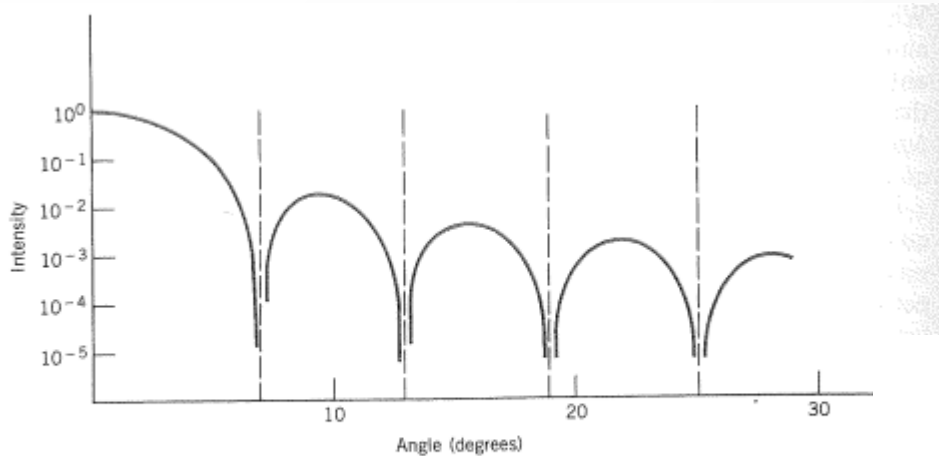


Figure 11.13 Diffraction pattern of light incident on a circular aperture. A circular disk gives a similar pattern. The minima have intensity of zero. The curve is drawn for a wavelength equal to ten times the diameter of the aperture or disc.

Podobne ako v optike, vidíme systém lokálnych maxím a miním.

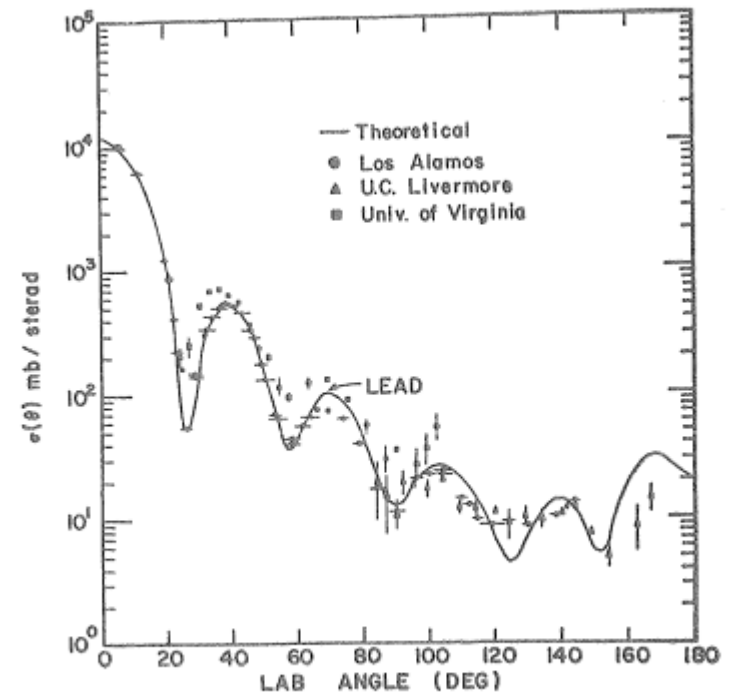


Figure 11.14 Elastic scattering of 14-MeV neutrons from Pb. From S. Fernbach, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 414 (1958).

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 opísať nielen rozptyl jadier, ale 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 kryštáľová gula



- Model zahmlenej kryštáľovej 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 vrstvového modelu
- Imaginárna časť $iW(r)$ opisuje absorpciu a závisí od energie interakcie

Opis reálnej časti



Túto časť 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 iba valenčné nukleóny dokážu absorbovať energiu nalietajúcej častice. Pevne viazané nukleóny v centre jadra nie sú v tomto procese efektívne.

Preto sa volí $W(r) \approx dV(r)/dr$ a 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 (Pauliho blok).

Hlboko v jadre je však energia väzby príliš veľká.

Opis imaginárnej časti



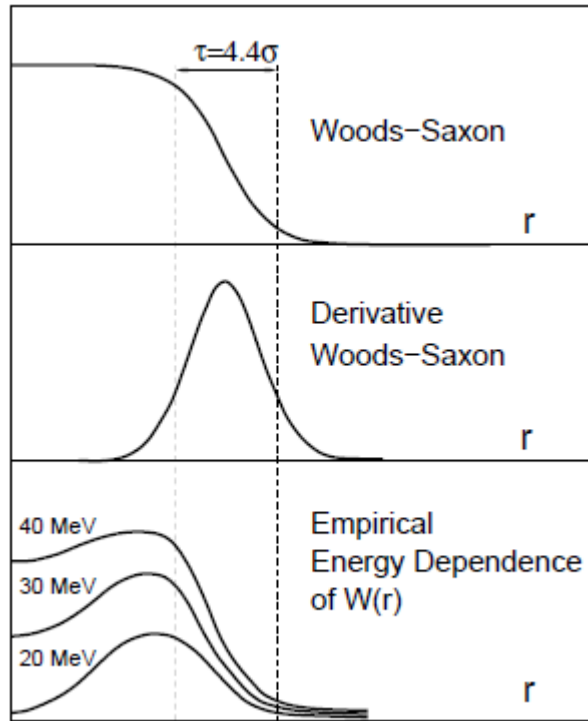
Na pripomenutie $V(r) = Vf_n(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{(r-R)/a}}$

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.

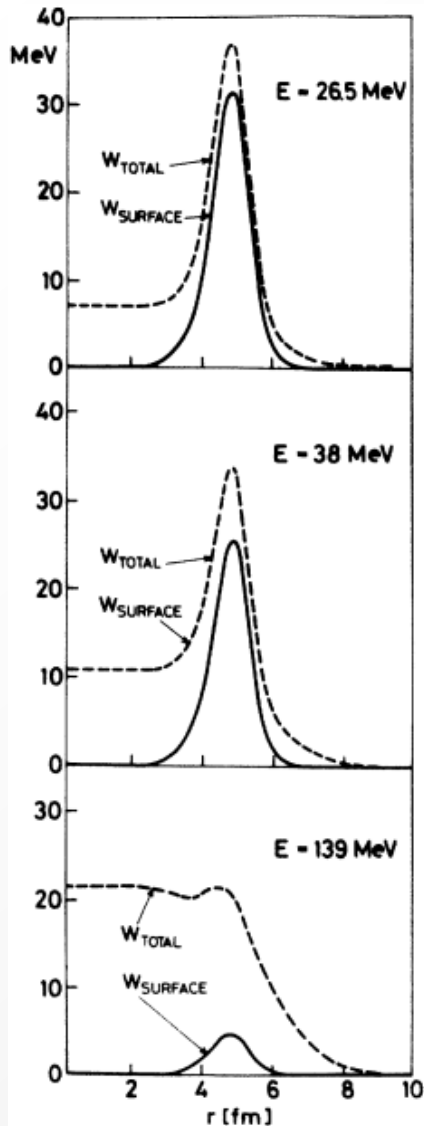
Podoba potenciálu



Reálna časť potenciálu

Imaginárna časť potenciálu

Prípád vyšších energií



Pri vyšších energiách však samozrejme môže prebiehať interakcia aj so silnejšie viazanými nukleónmi v strede, čím sa funkcia $W(r)$, môže postupne ponášať na funkciu $V(r)$. (teda viac kopíruje reálnu časť potenciálu a skutočnú podobu jadra)

Experimentálne potvrdenie – rozptyl alfa častíc na jadre Niklu.

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



REAKCIE PRENOSU

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
$$a + A \rightarrow B + b$$
 - 1) Nerealizuje sa žiaden medzistupeň
 - 2) $b = a - x$, $B = A + x$ (x reprezentuje prenášaný nukleón, resp. skupinu nukleónov).

Bornova aproximácia



Majme reakciu $A(a,b)B$ (teda $a + A \rightarrow B + b$)

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

Tieto rovinné vlny môžeme opísať ako superpozíciu sférických vln:

$$\psi_{inc} = Ae^{ikz} = A \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos \theta)$$

