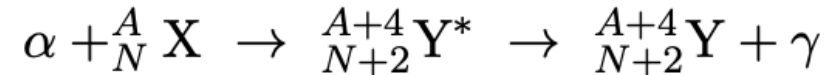


FISICA NUCLEARE

- Scoperta del neutrone
- Fisica dei neutroni
 - Sorgenti di neutroni
 - Assorbimento e moderazione dei neutroni
 - Reazioni con neutroni e sezioni d'urto

Scoperta del neutrone

1930, Bothe & Becker: α da ~ 5 MeV del Po su bersagli leggeri (${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^7\text{Li}$), producono **radiazione molto penetrante**, insensibile a campi e.m., e si pensò inizialmente fossero γ



- Ma era **troppo penetrante**: Joliot-Curie mostrarono che attraversava spessori di Pb **~ 3 volte superiori** ai piú energetici γ noti.
Inoltre urtando bersagli idrogenati (paraffina, ...) estraeva **p** con $E_{k,p}$ fino ~ 5.3 MeV. Ma per ottenere ciò con γ che interagissero **Compton**, ci sarebbero voluti γ da ~ 50 MeV \rightarrow **irrealistico**.
- Majorana** congetturò che l'interazione fra la nuova radiazione e **p** , richiedesse che la prima fosse costituita da **particelle neutre massive** e non da γ .
- Chadwick** riprodusse misure di Joliot-Curie con paraffina e altri bersagli idrogenati osservando che l'ipotesi di γ da ≈ 50 MeV contrastava con la **conservazione dell'energia**:

$${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + (\gamma) \Rightarrow c^2 \left[M_\alpha + M({}^9_4\text{Be}) - M({}^{13}_6\text{C}) \right] \simeq 3727.4 + 8392.8 - 12109.6 \simeq 11 \text{ MeV}$$

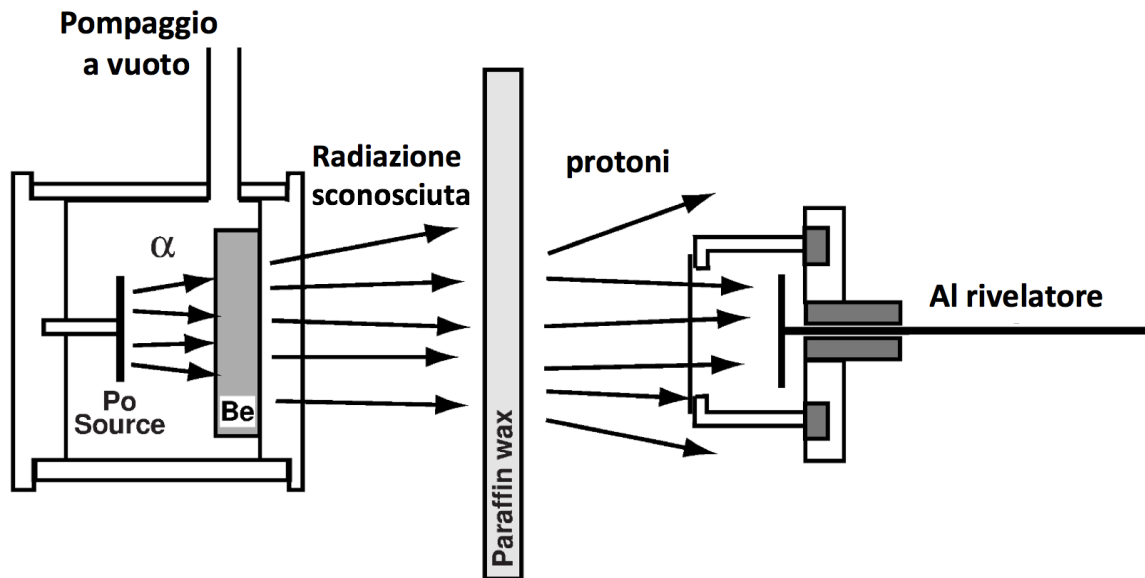
Troppo pochi ! 

