

FISICA NUCLEARE (13)

- Fisica dei neutroni
 - Assorbimento e moderazione dei neutroni (2)
 - Reazioni con neutroni e sezioni d'urto
 - Rivelazione di neutroni

Assorbimento e moderazione dei neutroni

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

- Sez. d'urto dominate da una o più risonanze fuori dalle quali $\propto 1/v$
 - Più n sono rallentati da processi elastici e inelastici, più è probabile assorbimento
- Penetrando spessore dx , n incontrano ndx atomi per unità d'area ($n = \text{atomi}/V$)
- σ_t comprende anche processi che si limitano a deviare n

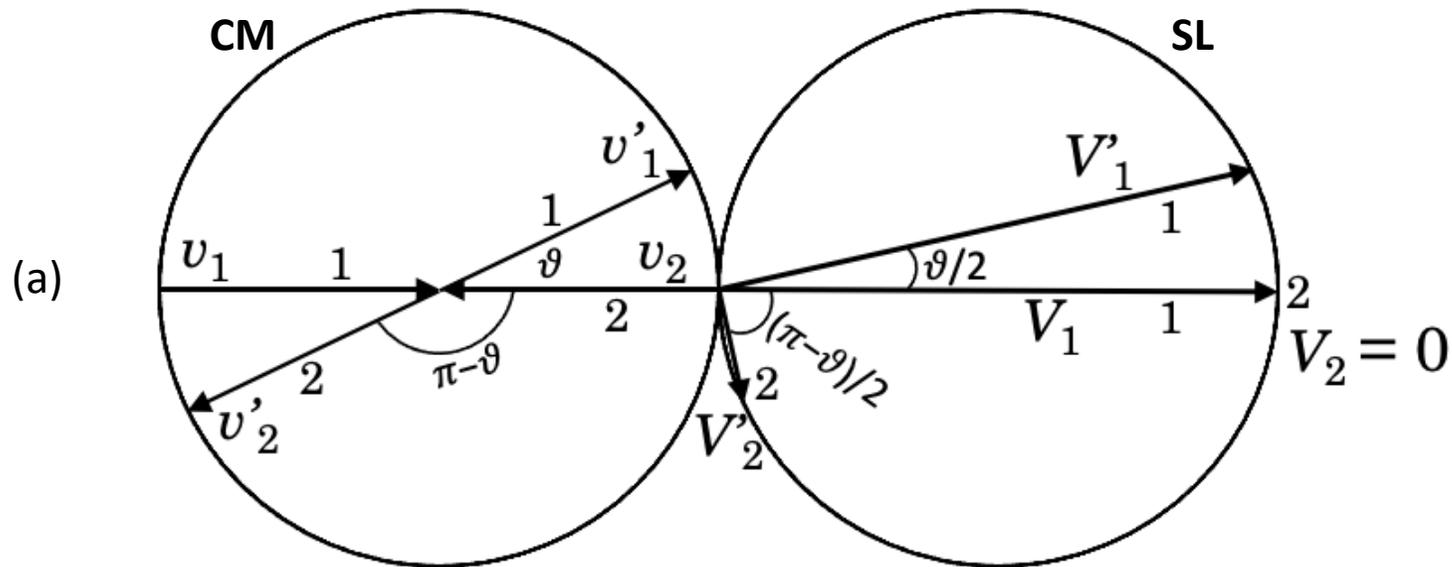
– Riduzione dI intensità fascio $dI = -I\sigma_t ndx$, da cui: $I(x) = I_0 e^{-\sigma_t n x}$ (*)

Vale per n monocinetici, poiché σ_t dipende da E_n , e anche partendo da fascio monocinetico, (*) non descrive intero processo di riduzione intensità, non potendola applicare immutata a n che abbiano già interagito col materiale

- Si consideri in SL urto el. fra n (en. E_n e vel. V_n) e atomo b di massa A , inizialmente a riposo ($V_b=0$)