Kde $j_l(kr)$ sú Besselove funkcie

A $P_l(\cos \theta)$ 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



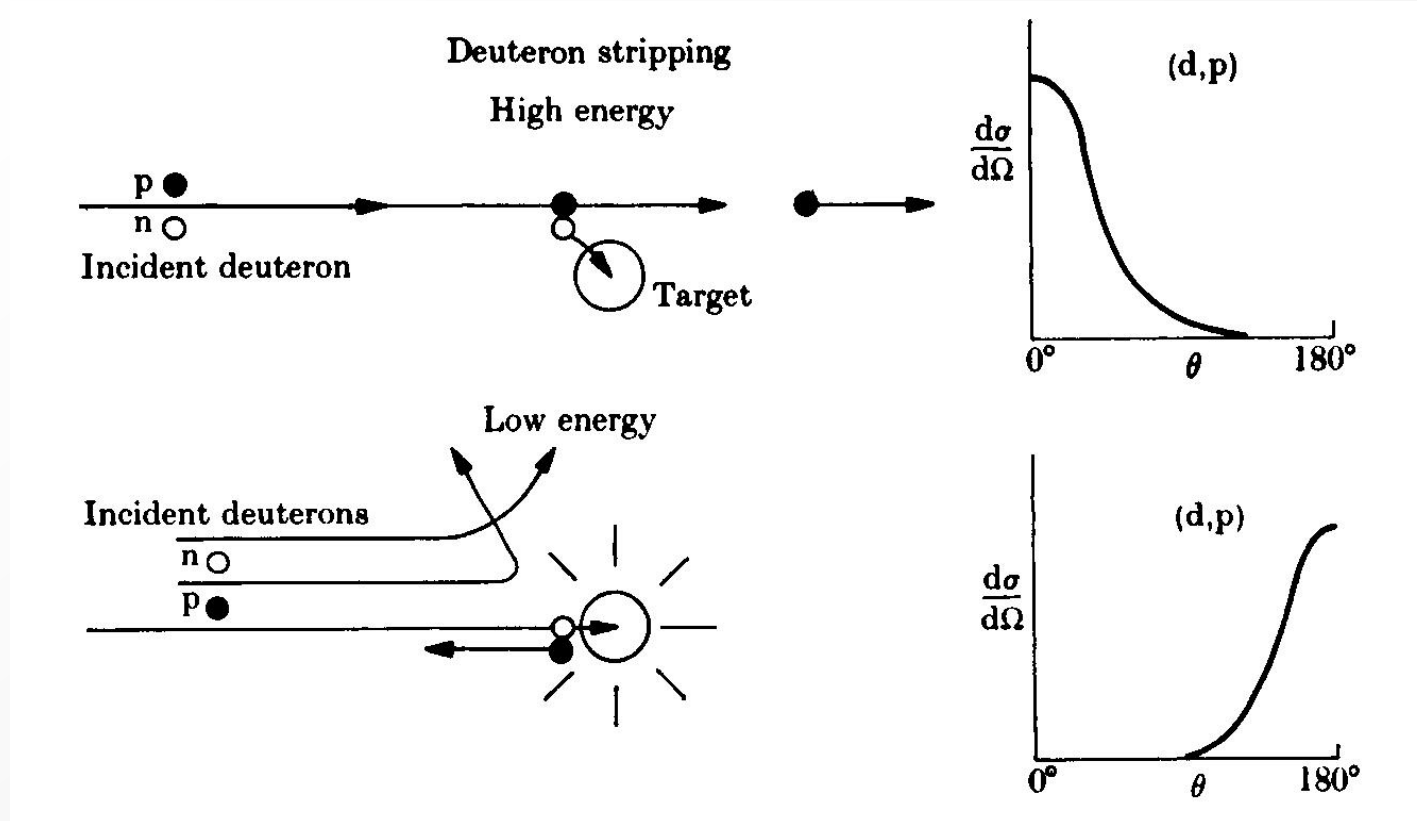
- Predpoklad, že rovinné vlny opisujúce nalietaujúcu a vylietaujúcu časticu sú zmenené terčovým jadrom vedie k teórii Bornovej aproximácii deformovaných vln.
- Predpokladá sa modifikácia vlny a fakt, že obsahuje časť rozptýľenu pružne na optickom potenciáli.
- Veľké využitie pri experimentoch opisujúcich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

Spektroskopický faktor



- Ako vstupná a výstupná vlna sa dá uvažovať explicitne vlnová funkcia z vrstvového modelu.
- V praxi však nie sú stavy jadier opísané čistými stavmi shell modelu, ale prichádza k väčšiemu, či menšiemu zmiešavaniu stavov.
- Porovnaním zmeraného diferenciálneho účinného prierezu a vypočítaného potom môžeme získať spektroskopický faktor S , vystihujúci čistotu stavu v opise vrstvomým modelom.
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{meas} = S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{calc}$$
- Čistý stav vrstvového modelu má $S = 1$

Uhlová závislosť od energie



Strhávanie deuterónu pri vysokej a nízkej energii, od čoho závisí uhlové rozdelenie vyletujúceho protónu, ktoré má svoj pík v smere dopredu alebo dozadu.

Energetická bilancia



- Z energie protónu možno určiť energiu vzбудenia zostatkového jadra (platia zákony zachovania).
- Absolútna hodnota účinného prierezu umožňuje určiť pravdepodobnosť obsadenia jednočasticových hladín, na ktorých je neutrón zachytený.

Uhlové rozdelenie

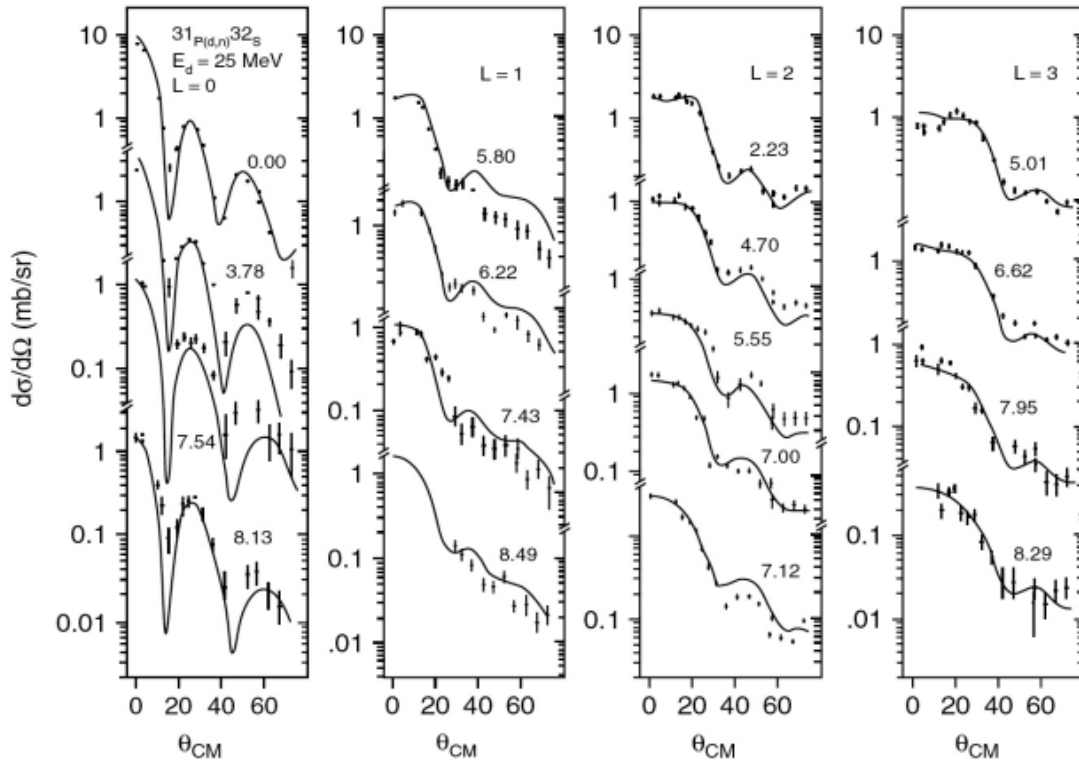


FIG. 11: Angular distribution of the reaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$, with the transfer of a proton to several states of ^{32}S . The curves are results of DWBA calculations for the indicated l values [15].

Pravdepodobnosť 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)

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



KINETICKÉ POMERY PRI TVORBE ZLOŽENÉHO JADRA

Kinematika jadrových reakcií



Zákon zachovania energie v laboratórnej sústave má pre diskutovaný prípad tvar

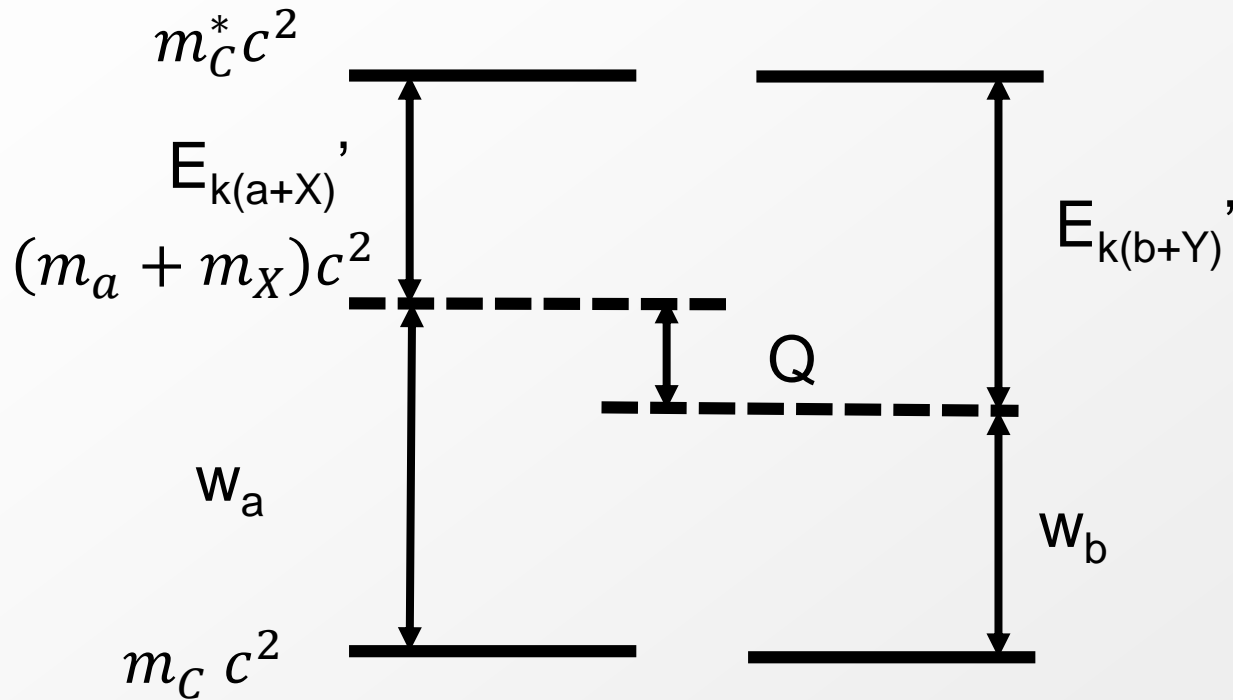
$$m_a c^2 + m_X c^2 + E_{ka} = m_b c^2 + m_Y c^2 + E_{kb} + E_{kY}$$

Takže pre Q hodnotu platí

$$Q = [(m_a + m_X) - (m_b + m_Y)]c^2 = E_{kb} + E_{kY} - E_{ka}$$

Môžeme ju teda vyjadriť aj pomocou hmotností aj pomocou kinetických energií.

