

## 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  $\vartheta$ , più rapidamente di Rutherford

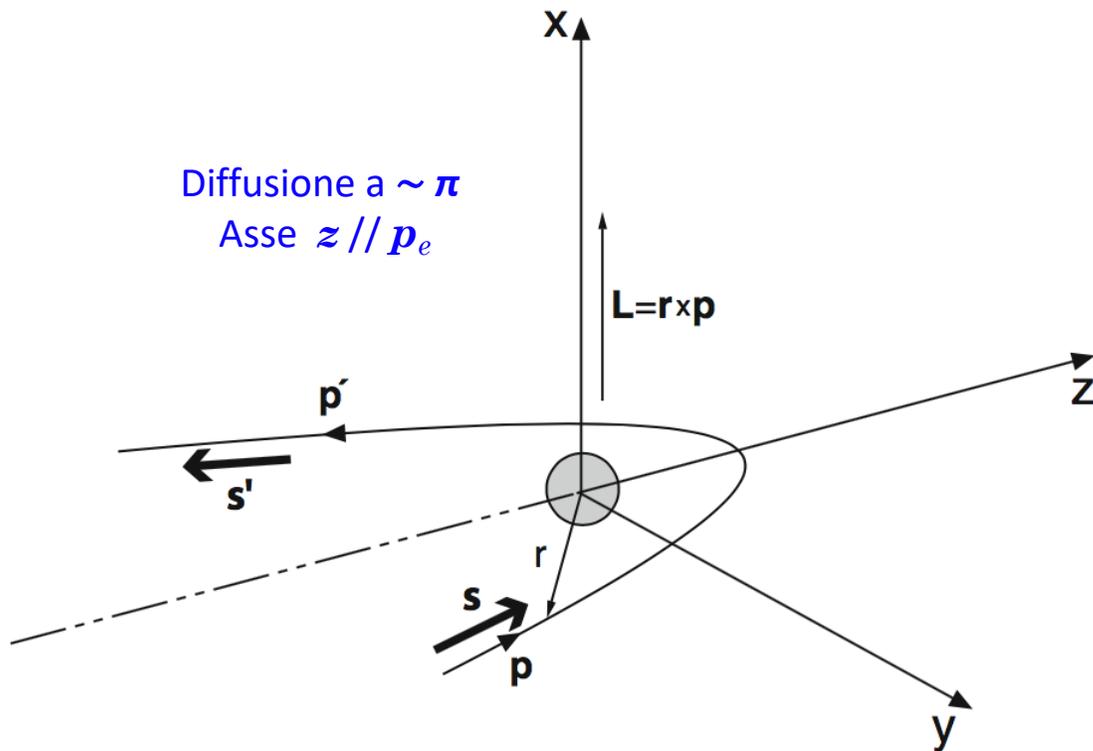
Sez. d'urto  $d\sigma_{Coul}(\vartheta)/d\Omega$  per leptoni incidenti su carica estesa si scrive quindi :

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

### Fattore aggiuntivo rispetto a Rutherford

Per capirne ruolo si può ad esempio considerare la diffusione a  $\pi$  radianti:

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



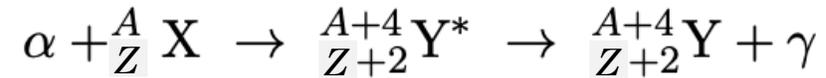
Conservazione  $H \Rightarrow$  proiezione  $s_z$  cambia segno con l'urto se diffusione a  $\pi \text{ rad.}$ , ma è impossibile con un bersaglio di **spin = 0**, per conservazione mom. ang. totale del sistema interagente

$L$  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  $\gamma$



- Ma era **troppo penetrante !** Joliot-Curie mostrarono che attraversava spessori di Pb  **$\sim 3$  volte superiori** ai più energetici  $\gamma$  noti

Urtando bersagli idrogenati (paraffina, ...) estraeva  $p$  con  $E_p$  fino  $\sim 5.3 \text{ MeV}$ . Ma per ottenere ciò con  $\gamma$  che interagiscono **Compton**, ci vogliono  $\gamma$  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  $\gamma$

- Chadwick** riprodusse misure di Joliot-Curie con paraffina e altri bersagli idrogenati osservando che **ipotesi di  $\gamma$  da  $\approx 50 \text{ MeV}$  contrastava con conservazione energia:**