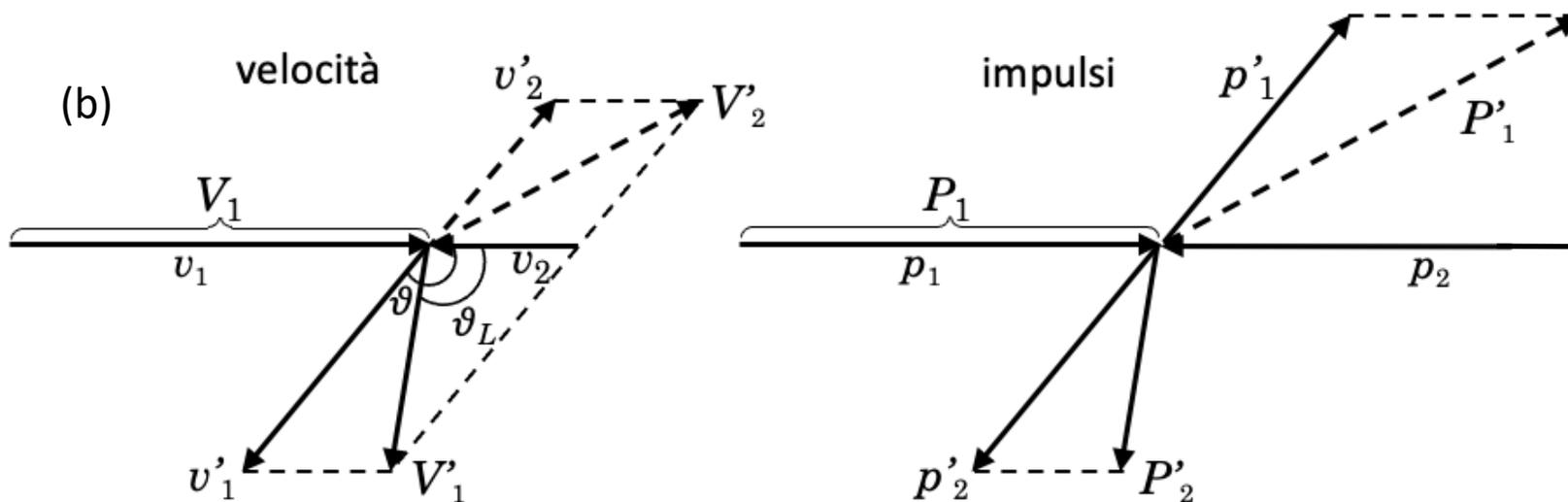
In CM le velocità di n e b diventano $v_n = [A/(A+1)]V_n$ e $v_b = [-1/(A+1)]V_n$. Indicando con apici velocità dopo l'urto, in CM i moduli restano invariati, mentre in SL la velocità $V_{n'}$ del n è $(v_{n'} - v_b)$, come in figura

masse uguali



(a) Urto tra particelle di ugual massa, a sinistra in **CM**, a destra nel **SL**

(b) Urto tra particelle di masse m_1 ed m_2
A sinistra diagramma velocità, a destra diagramma impulsi per lo stesso urto



- Maiuscole in **SL**, minuscole in **CM**
- Quantità accentate dopo l'urto

Dal teorema di Carnot

$$V_n'^2 = \left(\frac{A}{A+1}V_n\right)^2 + \left(\frac{1}{A+1}V_n\right)^2 - 2V_n^2 A \left(\frac{1}{A+1}\right)^2 \cos(\pi - \vartheta) = \\ = \frac{V_n^2}{(A+1)^2} (A^2 + 1 + 2A\cos\vartheta)$$

In **SL**, rapporto fra energie **n** prima e dopo urto è quindi:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{V_n'^2}{V_n^2} = \frac{1}{(A+1)^2} (A^2 + 1 + 2A\cos\vartheta) \quad (*)$$