Conservazioni di energia e impulso sono invece **soddisfatte** ipotizzando con Majorana che nella reazione sia prodotta una **particella neutra di massa simile al protone**

$${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \text{n} \Rightarrow c^2 \left[M_\alpha + M({}^9_4\text{Be}) - M({}^{12}_6\text{C}) - M_n \right] \simeq$$

$$\simeq 3727.4 + 8392.8 - 11175.0 - M_n c^2 \simeq (945.2 - M_n c^2) \text{ MeV}$$

da cui se $M_n = M_p \Rightarrow$ energia cinetica massima della particella neutra prodotta è $\simeq 6 \text{ MeV}$, compatibile con le energie dei protoni estratti da materiali idrogenati



Schema misure dei coniugi Joliot-Curie e di Chadwick

Fisica dei neutroni

- **Neutroni** non sentono barriera coulombiana \Rightarrow possono penetrare un nucleo e avviare una reazione anche con bassissime energie (< 1 eV) (ma possono anche rimbalzare sulla superficie del nucleo!)
- Difficile farne fasci collimati e monoenergetici (particella carica associata ...), è difficile rivelarli
- n libero instabile per decadimento β^- con $\tau_n \simeq 879$ s (puzzle vita media n)
- Se n particella elementare \Rightarrow mom. di **dipolo elettrico** = 0, ma anche se suoi eventuali componenti legati da forze **simmetriche** rispetto a **parità** e **inversione temporale**; esperimenti danno **limite superiore** $\simeq 3 \times 10^{-26} e \times \text{cm}$

Sorgenti di neutroni

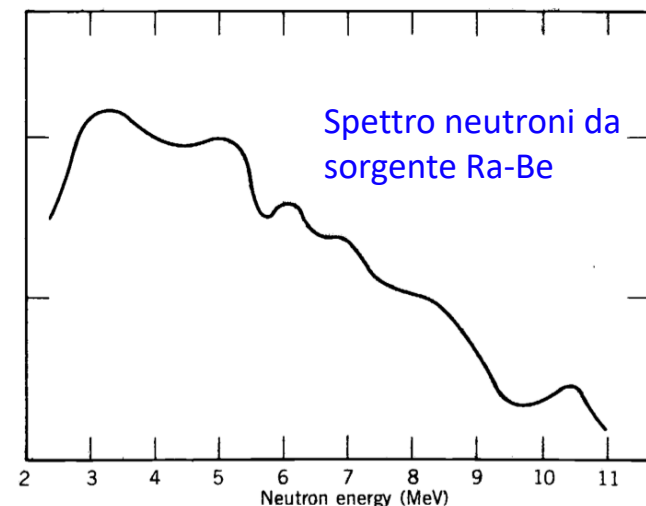
- n di energie diverse partendo con n di alta energia e decelerandoli tramite urti con atomi: **moderazione** dei n .
 n risultanti hanno energie per cui vengono detti: **Termici**, $E_n \simeq 0.025$ eV; **Epitermici**, $E_n \sim 1$ eV;
Lenti, $E_n \simeq 1$ keV; **Veloci**, $E_n = 100$ keV \div 10 MeV

Sorgenti α -berillio _ Reazione di scoperta del n :



$$Q = 5.7 \text{ MeV}$$

Mescolando ${}^9\text{Be}$ con emettitori α a lunga vita media (${}^{226}\text{Ra}$), si ha rateo $n \sim \text{cost.}$, con spettro energetico \sim continuo fino a ~ 13 MeV, date energie delle α emesse da ${}^{226}\text{Ra}$ e dai suoi figli.



Sorgenti con fotoneutroni

- Produzione di n con reazioni iniziate da γ : n di energia \propto energia dei γ

– Ad es. ^{24}Na emette γ da 2.76 MeV , con i quali si inizia la reazione $\gamma + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$

Yield n accettabile $\sim 2 \times 10^6$ n/s per Curie di ^{24}Na , con vita media breve di ~ 15 ore.

L'energia dei n prodotti è ~ 0.8 MeV.

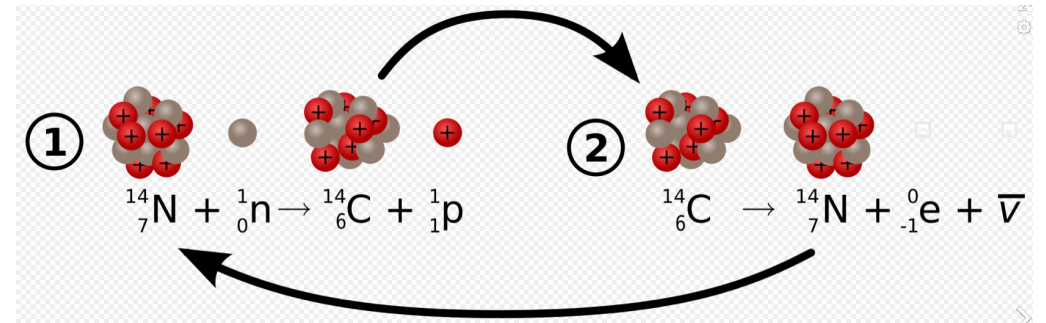
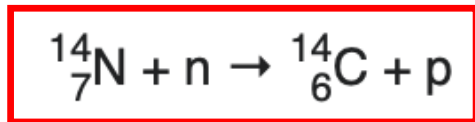
– Anche radiaz. di *bremstrahlung* di e molto energetici in bersagli pesanti produce fotoneutroni.