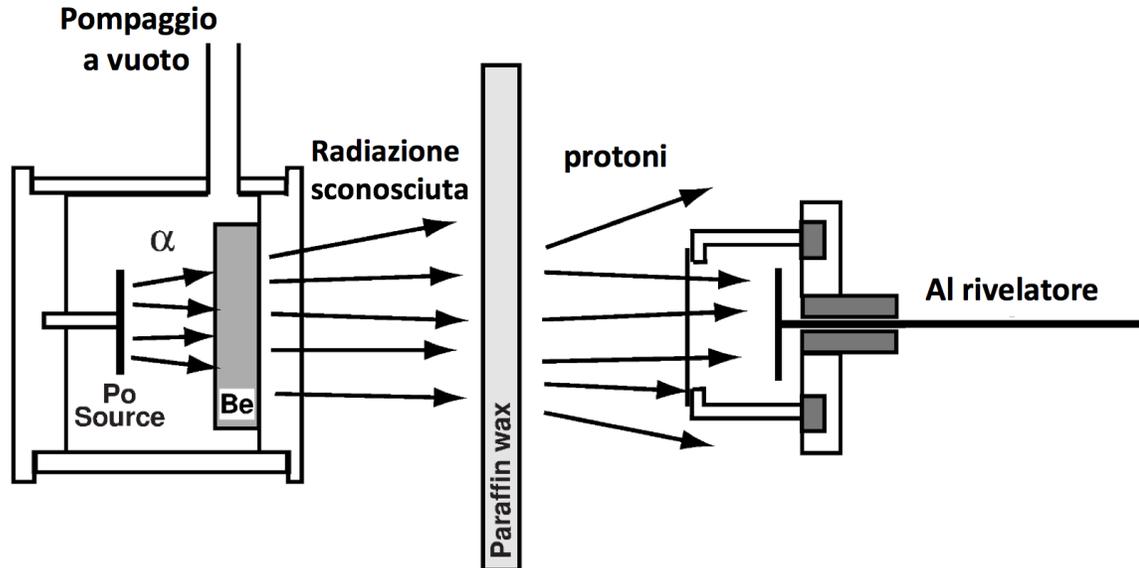
$${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + (\gamma) \Rightarrow c^2 \left[ M_\alpha + M({}^9_4\text{Be}) - M({}^{13}_6\text{C}) \right] \simeq 3727.4 + 8392.8 - 12109.6 \simeq 11 \text{ MeV}$$

Troppo pochi !

Conservazioni energia e impulso invece **soddisfatte** ipotizzando con Majorana che la reazione produca una **particella neutra di massa simile al protone**

$$\begin{aligned}
 {}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} &\rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \text{n} \quad \Rightarrow \quad c^2 \left[ M_\alpha + M({}^9_4\text{Be}) - M({}^{12}_6\text{C}) - M_n \right] \simeq \\
 &\simeq 3727.4 + 8392.8 - 11175.0 - M_n c^2 \simeq (945.2 - M_n c^2) \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

da cui se  $M_n \simeq M_p \simeq 938.3 \text{ MeV}/c^2 \Rightarrow$  energia cinetica max della particella neutra prodotta è  $6 \div 7 \text{ MeV}$ , 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  $\beta^-$  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

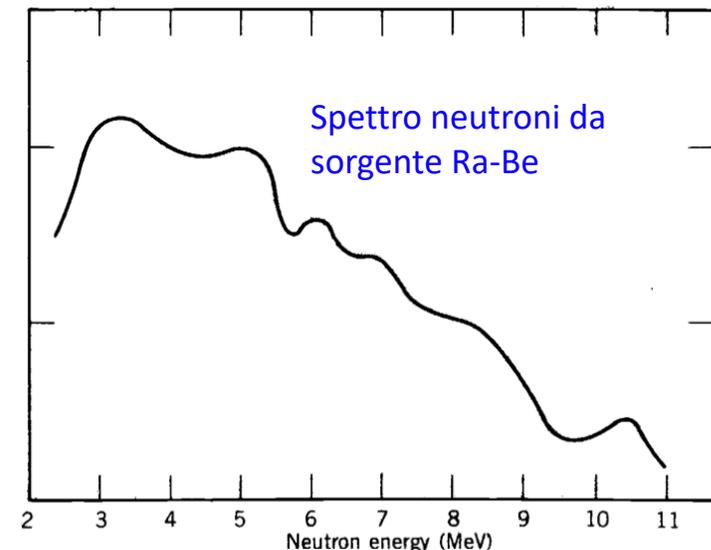
- **n** di varie energie da **n** di alta energia decelerati con urti su atomi: **moderazione dei n**  
**n** risultanti: **Termici,  $E_n \simeq 0.025$  eV**   **Epitermici,  $E_n \sim 1$  eV**   **Lenti,  $E_n \simeq 1$  keV**   **Veloci,  $E_n = 100$  keV  $\div$  5 MeV**