Da cui la disuguaglianza

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \leq \frac{E}{E_0} \leq 1$$

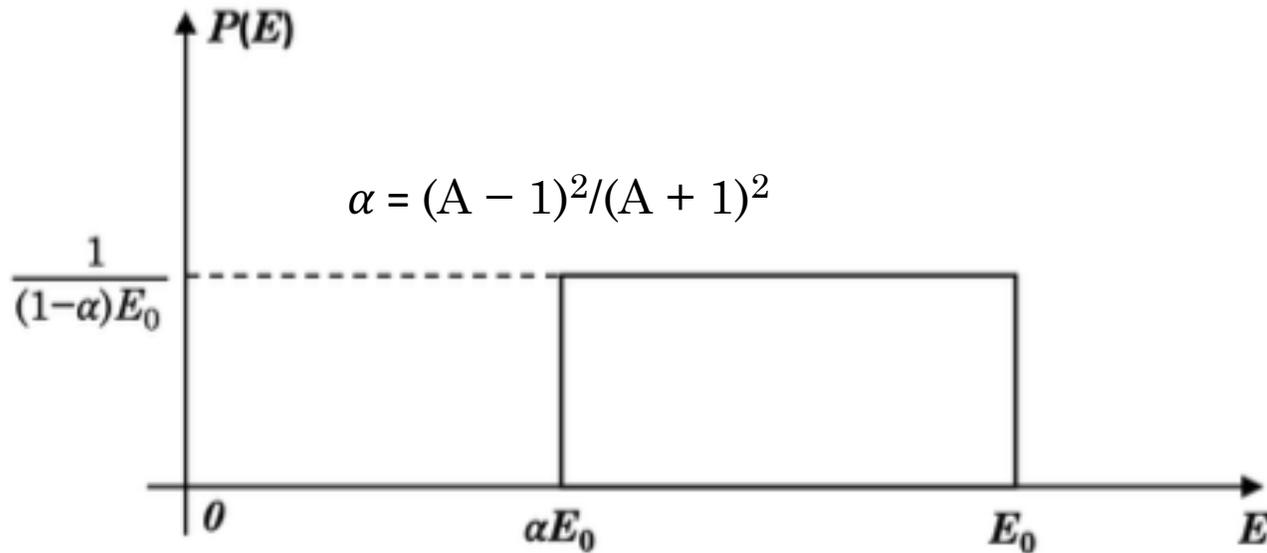
Dalla figura si desume la **relazione fra ϑ e ϑ_L in SL**:

$$\cos\vartheta_L = \frac{A\cos\vartheta + 1}{(A^2 + 1 + 2A\cos\vartheta)^{1/2}}$$

Se $E_n \gtrsim$ (centinaia keV) \Rightarrow diffusione in sola **onda s**, a simm. sferica in **CM**. Probabilità **dW** che diffusione sia entro l'angolo solido **d ω** è dunque \propto **d ω** , per cui:

$$dW = \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{\sin\vartheta d\vartheta}{2} = \frac{-d(\cos\vartheta)}{2}$$

Dopo urto, uguali interv. $\cos\vartheta$ ugualmente probabili, indep. da ϑ . Ma differenziando (*) \Rightarrow uguali interv. $\cos\vartheta$ corrisp. a uguali interv. energia \Rightarrow probab. **n** diffusi con energia $\in [E_0; E_0(A-1)^2/(A+1)^2]$, uguale su tutto l'intervallo



- In urti con ^1H , $A = 1$ e per n ugualmente prob. qualsiasi energia $\in [E_0; 0]$. En. media dopo n urti $\langle E_n \rangle = E_0 / 2n$.
- Per rallentamento n si introduce u detta **letargia**: $u = \log(E_0/E)$, stabilendo scala log. per la misura dell'energia

Il **valor medio ξ** della letargia dopo un urto è:

$$\xi = \left\langle \log \frac{E_0}{E_1} \right\rangle = \frac{\int_{\alpha E_0}^{E_0} \log \frac{E_0}{E_1} \frac{dW_1}{dE_1} dE_1}{\int_{\alpha E_0}^{E_0} \frac{dW_1}{dE_1} dE_1} =$$

$$= \frac{(A + 1)^2}{4AE_0} \int_{\alpha E_0}^{E_0} \log \frac{E_0}{E_1} dE_0 = 1 + \frac{(A - 1)^2}{2A} \log \frac{A - 1}{A + 1}$$

Ogni urto riduce di ξ il valore medio di $\log E$, e dopo n urti si ha: $\langle \log E_n \rangle = \log E_0 - n\xi$ (*)
 da cui il numero di urti per termalizzare n di una data energia