Sorgenti a spallazione

- p di alta energia (> 100 MeV) scanzano da bersagli frammenti nucleari, **molti neutroni**, la cui massima energia concide \sim con quella del proiettile, a meno di quella di legame nel bersaglio.

Spallazione prodotta da raggi cosmici primari in alta atmosfera è responsabile della formazione del ^{14}C :

n molto energetici da spallazione di cosmici primari, rallentano fino a diventare termici per urti successivi con gas nell'alta atmosfera (15÷9 km) e possono quindi dar luogo alla reazione

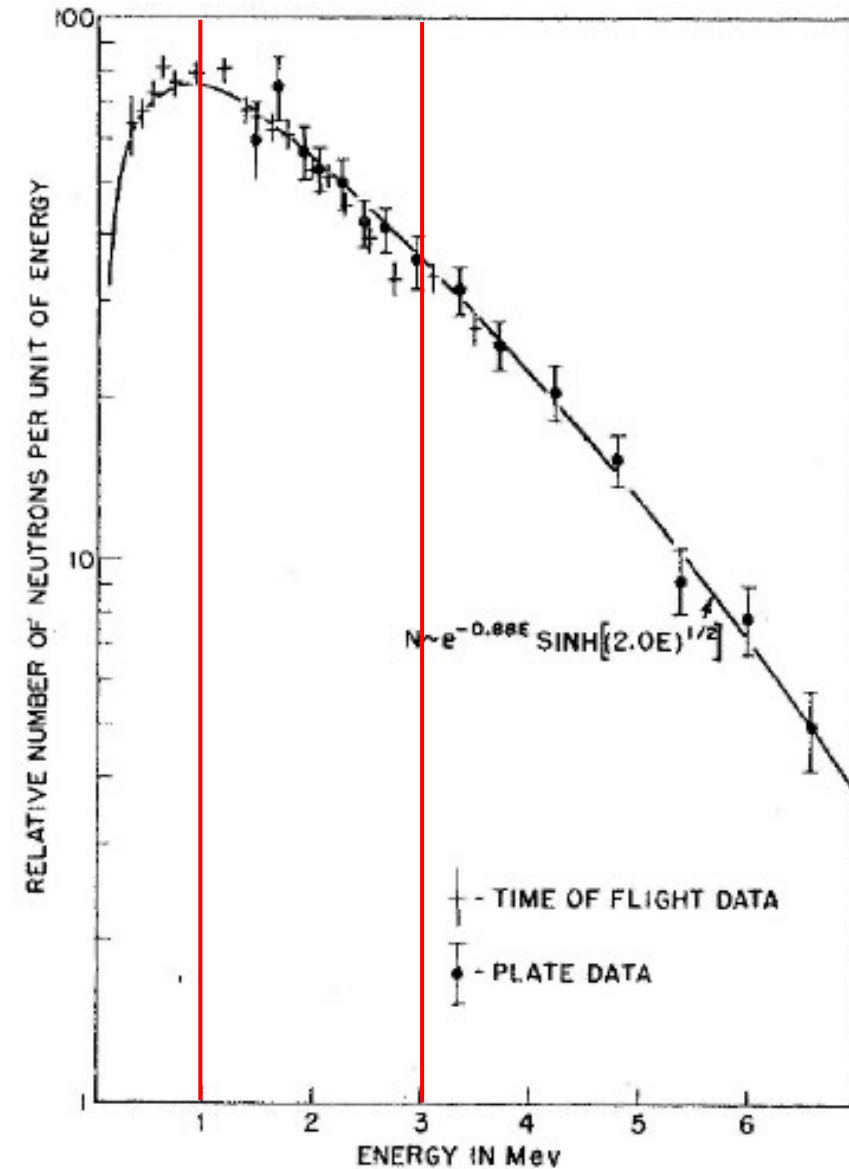


Sorgenti a fissione spontanea

La fissione spontanea dell'isotopo ^{252}Cf , con vita media di 2.65 anni, è una sorgente usata comunemente.

