

FISICA NUCLEARE (12)

- Diffusione da potenziale Coulombiano (2)
 - Fattore di forma
 - Sez. d'urto di Mott
- Scoperta del neutrone
- Fisica dei neutroni
 - Sorgenti di neutroni
 - Assorbimento e moderazione dei neutroni (1)

Fattore di Forma

Carica $Z_2 e$ a *simmetria sferica*; potenziale
 congloba carica $Z_1 e$ della part. incidente:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'$$

Matrice transizione $\Rightarrow \mathcal{M}(\mathbf{q}) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 V} \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} d\mathbf{r} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'$ **[$\mathbf{q} = \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1$]**

(posto: $\mathbf{D} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$)

$$= \underbrace{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 V}}_{(1)} \underbrace{\int \frac{e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{D}/\hbar}}{D} d\mathbf{D}}_{(2)} \underbrace{\int \rho(\mathbf{r}') e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}'/\hbar} d\mathbf{r}'}_{(3)}$$

(2) $\Rightarrow 4\pi (\hbar/|\mathbf{q}|)^2$

(3) $\Rightarrow F(\mathbf{q}) \equiv$ **trasf. Fourier** della distr. densità di carica, detta **Fattore di Forma** della distribuzione di carica

Sez. d'urto di diffusione Coulomb. per carica estesa (**regola d'Oro**)

$$\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{16\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4E_f^2}{(pc)^4} \frac{1}{\text{sen}^4 \frac{\vartheta}{2}} |F(\mathbf{q})|^2$$

- Diversamente da caso classico, sez. d'urto d'un bersaglio puntif. ed esteso coincidono solo per $\vartheta = 0$ ($|\mathbf{q}| = 0$)

Sezione d'urto di Mott

Considerando **spin**, sez. d'urto per diff. coulombiana di **leptoni** relativistici su nuclei massivi e puntiformi diventa (trascorrendo rinculo bersaglio)

$$\frac{d\sigma_{Mott}(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Ruth}(\vartheta)}{d\Omega} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}\right) \quad \text{con } \beta = v/c \rightarrow 1 \quad \frac{d\sigma_{Mott}(\vartheta)}{d\Omega} \simeq \frac{d\sigma_{Ruth}(\vartheta)}{d\Omega} \cos^2 \frac{\vartheta}{2}$$

- Per velocità crescenti del proiettile sez. d'urto Mott cala, con ϑ , più rapidamente di Rutherford

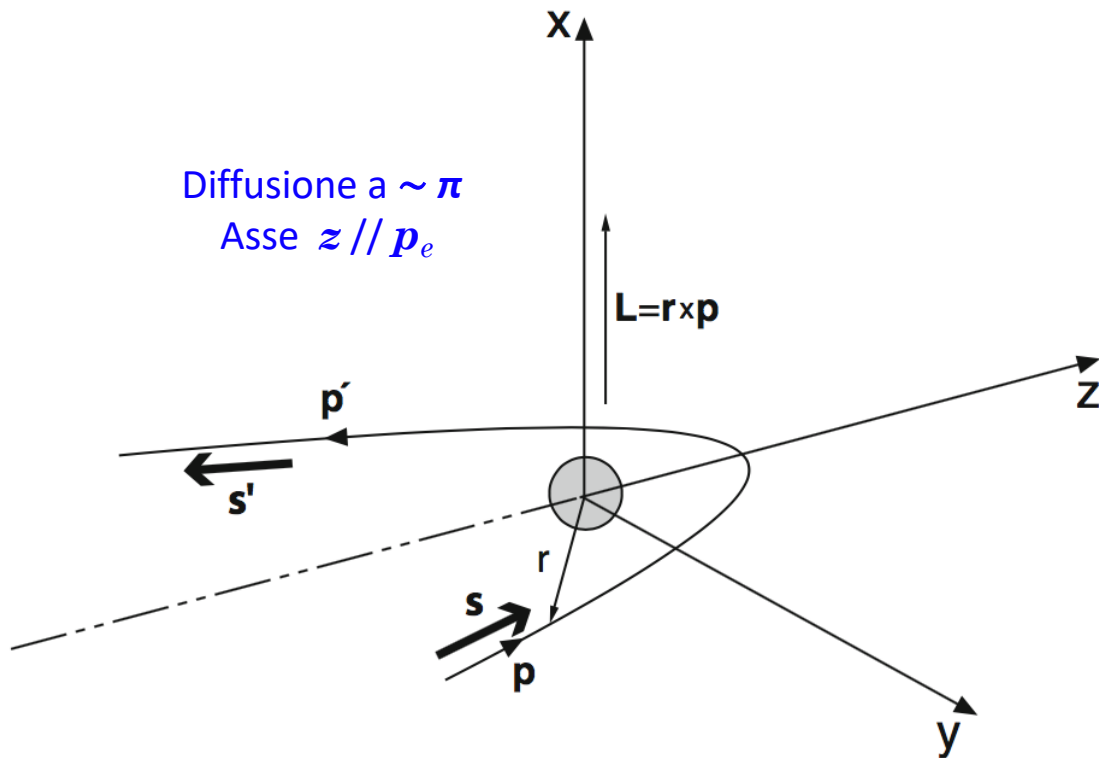
Sez. d'urto $d\sigma_{Coul}(\vartheta)/d\Omega$ per leptoni incidenti su carica estesa si scrive quindi :