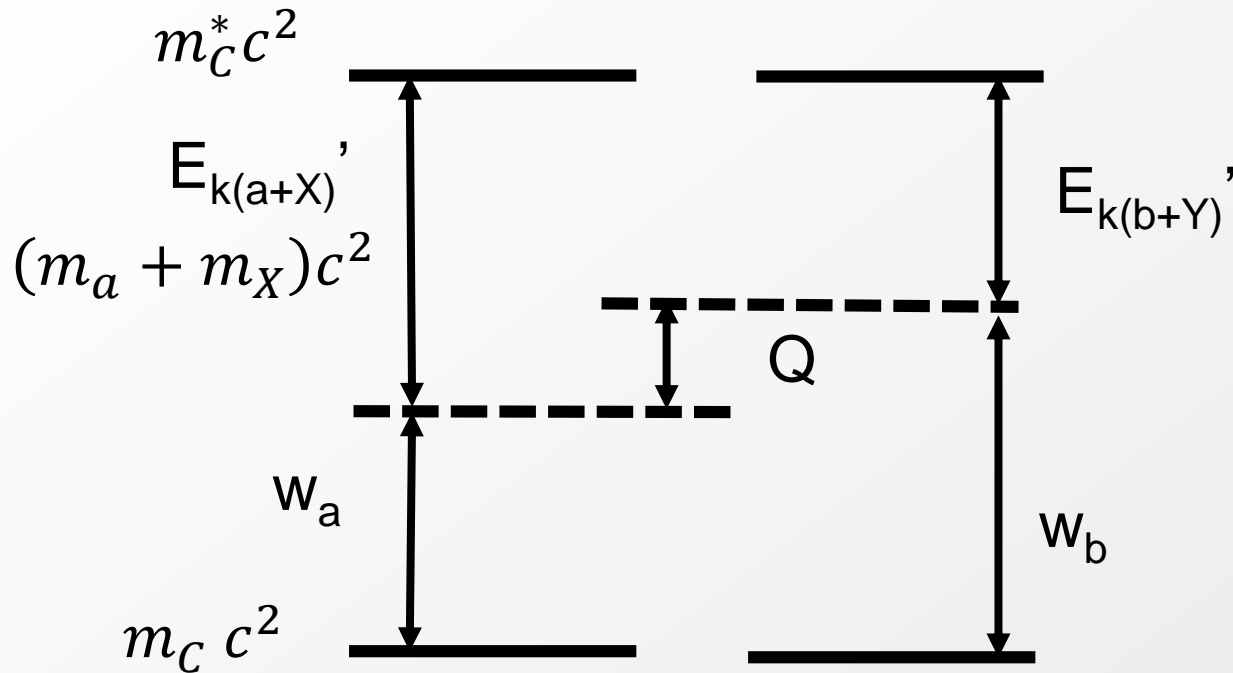
Exoenergetická reakcie úplnej syntézy



$$Q = (m_a + m_X) - (m_b + m_Y) = E'_{k(b+Y)} - E'_{k(a+X)} > 0$$

Exoenergetická reakcia. Aj pri nulovej energii vstupných častíc prebehne (samozrejme s ohľadom na energiu potrebnú na prekonanie bariéry).

Endoenergetická reakcie úplnej syntézy



$$Q = (m_a + m_X) - (m_b + m_Y) = E'_{k(b+Y)} - E'_{k(a+X)} < 0$$

Endoenergetická reakcia. Je potrebné dodať energiu do systému. Pri nulovej kinetickej energii vo vstupnom kanále neprebehne.

Kinematika jadrových reakcií



V ťažiskovej sústave máme pre exc.energiu $E_C^{*'} = w_a + E'_{k(a+X)}$ (t.j. zložené jadro ostáva stáť a celá energia sa prevedie na excitačnú energiu). Člen w_a spôsobuje možnú excitáciu zloženého jadra aj pre nulové kinetické energie interagujúcich jadier.

Ťažisko sústavy $a + A$ sa pohybuje v laboratórnej sústave smerom k terčovému jadru rýchlosťou $v_{CM} = \frac{m_a}{(m_a + m_X)} v_a$.

V ťažiskovej sústave sa pohybujú častice vo vstupnom kanále reakcie proti sebe, smerom k ťažisku rýchlosťou

$$v'_a = v_a - v_{CM} = v_a - \frac{m_a}{(m_a + m_X)} v_a = \frac{m_X}{(m_a + m_X)} v_a$$
$$v'_X = v_X - v_{CM} = 0 - \frac{m_a}{(m_a + m_X)} v_a = -\frac{m_a}{(m_a + m_X)} v_a$$

Kinetické energie v ťažiskovej sústave



Potom kritické kinetické energie nalietaujúcich častíc sú

$$\begin{aligned} E'_{ka} &= \frac{1}{2} m_a v_a'^2 = \frac{1}{2} m_a \left(\frac{m_X}{m_a + m_X} v_a \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{m_a m_X^2}{(m_a + m_X)^2} v_a^2 \\ &= \left(\frac{m_X}{m_a + m_X} \right)^2 \frac{1}{2} m_a v_a^2 = \left(\frac{m_X}{m_a + m_X} \right)^2 E_{ka} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E'_{kX} &= \frac{1}{2} m_X v_X'^2 = \frac{1}{2} m_X \left(\frac{m_a}{m_a + m_X} v_a \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{m_X m_a^2}{(m_a + m_X)^2} v_a^2 \\ &= \frac{m_X m_a}{(m_a + m_X)^2} \frac{1}{2} m_a v_a^2 = \frac{m_X m_a}{(m_a + m_X)^2} E_{ka} \end{aligned}$$

Kinematika jadrových reakcií



Súčet hybností v ťažiskovej sústave je nulový

$$p'_a + p'_X = m_a v'_a + m_X v'_X = 0$$

Pre vzájomnú rýchlosť jadier v ťažiskovej a laboratórnej sústave platí vzťah

$$v'_a + v'_X = v_a$$

kanále reakci, vyjadrenú v ťažiskovej sústave, určíme pomocou

$$\begin{aligned} E'_{k(a+X)} &= E'_{ka} + E'_{kX} = \frac{1}{2} m_a v'_a{}^2 + \frac{1}{2} m_X v'_X{}^2 = \\ &= \frac{1}{2} m_a \left(\frac{m_X}{m_a + m_X} v_a \right)^2 + \frac{1}{2} m_X \left(\frac{m_a}{m_a + m_X} v_a \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{m_a m_X^2 + m_X m_a^2}{(m_a + m_X)^2} v_a^2 = \\ &= \frac{1}{2} \frac{m_a m_X (m_a + m_X)}{(m_a + m_X)^2} v_a^2 = \frac{1}{2} \frac{m_a m_X}{m_a + m_X} v_a^2 = \frac{1}{2} \mu v_a^2 \end{aligned}$$

Tým sme sa opäť dostali k vzťahu vydedukovaného pri excitačnej energii jadier, konkr. k časti excitačnej energie tvorenej kinetickou energiou vstupného kanálu.

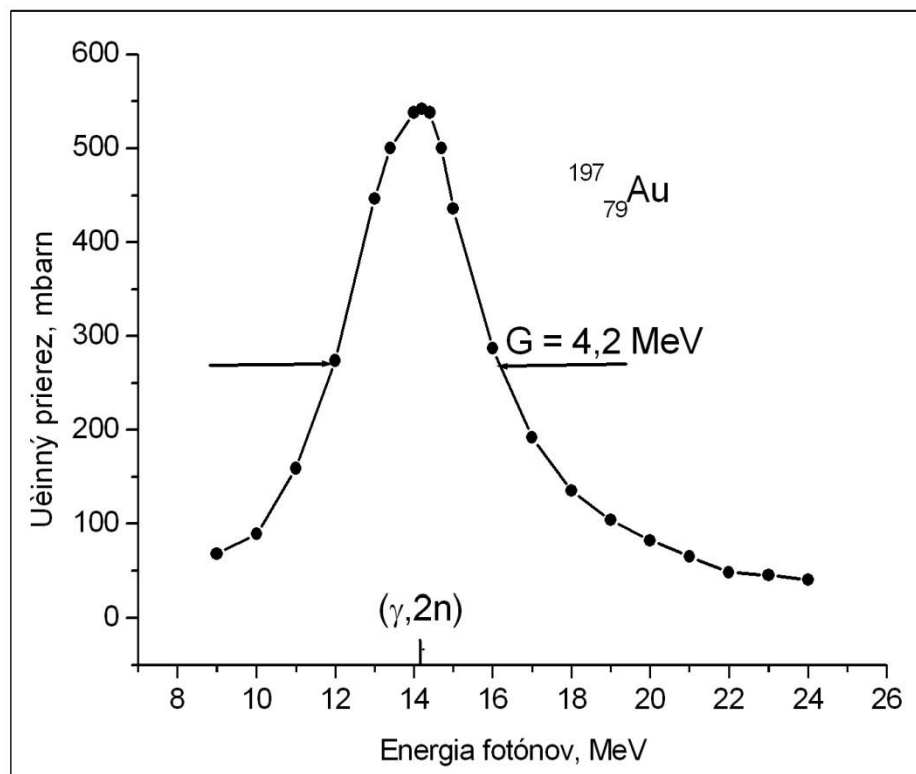


GIGANTICKÁ DIPÓLOVÁ REZONANCIA

$(\gamma, 2n)$ pre ^{197}Au



Účinný prierez fotoneutrónovej reakcie $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-xn}\text{Au}$ do energie fotónov 35 MeV. Na grafe vidno výrazný rezonančný pík pre reakciu $(\gamma, 2n)$, ktorý sa nachádza pri energii fotónov 14 MeV a má účinný prierez 535 mb.