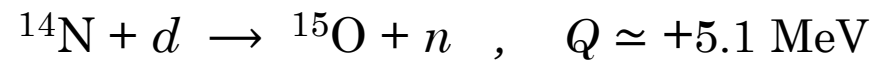
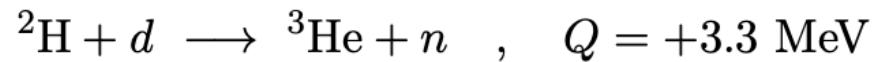
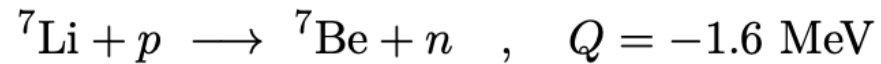
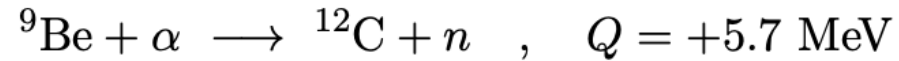
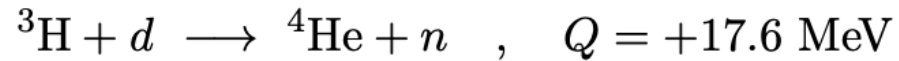
Ogni fissione produce ~ 4 neutroni, con un rateo di $\sim 2.3 \times 10^{12}$ neutroni/s per grammo di ^{252}Cf .

Le energie dei neutroni prodotti hanno una caratteristica distribuzione continua da fissione con valori medi nell'intervallo $1 \div 3$ MeV, come in figura.

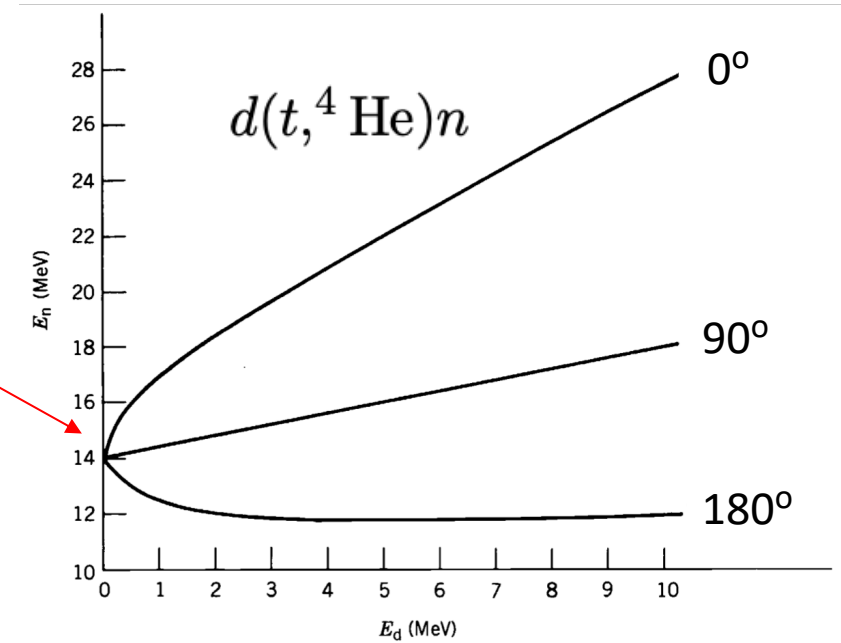


Neutroni prodotti da reazioni nucleari

Reazioni con fasci accelerati: sfruttando cinematica e la rivelazione **particelle cariche associate**, si possono definire energia e traiettoria dei neutroni prodotti. (Fasci tagged)



..... ..



$E_n \% E_d$ per 3 angoli
d'emissione del neutrone

Neutroni prodotti da rettori

- Flusso **n** in prossimità del core d'un reattore a fissione è $\sim 10^{14} n/(s \times \text{cm}^2)$.
- Lo spettro arriva a $\sim 5 \div 7 \text{ MeV}$, col massimo a $\sim 1 \div 2 \text{ MeV}$.
- Nel reattore gran parte dei **n** viene termalizzata, ma ce n'è di energetici che possono essere estratti da un piccolo foro nello schermaggio del reattore e utilizzati.