$$\frac{d\sigma_{Coul}(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Mott}(\vartheta)}{d\Omega} |F(\mathbf{q})|^2$$

Fattore aggiuntivo rispetto a Rutherford

Per capirne ruolo si può ad esempio considerare la diffusione a π radianti:

Con $\beta \rightarrow 1$, descrizione sistema con equazione **Dirac** \Rightarrow conservazione **elicità** H :
$$H = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{s}| |\mathbf{p}|}$$



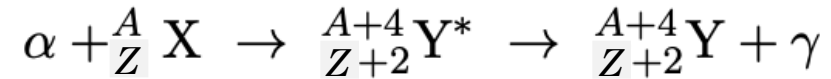
Conservazione $H \Rightarrow$ proiezione s_z cambia segno con l'urto se diffusione a $\pi \text{ rad.}$, ma è impossibile con un bersaglio di **spin = 0**, per conservazione mom. ang. totale del sistema interagente

L è infatti \perp a z e non può quindi determinare alcun cambiamento nella componente z del mom. ang.

Per particelle relativistiche, la diffusione a $\pi \text{ rad.}$ dovrebbe quindi essere totalmente soppressa dipendendo da $\cos^2(\pi/2)$
come verificato sperimentalmente !

Scoperta del neutrone

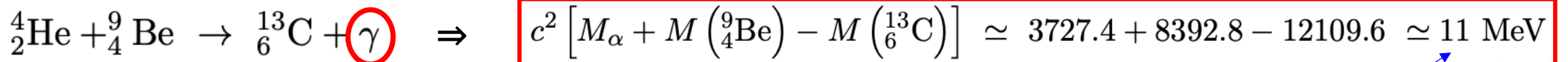
1930, Bothe & Becker, bombardando con $\alpha \sim 5 \text{ MeV}$ del Po bersagli leggeri (${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^7\text{Li}$), producono **radiazione molto penetrante**, insensibile a campi e.m. : si pensò fossero γ



- Ma era **troppo penetrante !** Joliot-Curie mostrarono che attraversava spessori di Pb **~ 3 volte superiori** ai più energetici γ noti

Urtando bersagli idrogenati (paraffina, ...) estraeva p con E_p fino $\sim 5.3 \text{ MeV}$. Ma per ottenere ciò con γ che interagiscono **Compton**, ci vogliono γ da $\sim 50 \text{ MeV} \rightarrow$ **irrealistico !** (Compton e non fotoel. per cons. impulso)

- Majorana** congetturò che interazione fra nuova radiazione e p richiedesse che la prima fossero **particelle neutre massive** e non γ
- Chadwick** riprodusse misure di Joliot-Curie con paraffina e altri bersagli idrogenati osservando che ipotesi di γ da $\approx 50 \text{ MeV}$ contrastava con **conservazione energia**:



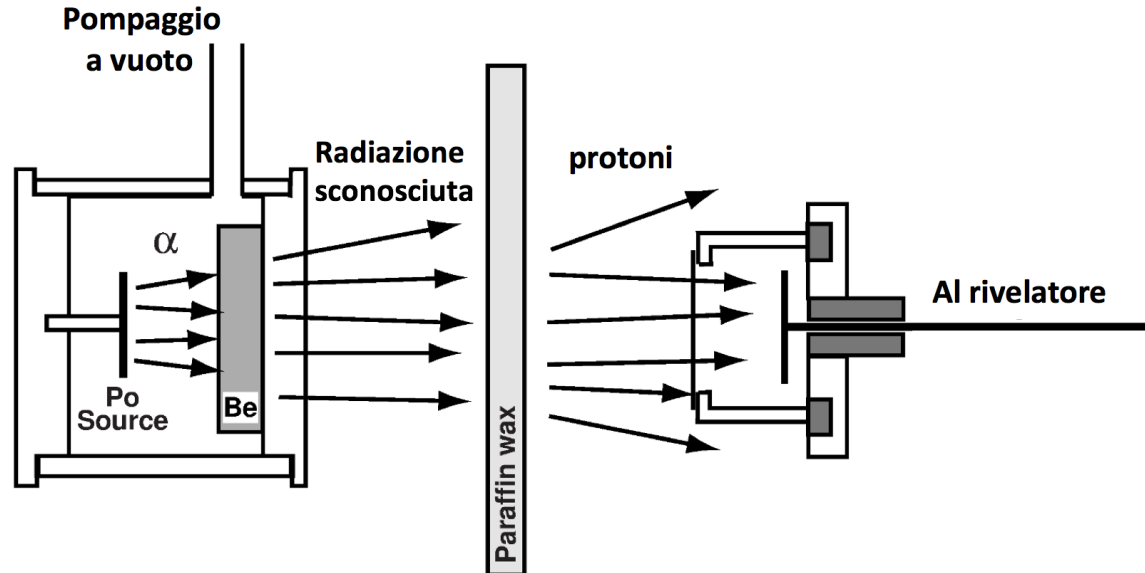
Troppo pochi !

Conservazioni energia e impulso invece **soddisfatte** ipotizzando con Majorana che la reazione produca 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 $M_n \simeq M_p \simeq 938.3 \text{ MeV}/c^2 \Rightarrow$ energia cinetica max della particella neutra prodotta è **6 ÷ 7 MeV**, compatibile con 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 penetrano nucleo e avviano reazione anche a bassissime energie (< 1 eV) (ma possono anche rimbalzare sulla superficie del nucleo!)
- Difficile farne fasci collimati e monocinetici (particella carica associata ...); difficile **rivellarli**
- **n** libero decade β^- con $\tau_n \simeq 879$ s (puzzle vita media **n** ... neutrini solari ...)
- **n** elementare \Rightarrow **mom. dip. el. = 0**; anche se componenti legati da forze **simmetriche** per **parità** e **inv. temp.**
 \Rightarrow **lim. sup. $\simeq 3 \times 10^{-26}$ e \times cm**

Sorgenti di neutroni

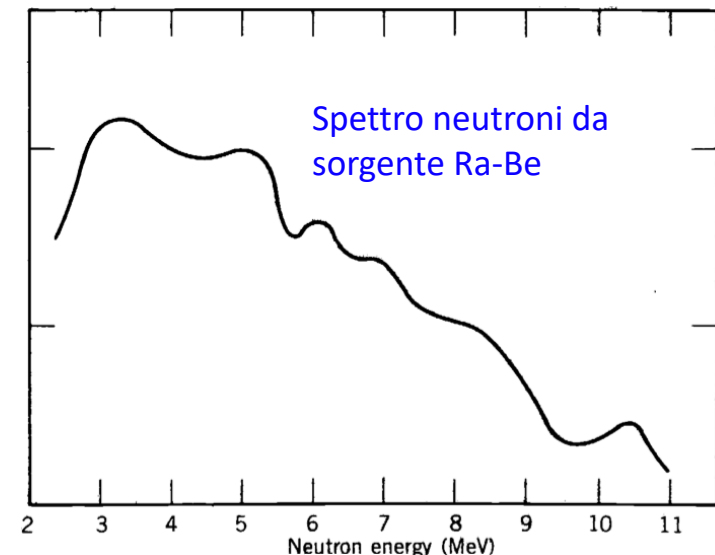
- **n** di varie energie da **n** di alta energia decelerati con urti su atomi: **moderazione dei n**
n risultanti: **Termici, $E_n \simeq 0.025$ eV** **Epitermici, $E_n \sim 1$ eV** **Lenti, $E_n \simeq 1$ keV** **Veloci, $E_n = 100$ keV \div 5 MeV**