Gigantická dipólová rezonancia



Reakcia	$E_{\gamma\text{min}}/\text{MeV}$	$E_{\gamma\text{res}}/\text{MeV}$	Γ / MeV
$\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	18.7	22.4	2.8
$\text{Al}(\gamma, n)^{26}\text{Al}$	14.0	19.2	4.7
$\text{Al}(\gamma, p)^{26}\text{Al}$	7.4	21.2	5.4
$\text{P}(\gamma, n)^{30}\text{P}$	12.4	19.5	6.5
$\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$	10.9	17.5	6.0
$\text{Ag}(\gamma, n)^{109}\text{Ag}$	9.3	16.0	4.8
$\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$	8.0	13.5	5.5

- Táto rezonancia ma veľkú šírku Γ a klesá s narastaním počtu nukleónov A .
- Práve podľa veľkej šírky Γ bol tento efekt pomenovaný ako gigantická rezonancia.

Prvé vysvetlenie

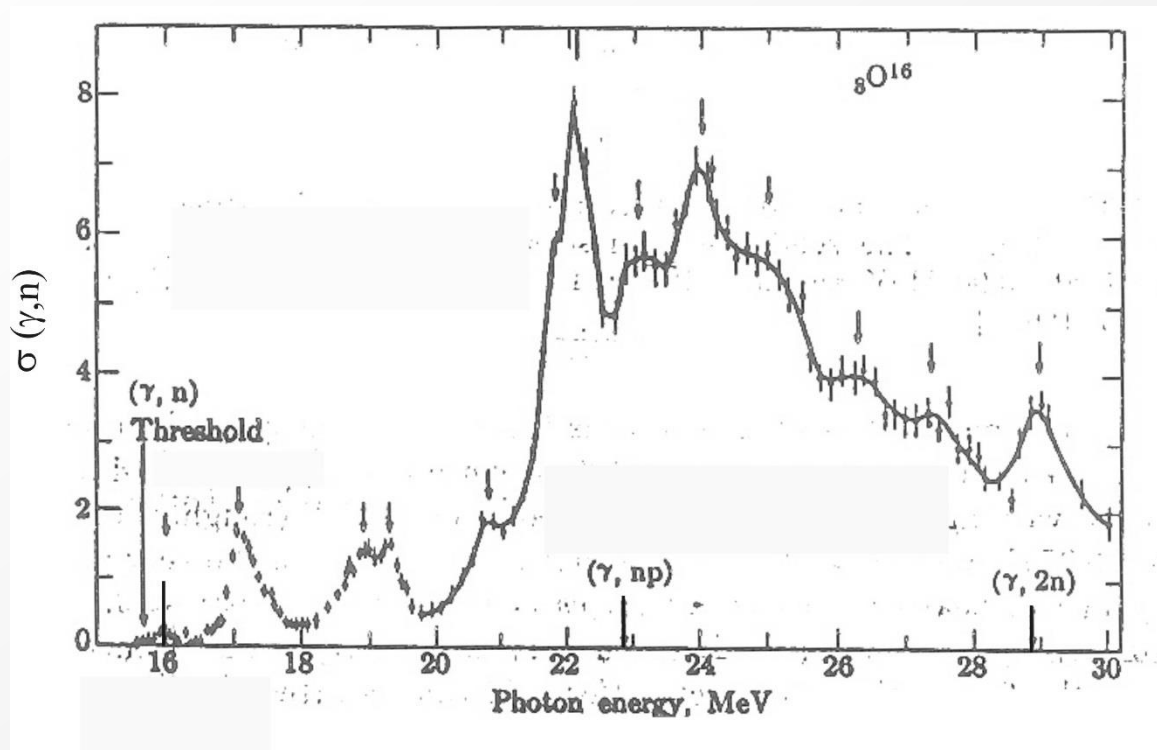


- Prvé vysvetlenie súviselo s osciláciami jadra v elmag poli dopadajúceho gama kvanta.
- $E_\gamma = h\nu = hc/\lambda$ preto $\lambda = hc/E_\gamma = 1.2 \times 10^{-10} / E_\gamma$, (λ [cm], E_γ [MeV])
- Pre $E_\gamma = 10 - 15$ MeV bude $\lambda \approx 10^{-11}$ cm (teda $\lambda \gg R$, kde R je polomer jadra). Takže protóny budú v rovnakej fáze elektromagnetického poľa. Tým dochádza k polarizácii protónov a neutrónov a osciláciám s frekvenciou $\omega = \sqrt{K/M}$ kde K je koeficient pružnosti a M je hmotnosť jadra.
- Pružnosť jadra je úmerná počtu presunutých nukleónov a ten je úmerný povrchu jadra ($\approx R^2 \approx A^{2/3}$).
- Potom $\omega \approx \sqrt{A^{2/3}/A} = A^{-1/6}$ Koeficient úmernosti sa určil experimentálne $\omega \approx 35A^{-1/6} \text{ MeV}$.

Príklady GDR



Neskôr sa identifikovali v meraniach jemné štruktúry v rezonancii, najmä u ľahkých jadier, súvisiace s jednočasticovými prechodmi nukleónov. Napr. v reakcii $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{O}$, tri úzke maximá pri 17, 22 a 25 Mev.



Účinný prierez fotoneutrónovej reakcie $^{16}\text{O}(\gamma, xn)^{16-xn}\text{O}$ do energie fotónov 30 MeV. Na grafe vidno rezonančné píky pre reakcie (γ, n) , (γ, np) a $(\gamma, 2n)$.



SYNTÉZA NAJL'AHŠÍCH JADIER PO BIG BANGU

Vývoj v prvotnom vesmíre



- Približne do času $10^{-5} - 10^{-6}$ s bol vesmír v štatistickej rovnováhe medzi quark-gluónovou plazmou a žiarením.
- Následne QGP kondenzovala za vzniku hadrónov a podivných častíc (obsahujúcich strange quark). Narušenie CP symetrie (napr. pre $\overline{K^0}$ a K^0) mohlo byť príčinou nerovnováhy medzi hmotou a antihmotou (je však viac alternatívnych vysvetlení, ako napr. rýchle odseparovanie hmoty a antihmoty, éra produkcie masívnych častíc v čase 10^{-36} s čo zodpovedá 10^{28} K resp. 10^{15} GeV).
- Nerovnováha medzi hmotou a antihmotou vedie k pomeru počtu fotónov a hmotných častíc na úrovni 10^9 fotónov na 5 nukleónov.

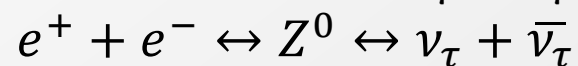
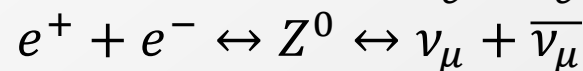
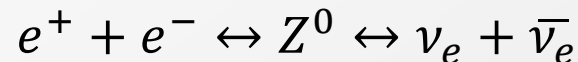
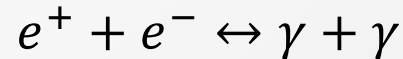
Závislosť procesov od teploty



V dôsledku malého rozdielu hmotnosti protónu a neutrónu (cca 1.3 MeV) s klesajúcou teplotou narastá počet protónov voči neutrónom.

Pri 10^{12} K je pomer $\frac{N_n}{N_p} = e^{-\frac{(m_n - m_p)c^2}{kT}} \approx 0.985$ teda sú približne v rovnováhe.

Do 10^{-2} s klesla teplota na $\sim 10^{11}$ K ($E = 10$ MeV). Jediné ostávajúce leptóny sú elektróny, nakoľko μ a τ majú prí vysoké hmotnosti a pôvodné sa už rozpadli ($M_\mu = 105$ MeV a $M_\tau = 1784$ MeV). Ešte existuje štatistická rovnováha medzi fotónmi a časticami, pričom prebiehali reakcie ako napr.



Taktiež protóny a neutróny sú v rovnováhe, pretože vďaka veľkému množstvu elektrónov a neutrín môžu prebiehať reakcie



Závislosť procesov od teploty



Pri $T > 10^{10}$ K je $kT >$ niekoľko 1 MeV energia je väčšia ako väzbová energia nukleónov v jadrách (rádový odhad) \Rightarrow nie je možná existencia viazaných nukleónových stavov, prežitie jadier a tým ani nukleosyntéza.

Pri týchto energiách je aj anihilácia v rovnováhe s vytváraním párov $e^+ e^-$. V dôsledku veľkého množstvu neutrín a elektrónov stále prebiehajú aj reverzné reakcie zámeny protónu a neutrónu.

Závislosť procesov od teploty



Pri 10^{11} K je pomer neutrónov k protónom $\frac{N_n}{N_p} = e^{-\frac{(m_n - m_p)c^2}{kT}} \approx 0.885$.

V čase 2 – 3 s klesne teplota na 10^{10} K čo $kT \sim 1$ MeV sa zastavujú efektívne reakcie $p + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+$ a $n + \nu_e \leftrightarrow p + e^-$ ktoré zabezpečovali rovnováhu medzi počtom protónov a neutrónov. Počet neutrónov a protónov tak ostáva zamrznutý na pomere 0.223 pri teplote 10^{10} K.

V čase 1 sekunda, pri teplote 10^{10} K ($kT \sim 1$ MeV) taktiež prináša koniec obojsmerným reakciám kreácie a anihilácie elektrónov a pozitronov. Taktiež interakcie neutrín už nie sú dostatočne efektívne.

Energia fotónov ostáva mierne vyššia od energie neutrín, kvôli zostávajúcej možnosti reakcie $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ (už iba jednosmernej), takže vo vesmíre ubúda elektrónov a pozitronov, čo bráni ďalšej tvorbe neutrónov. Táto éra končí oddelením hmoty od žiarenia v čase do 250 sekúnd.