► **Sorgenti  $\alpha$ -Be** \_ Reazione di scoperta del **n** :



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

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

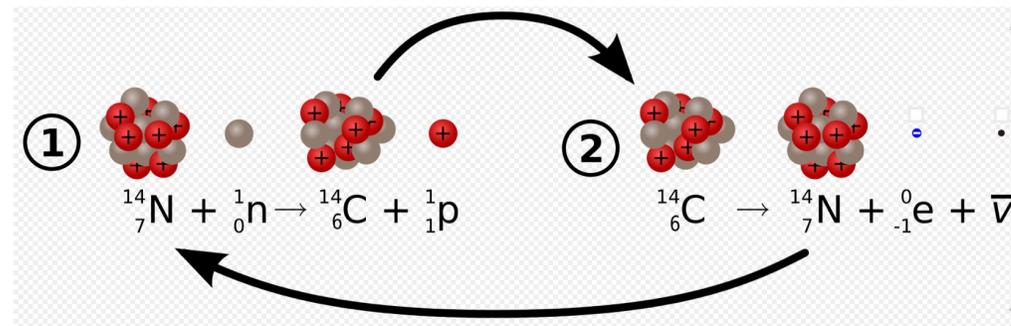
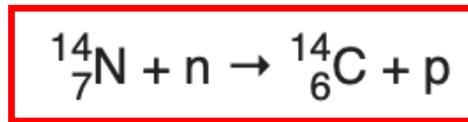


### ► Sorgenti con fotoneutroni

- Produzione  **$n$**  con reazioni iniziate da  **$\gamma$** : **energia  $n \propto$  energia  $\gamma$** 
  - Ad es.  $^{24}\text{Na}$  emette  **$\gamma$**  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  $^{24}\text{Na}$ , con vita media breve di  $\sim 15$  ore  
Energia  **$n$**   $\sim 0.8$  MeV
  - Anche ***bremstrahlung*** 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  $^{14}\text{C}$ :  **$n$**  da spallazione rallentano per urti successivi con gas alta atmosfera ( $15 \div 9$  km) fino a diventare termici e possono dar luogo alla ...