► **Sorgenti α -Be** _ Reazione di scoperta del **n** :



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

Miscela ${}^9\text{Be}$ con emettitori α a lunga vita media (${}^{226}\text{Ra}$), **rateo n \sim cost.**, spettro \sim continuo fino a ~ 12 MeV, per energie delle α emesse da ${}^{226}\text{Ra}$ e dai suoi figli

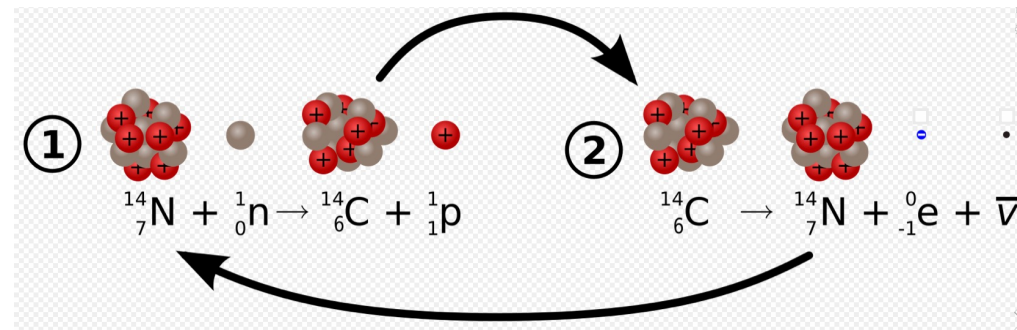
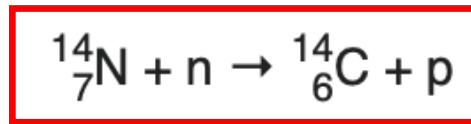


► Sorgenti con fotoneutroni

- Produzione n con reazioni iniziate da γ : **energia $n \propto$ energia γ**
 - Ad es. ^{24}Na emette γ da 2.76 MeV $\Rightarrow \boxed{\gamma + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n}$
 Yield $\sim 2 \times 10^6 n/s$ per Curie di ^{24}Na , con vita media breve di ~ 15 ore
 Energia $n \sim 0.8$ MeV
 - Anche **bremsstrahlung** di e molto energetici in bersagli pesanti produce **fotoneutroni**

► Sorgenti a spallazione

- p alta energia (> 100 MeV) scalzano da bersagli frammenti e **molti neutroni**, di energia massima \sim del proiettile a meno di quella di legame nel bersaglio
- Spallazione da cosmici primari in alta atmosfera, responsabile formazione ^{14}C : n da spallazione rallentano per urti successivi con gas alta atmosfera (15÷9 km) fino a diventare termici e possono dar luogo alla ...