Fotónov ostáva cca $10^9 \times$ viac ako hmotových častíc. Celkový náboj častíc ostáva rovnovážny.

Vývoj v prvotnom vesmíre



- Prvá jadrová reakcia je $n + p \rightarrow d + \gamma$. Táto môže prebehnúť až keď klesne energia väčšiny systému výrazne 2.225 MeV (väzbová energia deutéria). Kritickým faktorom je vysoký počet fotónov, ktorých je $\sim 10^9 \times$ viac ako ako protónov a elektrónov (tých je cca rovnako). Takže podiel fotónov s energiou 2.225 MeV iba 10^{-9} .
- Keďže neutrónov je iba 20%, je kritický pomer fotónov 0.2×10^{-9} .
- Tento podiel fotónov zodpovedá pomeru $E_0/kT \cong 28$, takže $E_0 = 2.225 \text{ MeV}$ zodpovedá strednej energii $kT \cong 0.08 \text{ MeV}$ resp. teplote $9 \times 10^8 \text{ K}$. Podmienky pre prvú jadrovú reakciu nastávajú teda po cca 250 s.

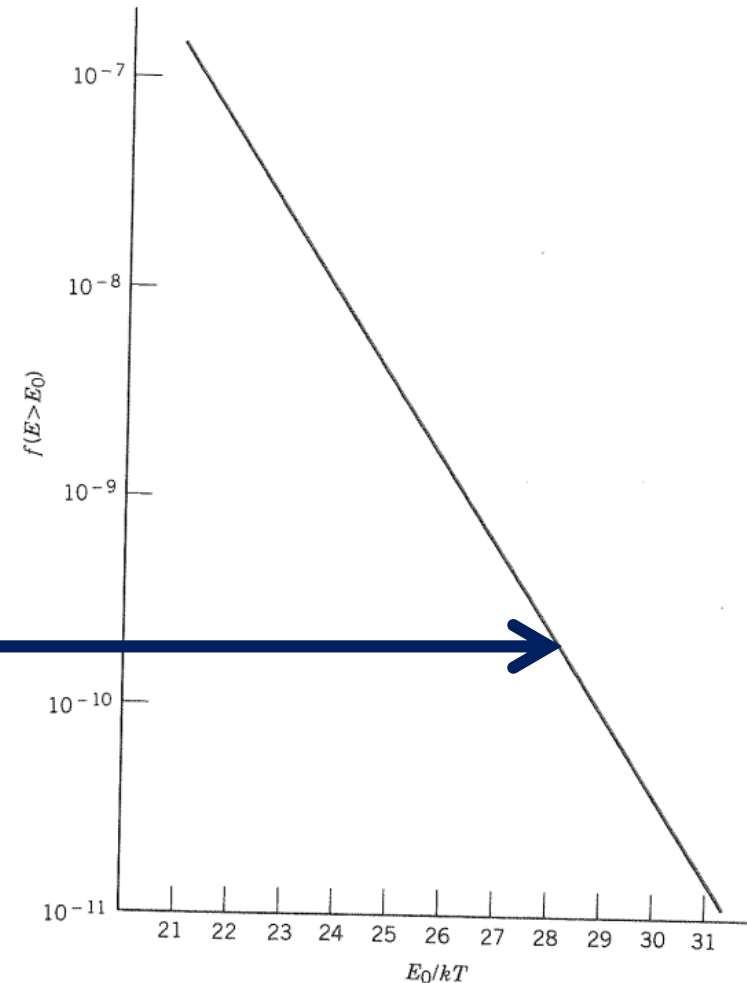


Figure 19.5 The fraction f of photons of energies above E_0 .
K.S.Krane, *Introductory Nuclear Physics* (1988)

Vývoj v prvotnom vesmíre

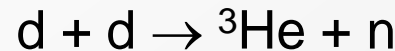
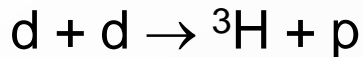


- Nakoľko neviazaný neutrón sa rozpadáva, celý proces prvých jadrových reakcií a početnosti neutrónov, ktoré do nich vstúpia je citlivý aj na dobu života neutrónu, ktorá nie je až natoľko presne známa
$$\tau_n = 883.3 \pm 1.2_{stat} \pm 3.2_{syst} \text{ s.}$$
- Následne sa syntetizujú izotopy 2H , 3H , 7Li , ktoré ostávajú stále v podobe ionizovaného plynu, kým teplota neklesne pod 3000 K (cca 700 000 rokov). Vtedy vzniknú podmienky na vznik neutrálnych atómov.
- Fotóny ďalej chladnú až na súčasnú teplotu 2.7 K.

Produkcia jadier s $A = 3$ a 4He

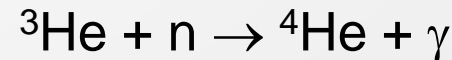
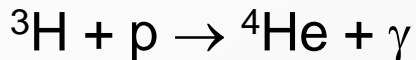


Pri teplote $T = 9 \times 10^8 \text{ K}$ (cca 80 keV) sa formuje deutérium. Následne sa môžu formovať jadrá s hmotnosťou 3.



Prebiehajúce reakcie môžu byť odlišné od p-p cyklu.

Na záver sa formuje ${}^4\text{He}$



Priama cesta $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ má veľmi malý účinný prierez.

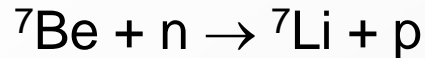
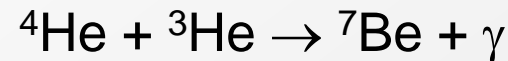
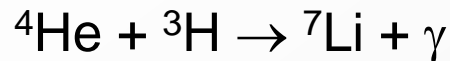
Väzbová energia ${}^4\text{He}$ je väčšia ako ľahších jadier. Preto ak je energia fotónov dostatočne nízka na umožnenie produkcie deutéria, umožní sa aj produkcia ${}^4\text{He}$.

Produkcia jadier s $A = 7$

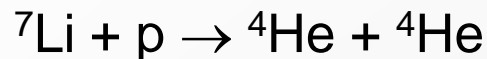


${}^4\text{He}$ je konečný produkt celého procesu. Jadrá s $A = 5$ aj $A = 8$ sú veľmi nestabilné ($T_{1/2}({}^5\text{Li}) = 3 \times 10^{-22}$ s a $T_{1/2}({}^8\text{Be}) = 6.7 \times 10^{-17}$ s).

V malých množstvách sú možné procesy



a aj spätné procesy



Kulombovská bariéra je však cca 1 MeV čo je už výrazne nad energiou zodpovedajúcej teplote 9×10^8 K.

Všetky neutróny končia nakoniec vo viazanom stave ${}^4\text{He}$, pričom pomer $N_{{}^4\text{He}}/n_p \cong 0.081$.

Po 250 sekundách, pri teplotách pod 3×10^8 K ($kT \approx 30$ keV) reakcie prakticky zaniknú. Ďalšia tvorba ${}^4\text{He}$ je možná až po vytvorení hviezd.

Reakcie nukleosyntézy

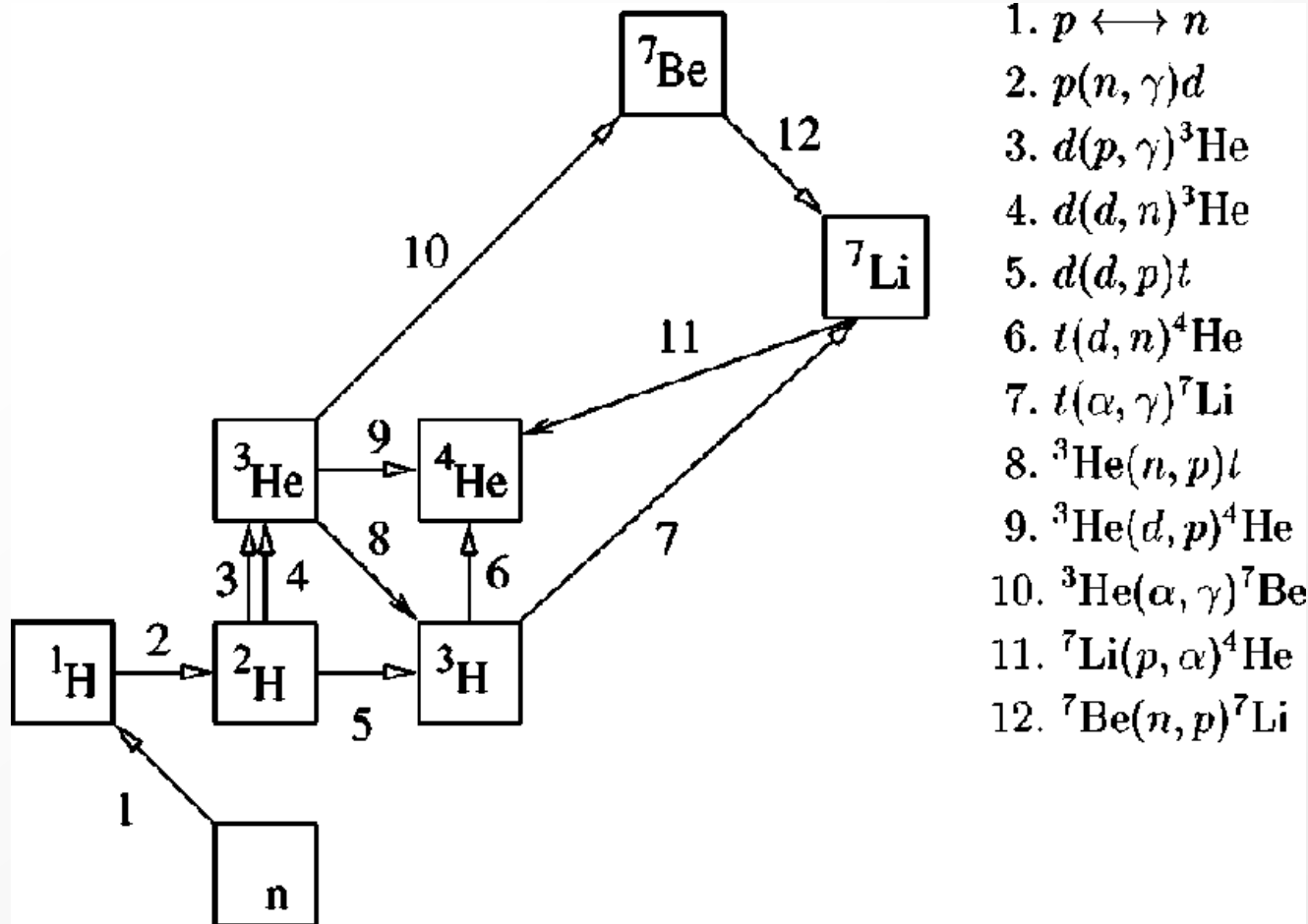


Diagram reakcií počiatkovej nukleosyntézy v štandardnom modeli veľkého tresku.