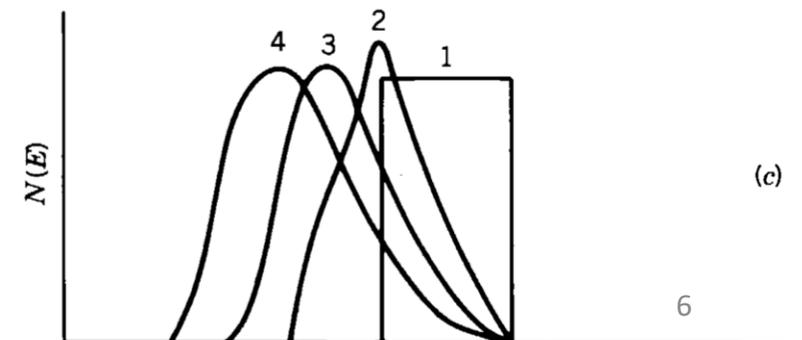
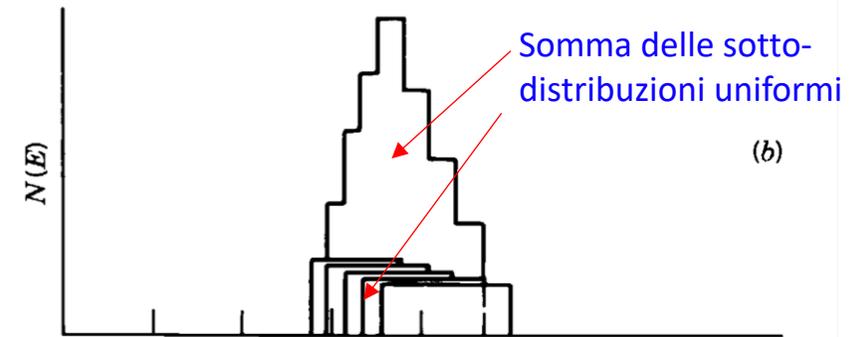
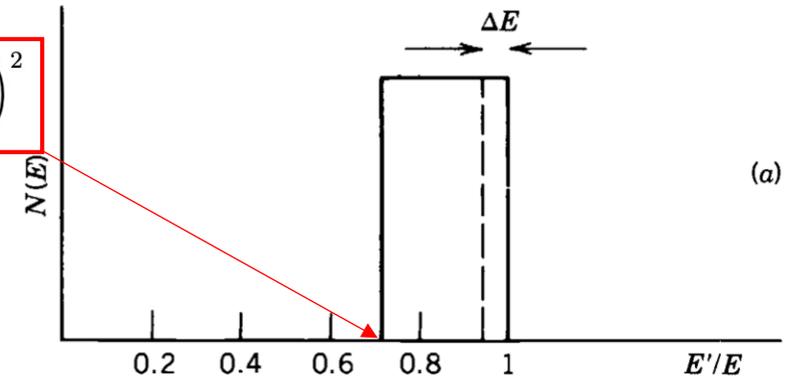
(con $E_0 = 1$ MeV servono in media 17.5 urti in ^1H o 110 in ^{12}C , per raggiungere $E \approx 1/40$ eV)

La (*) non vale per energie ~ termiche, in tal caso il n potrebbe guadagnare energia nell'urto, anzichè perderla

**Distribuzione in energia dei n in un moderatore
in funzione del numero di urti subiti**

$$\left(\frac{E}{E_0}\right)_{min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$$

- n in moderatore ne urta ripetutamente i nuclei bersaglio \Rightarrow ricalcolare continuamente energia persa
- Per un secondo urto n non più monocinetici ma distribuiti come in (a). Si immagina di *affettare* distribuzione in tanti sotto-intervalli contigui associati a ΔE suff. piccoli da approssimarli con definito valore d'energia per i n associati (b)
- Procedendo in tal modo, con scelte di ΔE suff. piccole si hanno generazioni successive di distribuzioni energetiche, come in (c)



Il procedimento si complica al ridursi delle energie \Rightarrow tener conto energia termica nuclei bersaglio del moderatore