Assorbimento e moderazione dei neutroni

n veloci inducono reazioni (n,p) , (n,α) o $(n,2n)$; per **n lenti** o **termici** prevale cattura con reazioni (n,γ)

- Sez. d'urto dominate da una o più **risonanze** fuori dalle quali la sezione d'urto $\propto 1/v$
- Più i **n** sono rallentati da processi **elastici** e **inelastici**, più è probabile loro **assorbimento**.

Penetrando spessore dx i **n** incontrano ndx atomi per unità d'area ($n = \text{atomi}/V$).

σ_t sez. d'urto totale, comprende anche processi che si limitano a deviare **n** da traiettoria originale;

– Riduzione dI intensità del fascio incidente è $dI = -I\sigma_t ndx$, da cui: $I(x) = I_0 e^{-\sigma_t nx}$ (*)

Vale per **n** monoenergetici, poiché $\sigma_t(E_n)$ dipende da E_n , e anche partendo da fascio monoenergetico, (*) da sola non descrive intero processo di riduzione intensità, non potendosi applicare immutata a **n** del fascio che abbiano già interagito col materiale.

- Si consideri urto elastico fra **n** d'energia iniziale E e velocità v e un nucleo del bersaglio, di massa A , inizialmente a riposo. **Conservazione energia e impulso** \Rightarrow rapporto tra le energie finale E' e iniziale E di **n**

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\vartheta}{(A + 1)^2} (**)$$

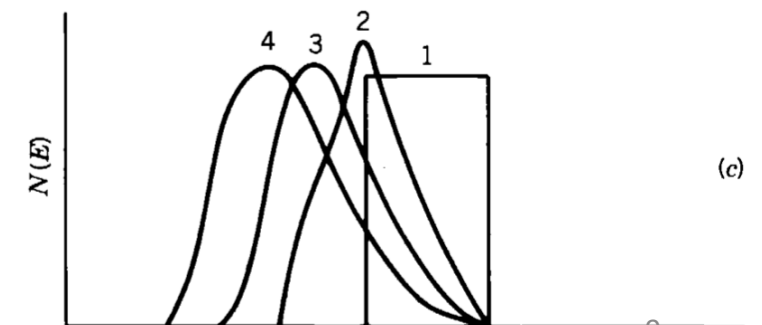
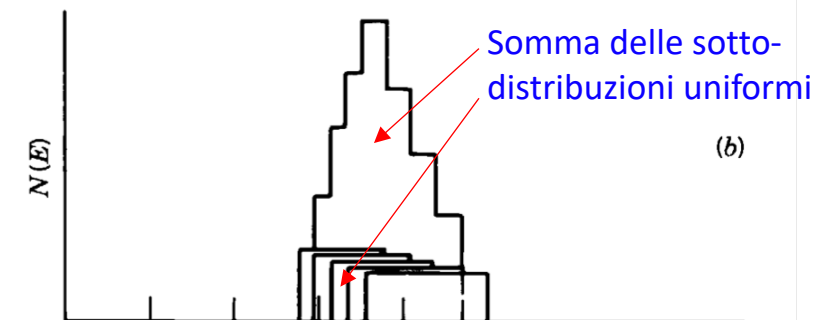
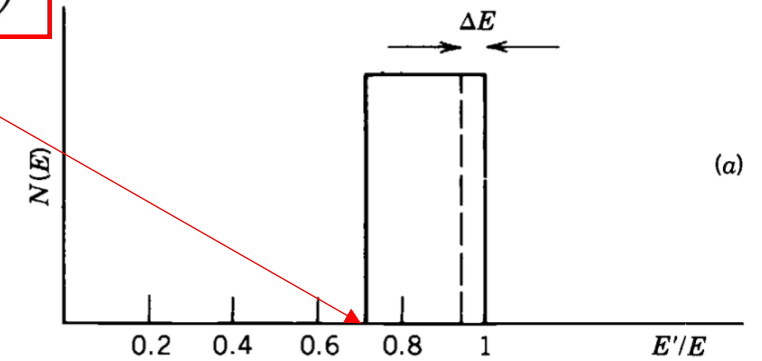
ϑ angolo diff. nel (CM), ma E ed E' misurati nel (SL). In assenza di scattering (**) dà correttamente $E'/E = 1$.