K.M. Nollet a S. Burles, Physical Review D 61, 123505 (2000)

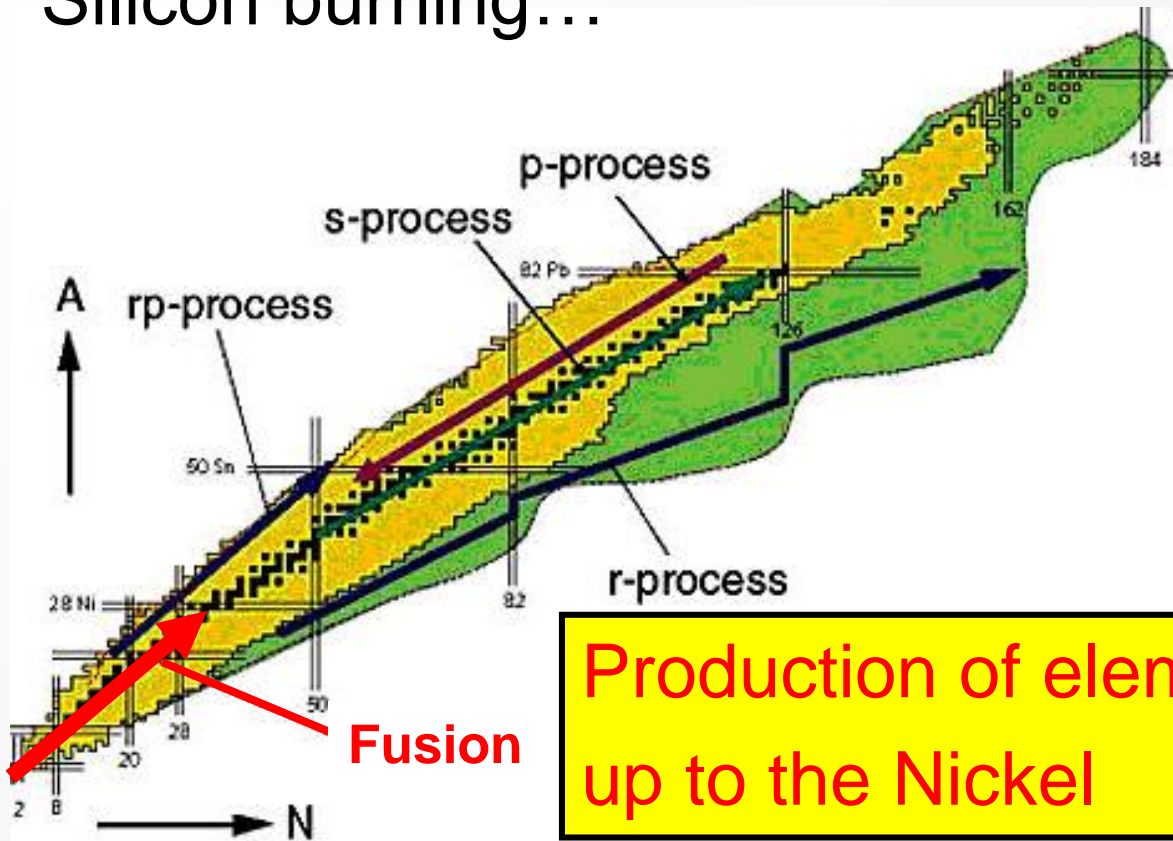


NUKLEOSYNTÉZA VO HVIEZDACH

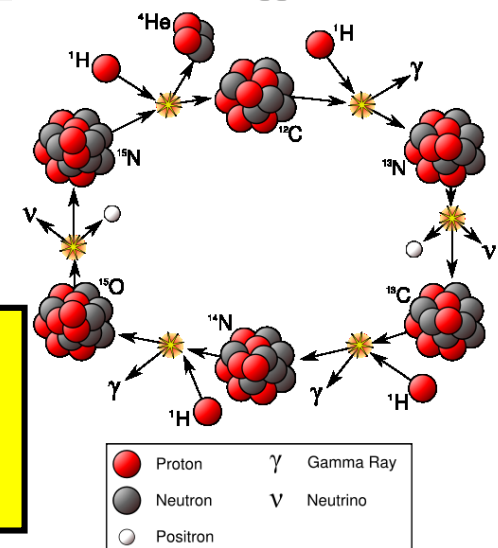
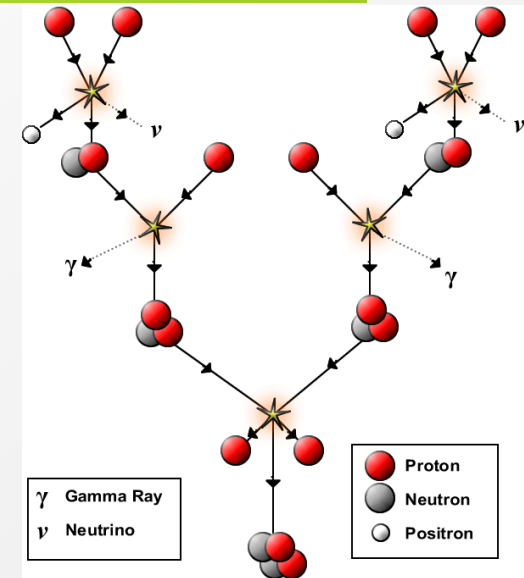


Fusion

p-p cycle, Triple alpha process
CNO cycle, Oxygen burning,
Silicon burning...



Production of elements
up to the Nickel



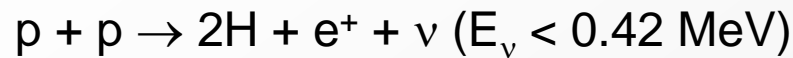
p-p cyklus



Prírodzene prebiehajú anihilačné reakcie
 $e^+ + e^- \rightarrow 2 \gamma$ (1.02 MeV)

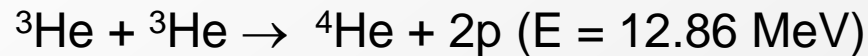
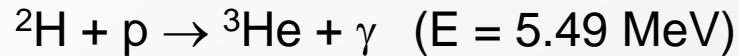
Mimoriadny význam majú reakcie konvertujúce vodík na hélium tzv. p-p cyklus. Opísal ho Bethe (1938)

Prvý možný krok:

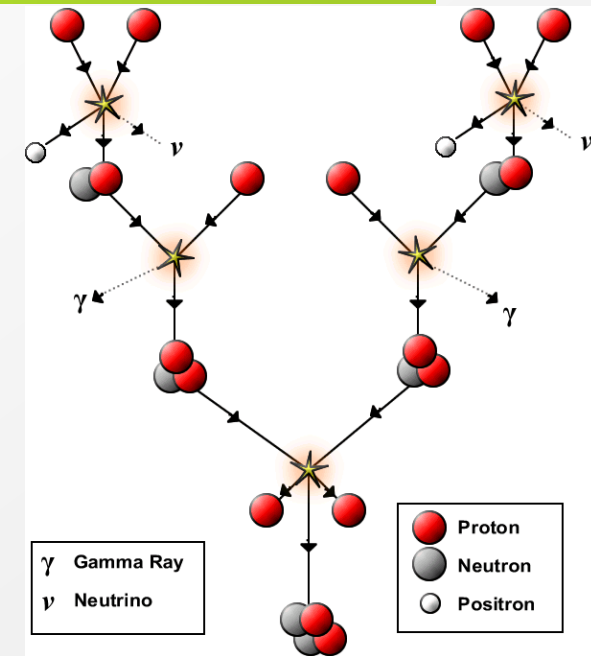
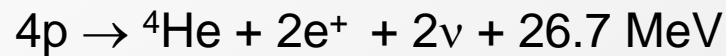


Veľmi nepravdepodobný proces kvôli potrebe tunelovania cez kulombovskú bariéru. 5×10^{-18} eventov s⁻¹ proton-1 (zodpovedá strednej dobe realizácie 1 event za 6×10^9 rokov).

Kompenzované vysokou hustotou a počtom protónov.