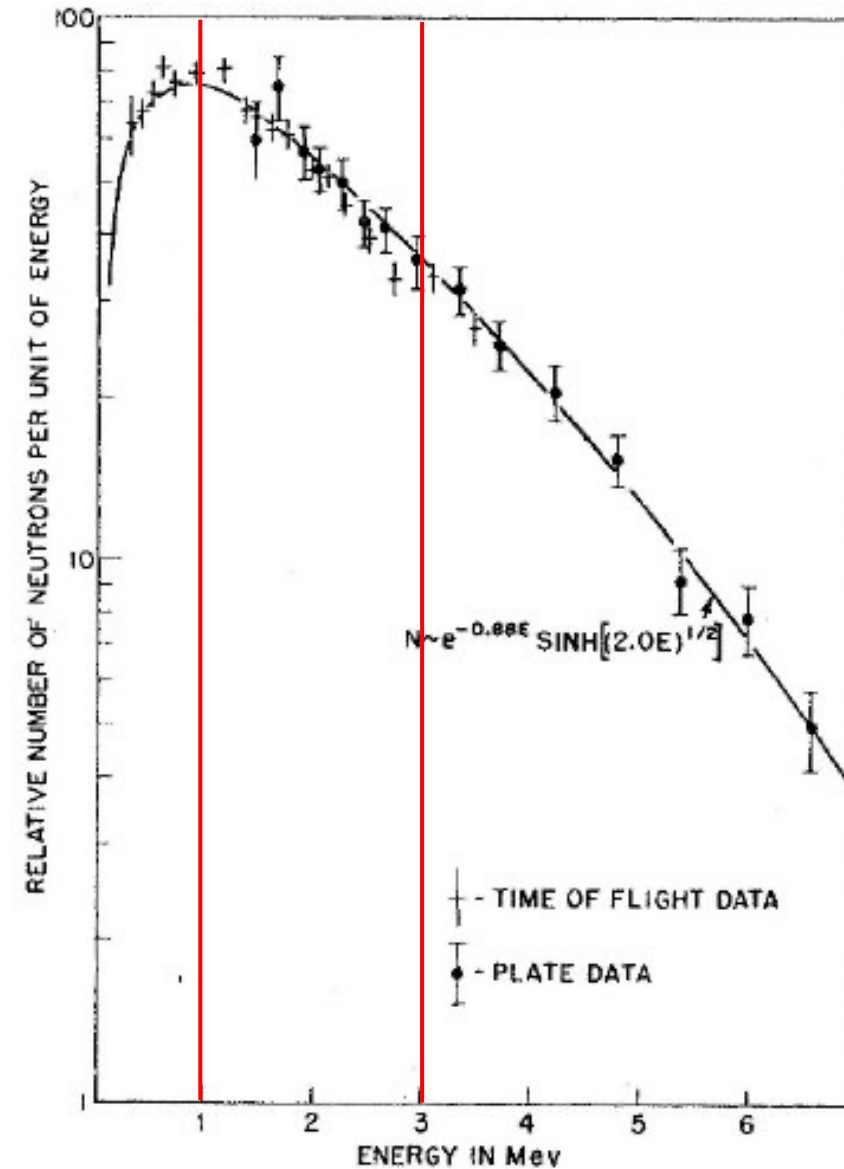


► Sorgenti a fissione spontanea

Fissione spontanea ^{252}Cf , con vita media $\tau \simeq 2.65 \text{ y}$,
è una sorgente usata comunemente

Ogni fissione produce **~ 4 neutroni**, con un rateo
di **~ 2.3×10^{12} neutroni/s** per grammo di ^{252}Cf

Energie dei neutroni hanno caratteristica distribuzione
continua da fissione, con valori medi nell'intervallo
1 ÷ 3 MeV, come in figura

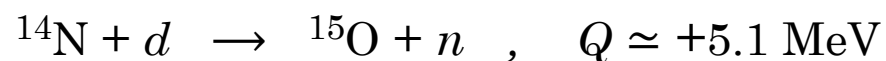
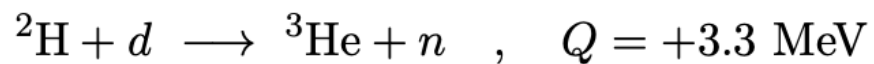
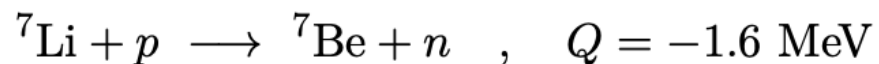
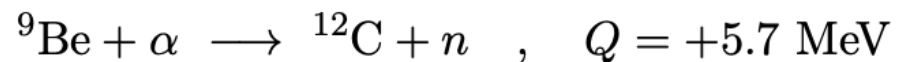
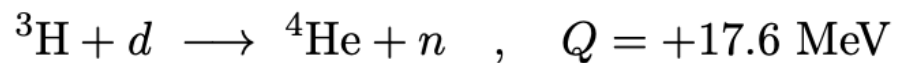