Massima perdita energia è per **urti centrali** ($\vartheta = 180^\circ$) \Rightarrow $\left(\frac{E'}{E}\right)_{min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$
 ($\cos\vartheta = -1$)

- Se $A = 1 \Rightarrow$ scattering con idrogeno, n cede tutta la sua energia al p colpito
- n d'energie $\gtrsim \text{MeV} \Rightarrow$ scattering in **onda s** e nel (CM) è praticamente indep. da ϑ . Valori E'/E **unif. distribuiti** fra 1 e valore **minimo**
- Ogni n urta ripetutamente bersagli, e bisogna ricalcolarne energia persa

Per un secondo scattering n non più monoenergetici ma distribuiti come in **(a)**. Si può approssimare **affettando** distribuz. in sotto-intervalli contigui associati a valori ΔE suff. piccoli da approssimarli con un ben definito valore d'energia per i n loro associati, ottenendo quanto illustrato in **(b)**.

Procedendo con scelte di ΔE sufficientemente piccoli, si hanno generazioni successive di distrib. energetiche, come in **(c)**.



- Si definisce la **letargia** ξ :
$$\xi = \left(\log \frac{E}{E'} \right)_{ave} = \frac{\int \log \left[\frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos \vartheta} \right] d\Omega}{\int d\Omega}$$
 con $d\Omega$ elem. d'angolo solido nel (CM).

Supposto isotropo lo scattering e integrando:
$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \log \frac{A-1}{A+1}$$
. Valore medio di $\log E'$ si riduce di ξ

dopo ogni collisione, e dopo n collisioni successive diventa:
$$\log E'_n = \log E - n\xi$$

Proprietà moderatrici di alcuni nuclei.

Nucleo	ξ	n	$n \rightarrow$ urti per la termalizzazione
^1H	1.00	18	
^2H	0.725	25	
^4He	0.425	43	
^{12}C	0.158	110	
^{238}U	0.0084	2200	

Il calcolo presuppone bersagli a riposo \Rightarrow buona approssimazione per n di alcuni Mev, ma non per n termici. Per questi \Rightarrow **approccio statistico**: dopo tempo sufficiente i n hanno raggiunto equilibrio termico con atomi del moderatore a temperatura $T \Rightarrow$ distribuzione Maxwell per v_n

$$f(v)dv = 4\pi n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} dv$$

con: m = massa n , n = densità volumetrica dei n

In termini d'energia cinetica:
$$f(E)dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE$$
 (Vedi fig. (c) precedente)

Reazioni con neutroni e sezioni d'urto

- Modello **assorbimento totale** \Rightarrow $\sigma_r = \pi(R + \lambda)^2$

Scattering **n -nuclei** \Rightarrow includere *riflessione funz. d'onda n* su *sup. nucleare*, per valutare prob. che **n** penetri *tunnel* in regione dove può essere assorbito.

Superficie nucleare \sim barriera rettangolare \Rightarrow probabilità trasmissione come per decadimento **α** .

Includendola a fattore nella sez. d'urto si ha $\sigma = \pi(R + \lambda)^2 \frac{4kK}{(k + K)^2}$

con $K = \sqrt{2m(E + V_0)/\hbar^2}$, $k = \sqrt{2mE/\hbar^2}$, $-V_0 =$ profondità.

Con **n di bassa energia** \rightarrow **$E \ll V_0$** , **$k \ll K$** e **$\lambda = k^{-1} \gg R$** , da cui

$$\sigma \simeq \frac{4\pi}{kK}$$

Essendo: $k = p/\hbar = mv/\hbar \Rightarrow \sigma \propto 1/v$, come osservato sperimentalmente

- Dipendenza da **$1/v$** si deduce anche partendo da formula per singola risonanza.

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} g \frac{\Gamma_{aX} \Gamma_{bY}}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}$$

Meccanismo principale di decadimento dopo cattura **n** , è emissione **γ** , la cui probabilità non dipende da piccole variazioni dell'energia incidente **E_n** o dell'energia di risonanza. **Γ dunque indipendente da E_n** .

Γ_n dipende da densità dn/dE stati finali per n catturato, che è $\propto v$ (come da regola d'oro e come si vedrà per reazioni di risonanza)

Quindi, lontano dalla risonanza E_R , ovvero per $E \ll E_R$, e quando $\Gamma_n \propto v$

$$\sigma \simeq \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma}{E_R^2 + \Gamma^2/4} \propto \frac{1}{v}$$

Non c'è modo di predire con esattezza la posizione dei picchi; struttura può essere dominata da una singola risonanza isolata, come per Cd, o mostrare struttura complessa, come per ^{238}U