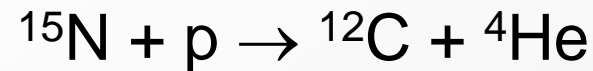
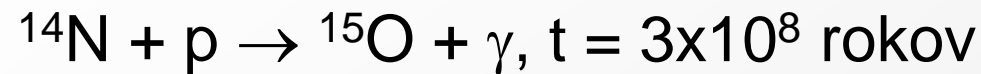
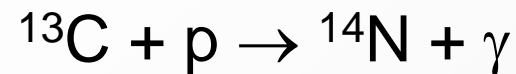
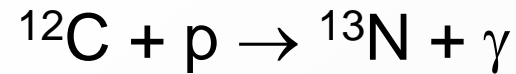
Spolu



CNO cyklus



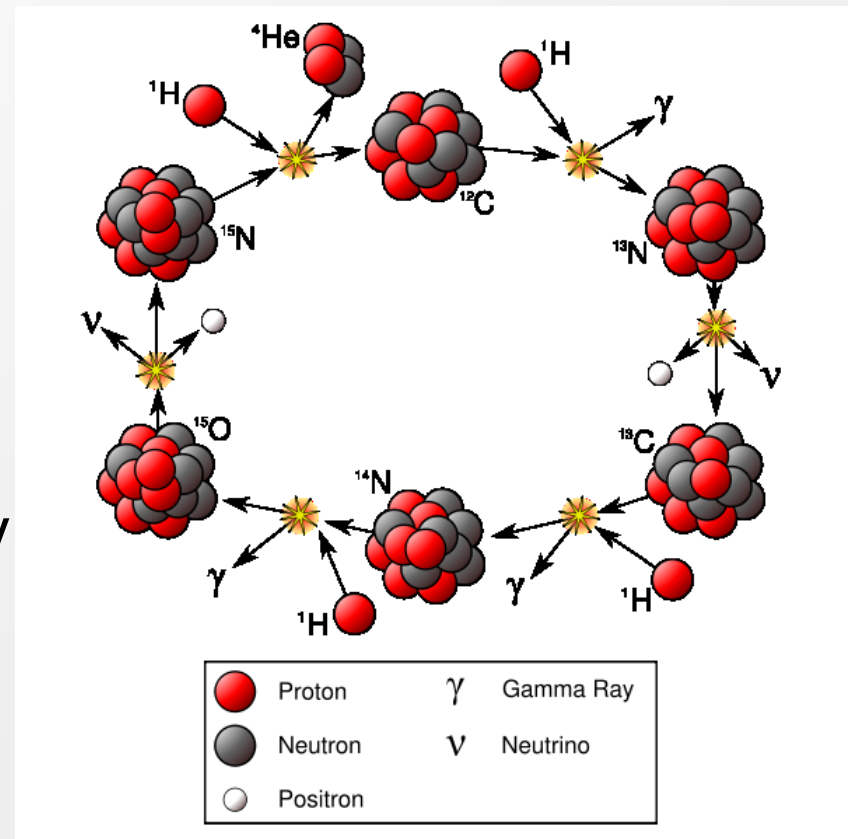
Cyklus je založený na uhlíku ^{12}C ako katalyzátore a opísal ho po prvý krát Hans Bethe (1906 - 2005) v r. 1938



Energetická bilancia cyklu:



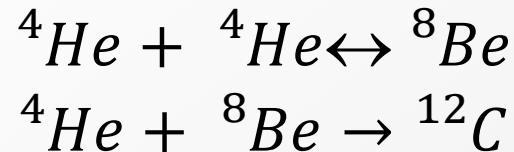
Slnéčné neutrína



Úloha ^{12}C



Spomínali sme, že produkcia ^{12}C je prakticky nepravdepodobná, kvôli vysokej nestabilite ^8Be .



Reakcia $3\ ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ je však energeticky možná s Q hodnotou 285 keV. Učinný prierez by však mal byť malý.

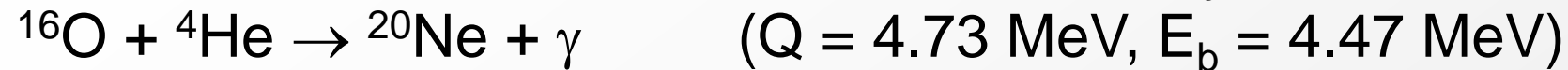
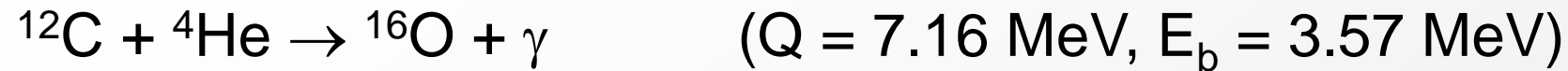
V 50tych rokoch však Fred Hoyle navrhol ideu existencie rezonančného stavu v ^{12}C s výrazne vyšším účinným prierezom.

W.A.Fowler s jeho teamom identifikoval 0^+ stav s energiou 7.65 MeV, ktorý sa rozpadával na 3 alfa častice. V nukleosyntéze prebieha presne reverzný proces.

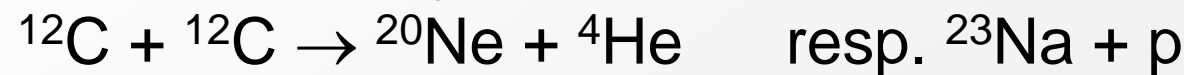
Fúzia ťaších prvkov



Vďaka prítomnosti ^{12}C , taktiež môžu prebiehať reakcie



Pri nedostatku ^4He vedie gravitačný kolaps pri masívnych hviezdach k zvýšeniu teploty na 10^9 K a umožní priebeh uhlíkového a kyslíkového horenia

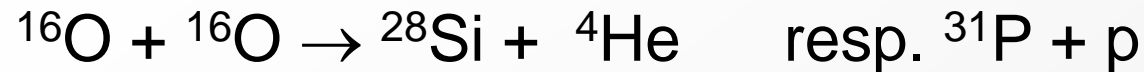
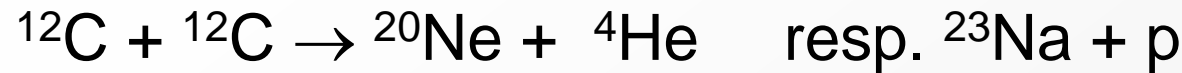


Pričom môžu prebiehať aj reakcie s alfa časticami na ťažších jadrách.

Kremíkové horenie

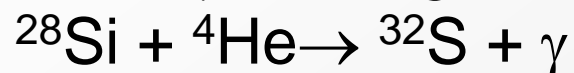


Po reakciách



Nie je teplota dostatočná na prekonanie kulombovskej bariéry a reakcia $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$ sa prakticky neuskutoční.

Namiesto nej prebiehajú (γ, α) , (γ, n) a (γ, p) ako napr.



Proces končí pri ^{56}Fe , v ktorom sa spľovanie zastaví.

^{56}Fe vs. ^{62}Ni



The most tightly bound nucleus

Richard Shurtleff and Edward Derringham

Department of Physics, Wentworth Institute of Technology, Boston, Massachusetts 02115

(Received 1 March 1988; accepted for publication 5 October 1988)

In many textbooks,¹⁻³ we are told that ^{56}Fe is the nuclide with the greatest binding energy per nucleon, and therefore is the most stable nucleus, the heaviest that can be formed by fusion in normal stars.

But we calculate the binding energy per nucleon BE/A , for a nucleus of mass number A , by the usual formula,

$$BE/A = (1/A)(Zm_H + Nm_n - M_{\text{atom}})c^2, \quad (1)$$

where m_H is the hydrogen atomic mass and m_n is the neutron mass, for the nuclides ^{56}Fe and ^{62}Ni (both are stable) using data from Wapstra and Audi.⁴ The results are 8.790 MeV/nucleon for ^{56}Fe and 8.795 MeV/nucleon for ^{62}Ni . The difference,

$$(0.005 \text{ MeV/nucleon})(\approx 60 \text{ nucleons}) = 300 \text{ keV}, \quad (2)$$

is much too large to be accounted for as the binding energy of the two extra electrons in ^{62}Ni over the 26 electrons in ^{56}Fe .

^{56}Fe is readily produced in old stars as the end product of the silicon-burning series of reactions.⁵ How, then, do we explain the relative cosmic deficiency of ^{62}Ni compared with ^{56}Fe ? In order to be abundant, it is not enough that ^{62}Ni be the most stable nucleus. To be formed by charged-particle fusion (the energy source in normal stars), a reaction must be available to bridge the gap from ^{56}Fe to ^{62}Ni .

To accomplish this with a single fusion requires a nuclide with $Z = 2$, $A = 6$. But no such stable nuclide exists. The other possibility is two sequential fusions with ^3H , producing first ^{59}Co then ^{62}Ni . However, the ^3H nucleus is unstable and is not expected to be present in old stars synthesizing heavy elements. We are aware that there are element-generating processes other than charged-particle fusion, such as processes involving neutron capture, which could generate nickel. However, these processes apparently do not occur in normal stars, but rather in supernovas and post-supernova phases, which we do not address.

We conclude that ^{56}Fe is the end product of normal stellar fusion not because it is the most tightly bound nucleus, which it is not, but that it is in close, but unbridgeable, proximity to ^{62}Ni , which is the most tightly bound nucleus.

¹Arthur Beiser, *Concepts of Modern Physics* (McGraw-Hill, New York, 1987), 4th ed., p. 421.

²Frank Shu, *The Physical Universe* (University Science Books, Mill Valley, CA, 1982), 1st ed., pp. 116–117.

³Donald D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis* (McGraw-Hill, New York, 1968), p. 518.

⁴A. H. Wapstra and G. Audi, *Nucl. Phys. A* **432**, 1 (1985).

⁵William K. Rose, *Astrophysics* (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1973), p. 186.