► Neutroni prodotti da reazioni nucleari

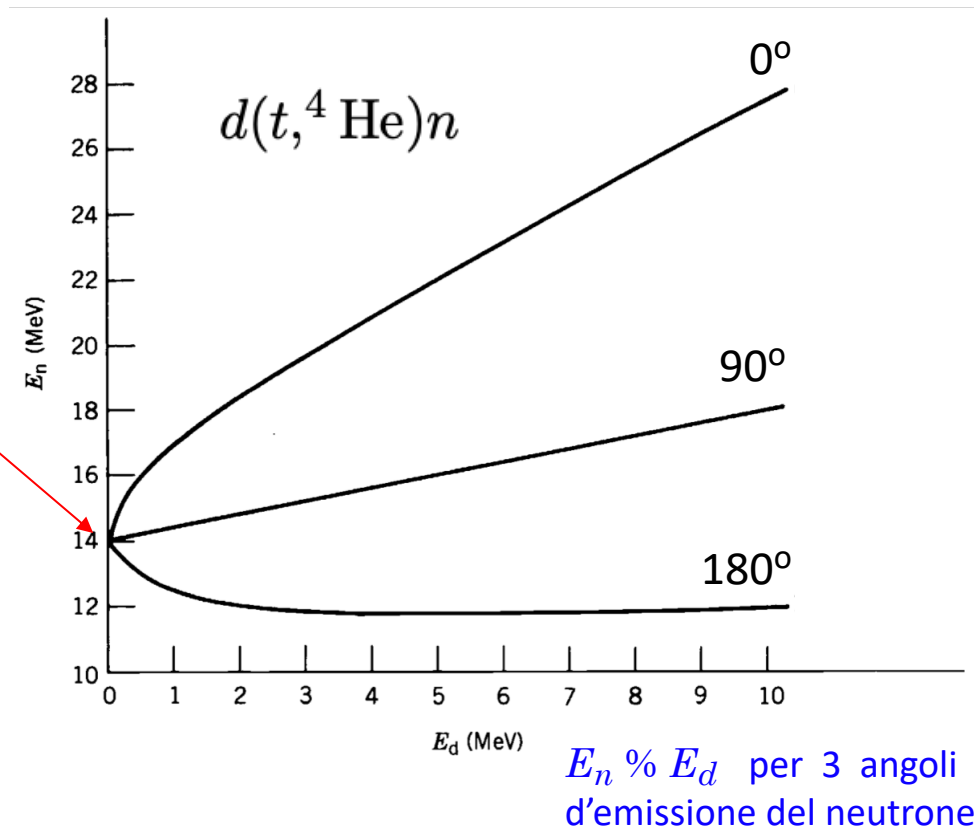
Reazioni con fasci accelerati: cinematica e rivelazione

particelle cariche associate definiscono energia e

traiettoria dei neutroni prodotti (*Fasci tagged*)