Distribuzione velocità n tende a forma Maxwelliana

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

con m massa del n , ed n la densità volumetrica dei n

In termini d'energia cinetica E di questi si ha

$$f(E)dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE$$

che descrive quanto mostrato in figura (c) dopo alcune generazioni di collisioni

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

n di bassa energia $\rightarrow E \ll V_0$, $k \ll K$ e $\lambda = k^{-1} \gg R$, da cui $(R + \lambda) \approx \lambda = 1/k$
 $(k + K) \approx K$

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

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

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

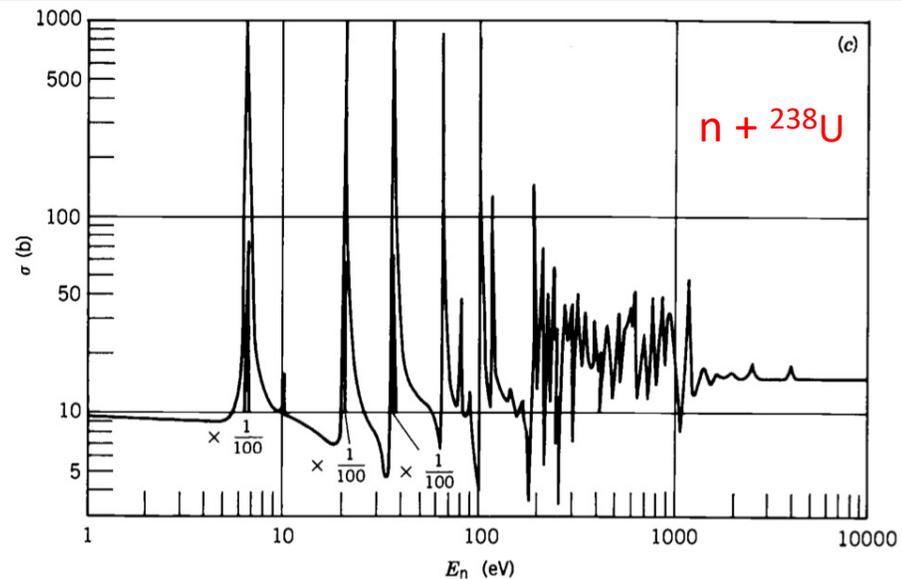
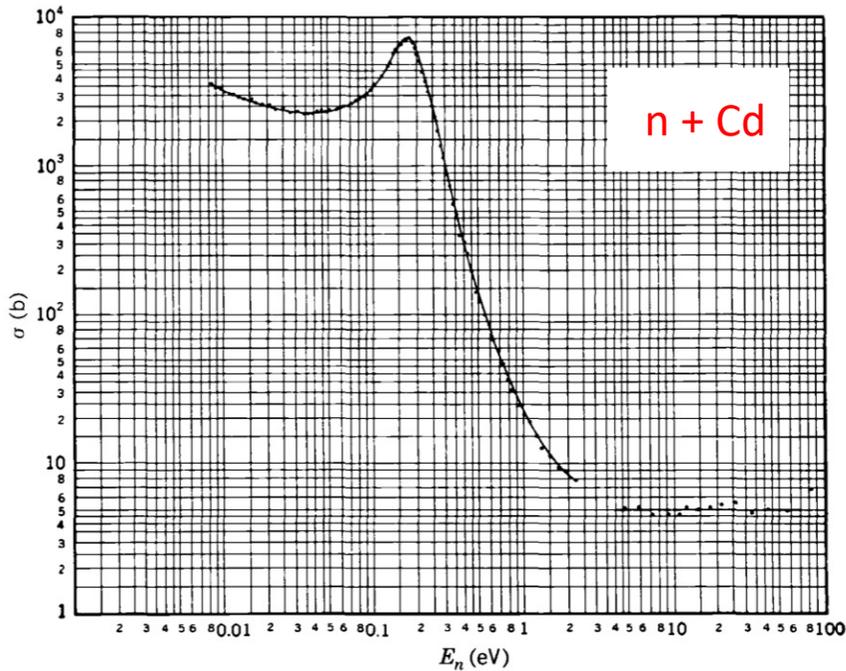
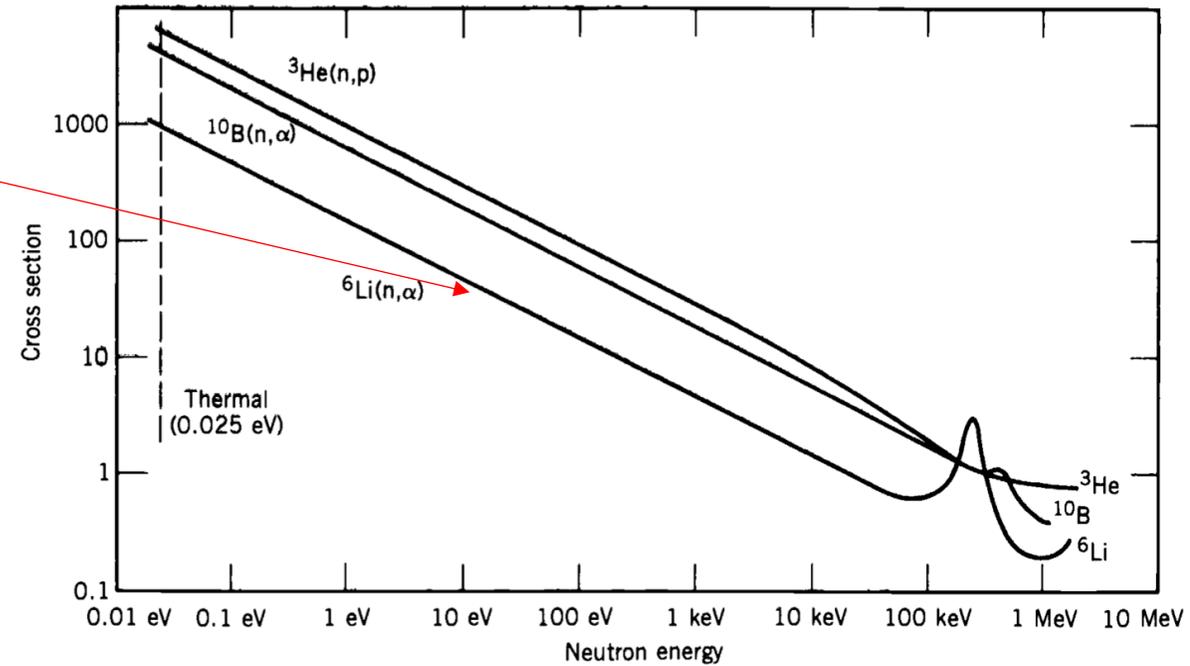
Meccanismo principale decadimento dopo cattura n , è emissione γ , la cui probabilità non dipende da piccole variazioni dell'energia incidente E_n o dell'energia di risonanza. Γ dunque *indipendente* da E_n .