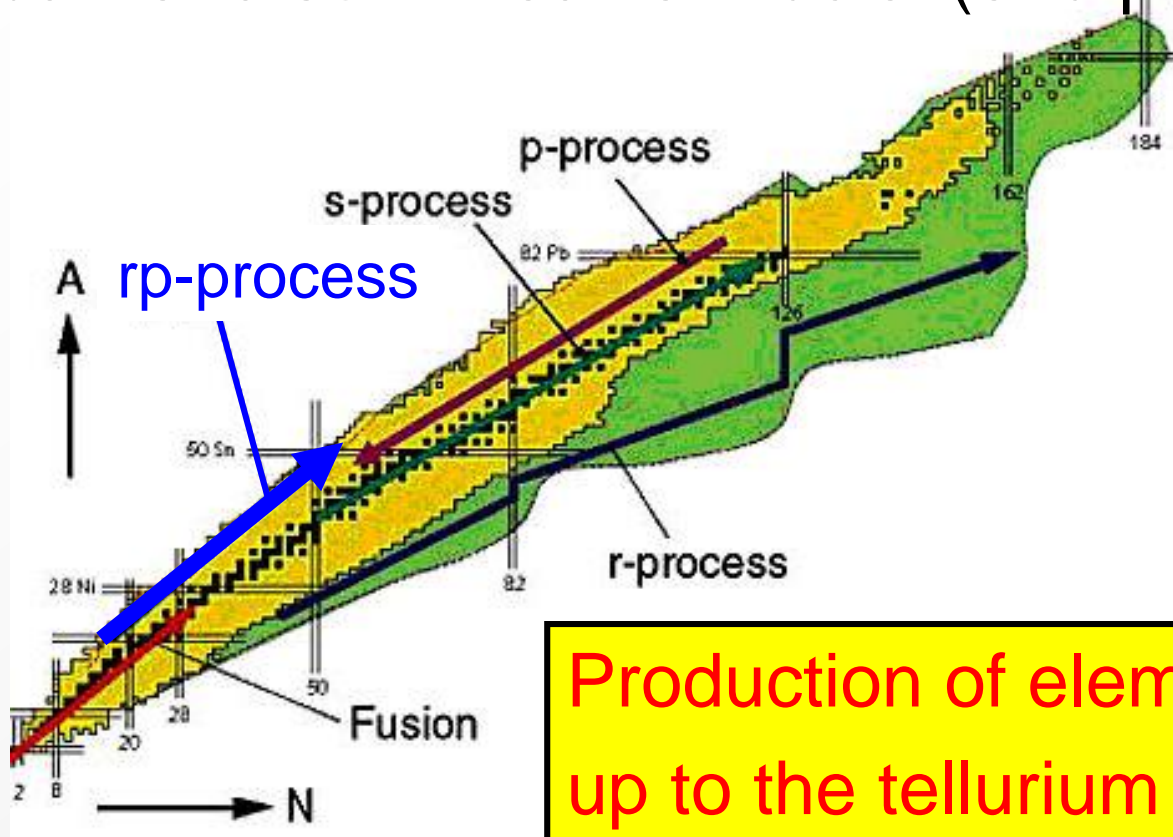
R. Shurtleff and E. Derringham, American Journal of Physics 57, 552 (1989)



rp-process

Rapid proton capture

Necessary temperature 10^9 K to overcome the Coulomb barrier also in heavier nuclei (end point unknown)

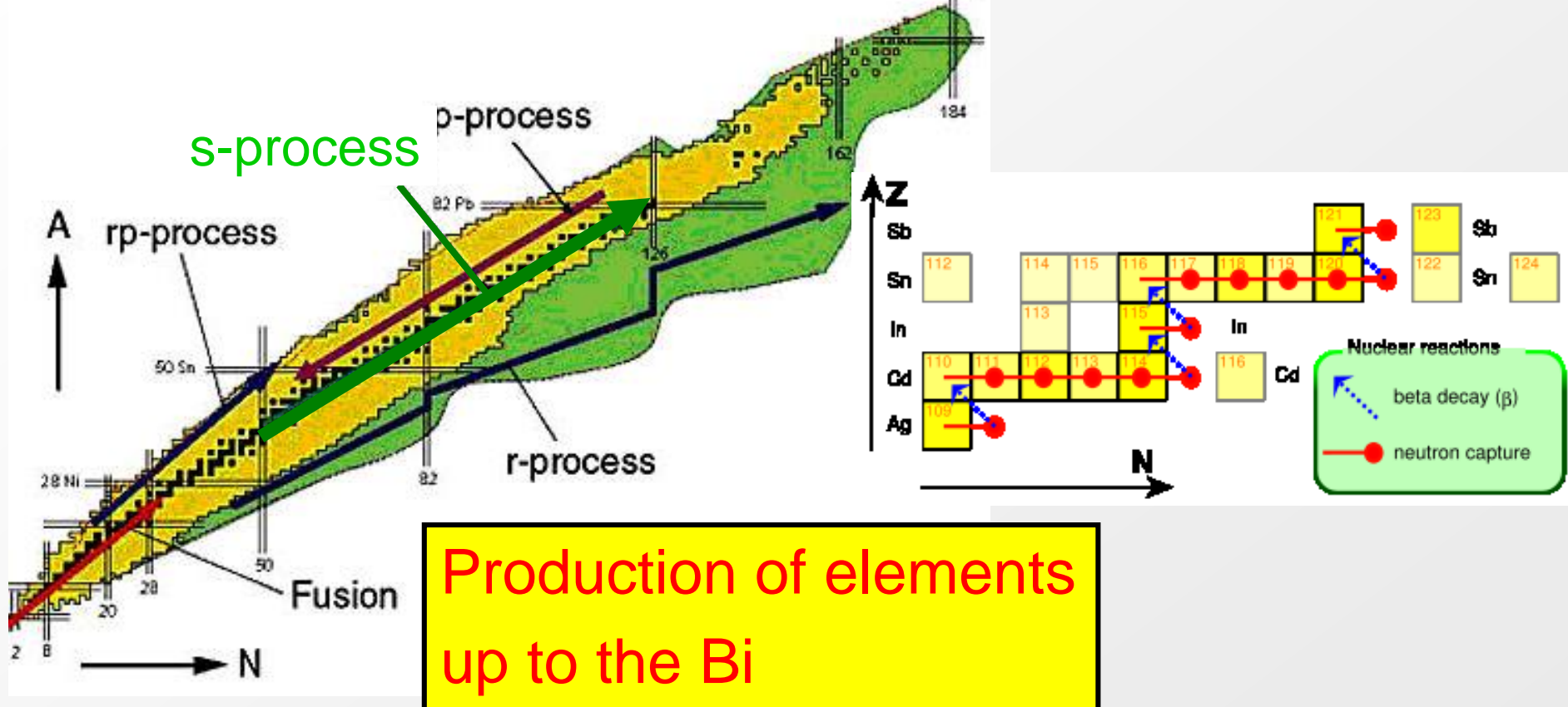


Production of elements up to the tellurium (?)



s-process

Slow neutron capture - occurs in the red-giant stars.
low neutron flux ($10^5 - 10^{11}/\text{cm}^2.\text{s}$)
produce the isotopes along the valley β of stability



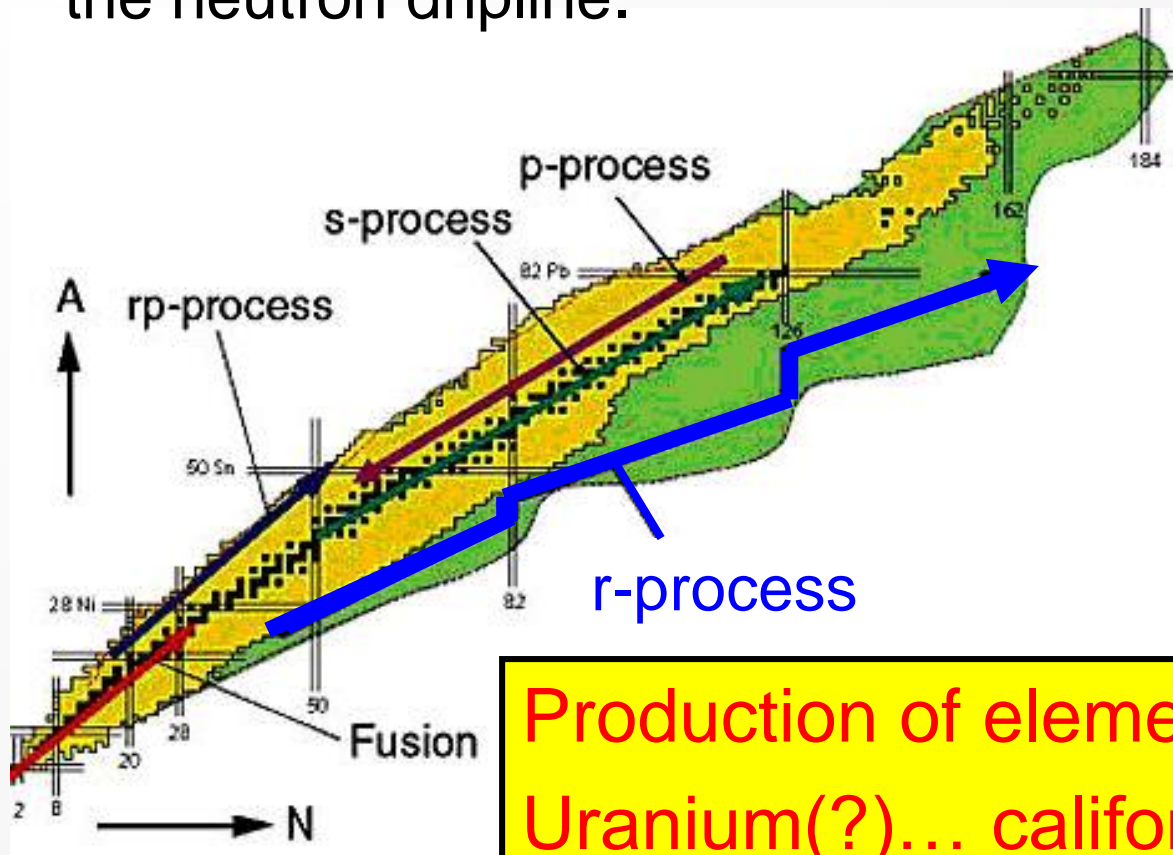
Production of elements up to the Bi



r-process

Rapid neutron capture in Core-collapse supernovae.

High ($10^{22}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) neutron flux helps to produce isotopes up to the neutron dripline.



Production of elements up to the Uranium(?)... californium(?)... $A=298(?)$