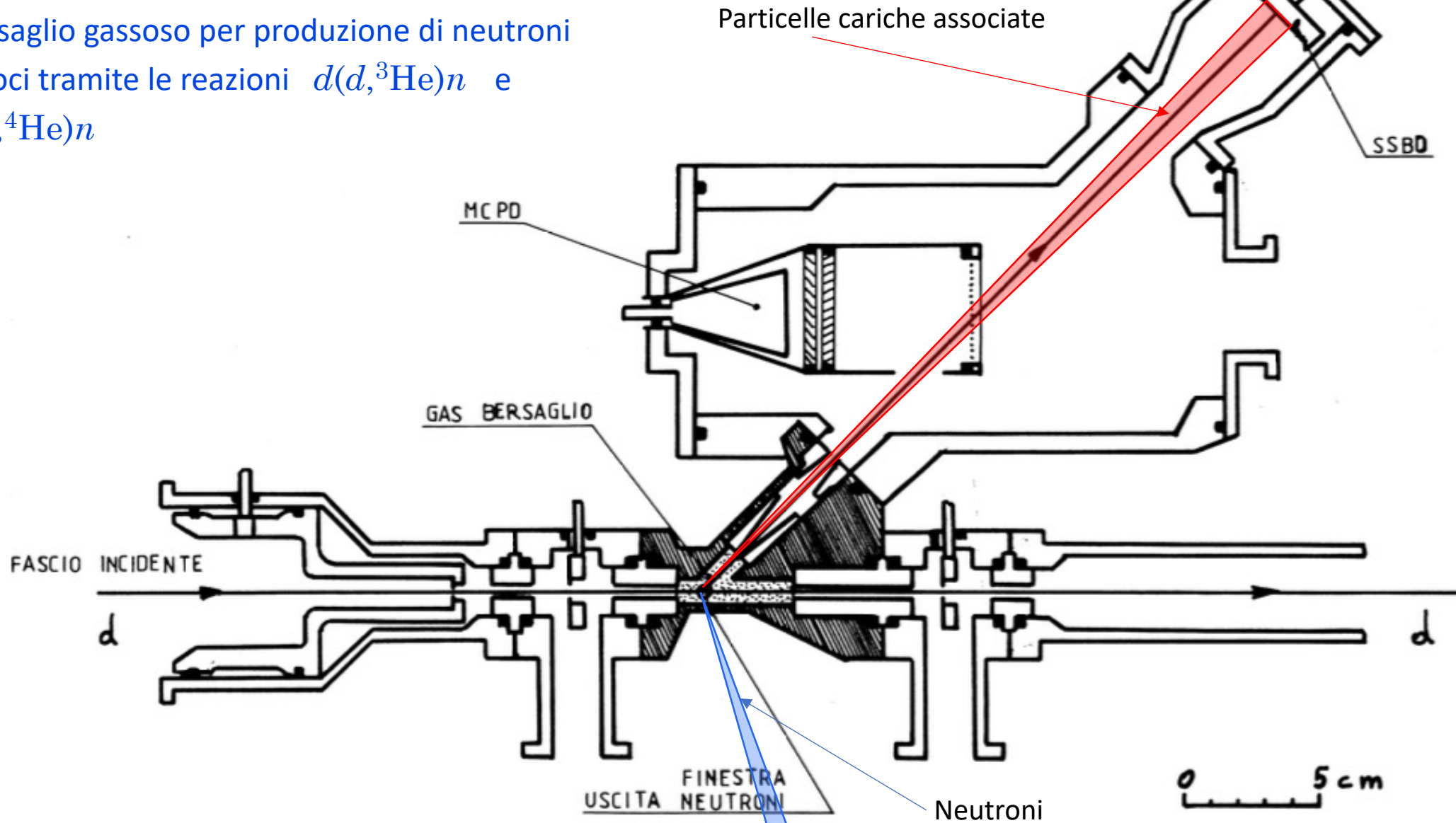
.....



► Neutroni prodotti da reattori

- Flusso **n** in prossimità del core d'un reattore a fissione $\sim 10^{14} n/(s \times cm^2)$
- Spettro fino $\sim 5 \div 7$ MeV, con massimo $\sim 1 \div 2$ MeV
- Nel reattore **n** termalizzati, ma ce n'è di energetici estraibili da piccolo foro nello schermaggio

Bersaglio gassoso per produzione di neutroni veloci tramite le reazioni $d(d,{}^3\text{He})n$ e $d(t,{}^4\text{He})n$



Assorbimento e moderazione dei neutroni

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

- Sezioni d'urto dominate da una o più **risonanze** fuori dalle quali $\propto 1/v$
 - Più i **n** sono rallentati da processi **elastici** e **inelastici**, più probabile è **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 $dI(x) = -I(x)\sigma_t ndx$, da cui: $I(x) = I_0 e^{-\sigma_t nx}$ (*)

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

In **SL** urto elastico fra **n** d'energia E_n (velocità 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 le velocità dopo l'urto, in **CM** i loro moduli restano invariati, mentre in **SL** la velocità $V_{n'}$ del **n** è $(v_{n'} - v_b)$, come in figura