Γ_n dipende da densità dn/dE stati finali per n catturato, che è $\propto v$ (come da *regola d'oro* e com'è 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 singola risonanza isolata, come per Cd, o mostrare struttura complessa, come ^{238}U



Rivelazione di neutroni

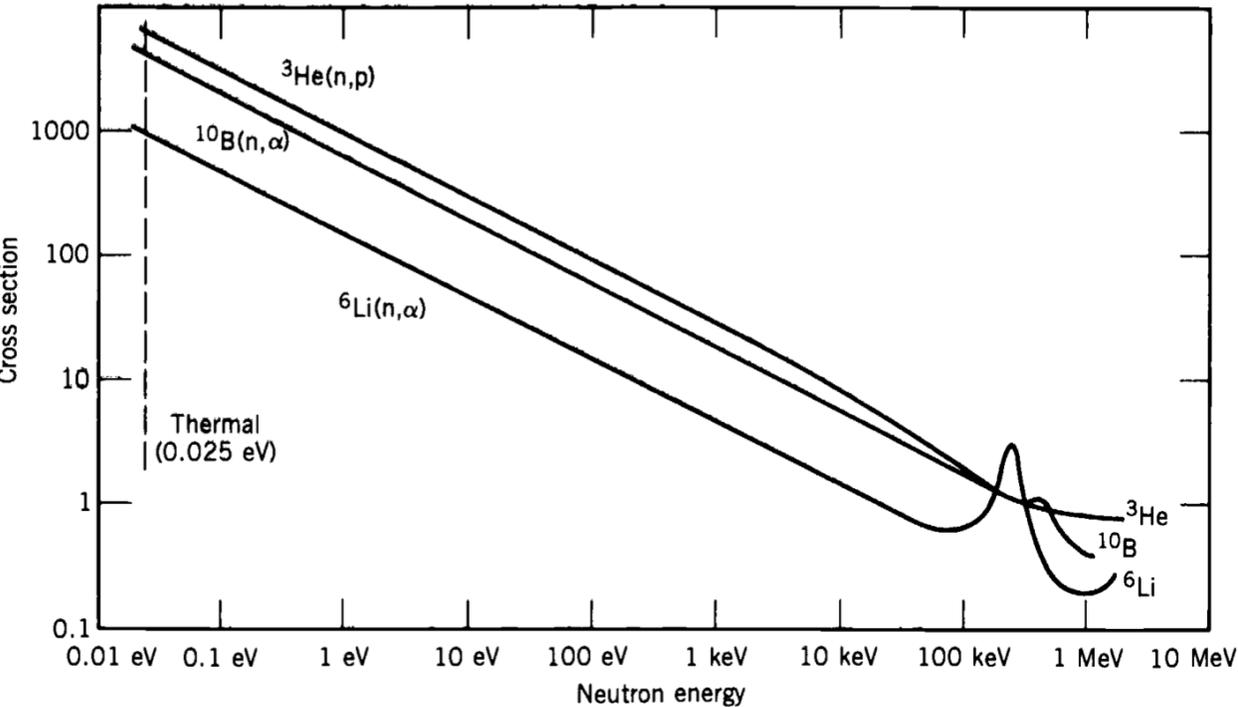
- **n non ionizzano** \Rightarrow si rivelano **indirettamente** tramite prodotti ionizzanti da reazioni **(n,p) , (n,α) , (n,γ) , $(n, \text{fiss.})$** o diffusione su particelle cariche leggere
- Due categorie: rivelatori per **n "lenti"** (termici ed epitermici) e per **n "veloci"**
 - **n "lenti"**: a basse energie dominano cattura neutronica e reazioni di conversione **(n,p)** ed **(n,α)** , in particolare col **Boro**. Molto usato tubo proporz. a BF_3 gassoso che è sia assorbitore di **n** che gas per contatore proporzionale. Pressioni tipiche **$0,5\div 1$ atm**

Alternativa: contatori proporzionali con gas standard (gas nobili o miscele) e pareti rivestite di Boro solido, in cui avviene reazione col **n** , e contatore a gas rivela le **α** emesse. Dato loro cammino max ~ 1 mg/cm², servono spessori di Boro inferiori.

Anche scint. organici drogati con ^{10}B o con ^6Li , più efficienti e veloci nella risposta (t.o.f.), e pratici, essendo allo stato solido, con buone capacità di discriminazione **n/γ**

Limite intrinseco: questi metodi di rivelazione non danno informazioni sull'energia del **n** : non potendo determinare direzione particella carica emessa da reazione, anche conoscendone l'energia non si può ricostruire l'energia dello stato iniziale, ovvero del **n** incidente

Sezione d'urto n termici vale ~ 3840 barn (molto grande) e procede $\propto 1/v$ fino ~ 100 keV senza presentare risonanze (vedi fig.) \Rightarrow dipendenza sezione d'urto da energia incidente è "liscia" e predicibile



- Vantaggio dipendenza da $1/v$ se si studia un fascio collimato di n o un flusso isotropo (core reattore), con distribuz. $n(v)dv$ delle velocità fra v e $v+dv$
- Flusso attraverso rivelatore è $n(v) v dv$ e se rivelatore contiene N nuclei di ^{10}B ognuno con sez. d'urto σ , il rateo totale R di conteggi su tutto lo spettro dei n è

$$R = \int N\sigma n(v) v dv = (\text{con } \sigma \propto 1/v) NC \int n(v) dv = NCn$$

- n "veloci": se li si vuole "contare" dapprima li si rallenta moderandoli per poi sfruttare le tecniche viste in proposito;
 se si vogliono misurare anche energia e/o impulso li si rivela con scintillatori e tecniche *t.o.f.* tenendo presente che l'efficienza di rivelazione cala con l'energia