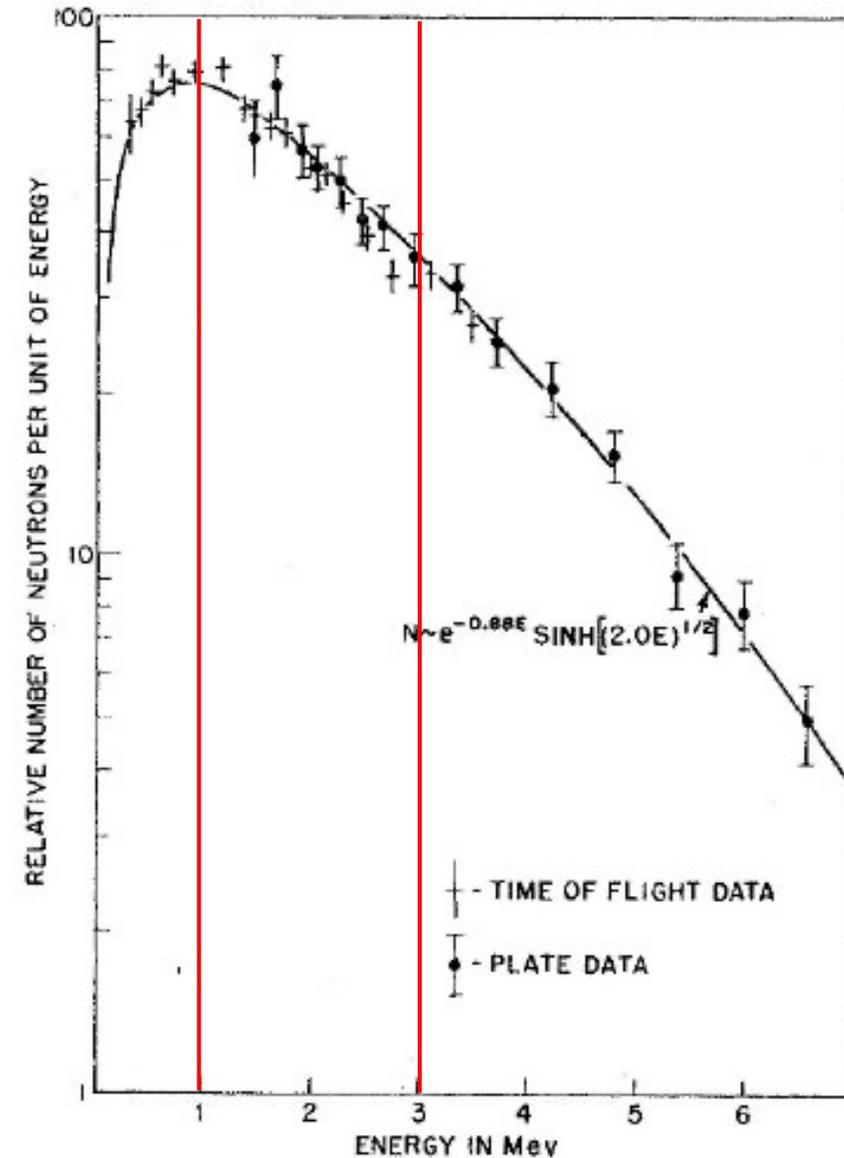


► Sorgenti a fissione spontanea

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

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

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

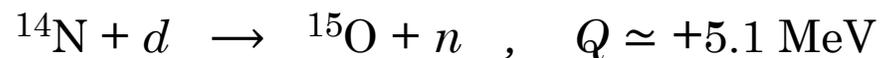
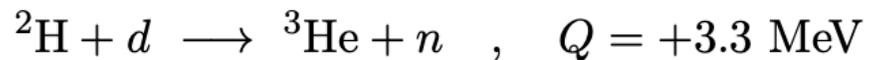
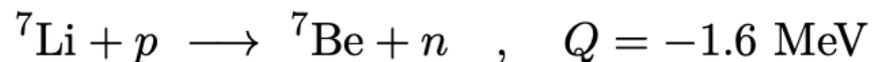
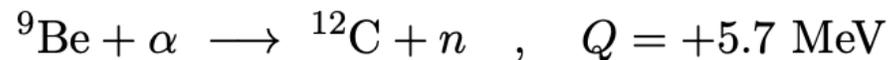


## ► Neutroni prodotti da reazioni nucleari

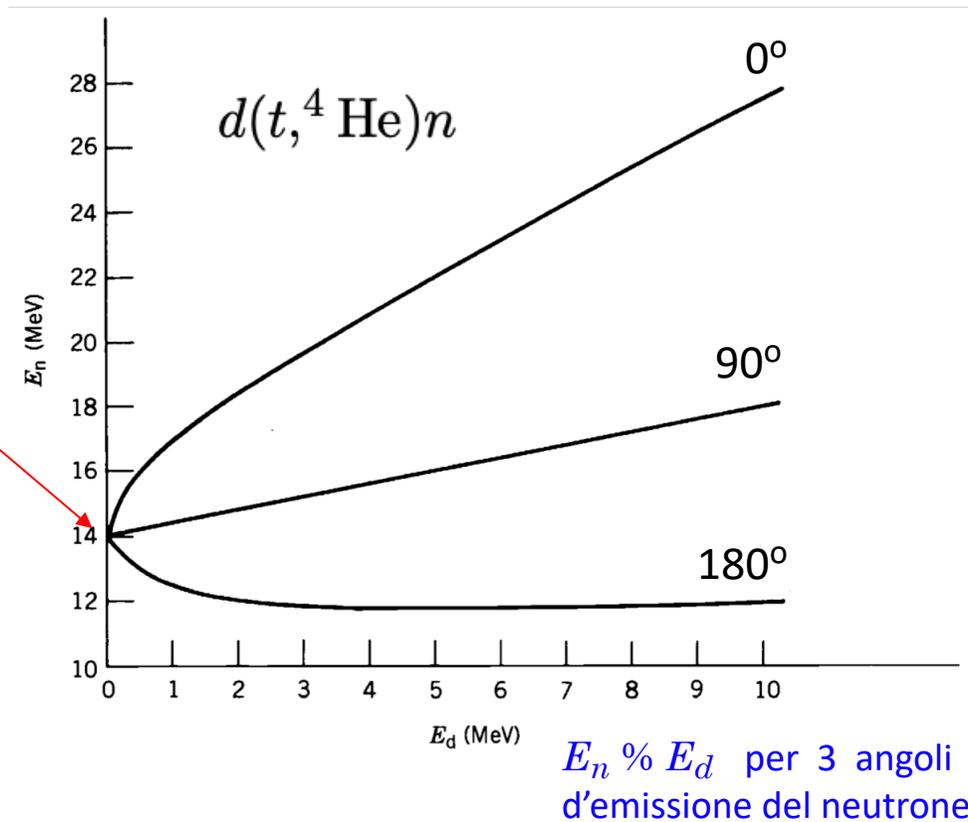
Reazioni con fasci accelerati: cinematica e rivelazione

**particelle cariche associate** definiscono energia e

traiettoria dei neutroni prodotti (*Fasci tagged*)



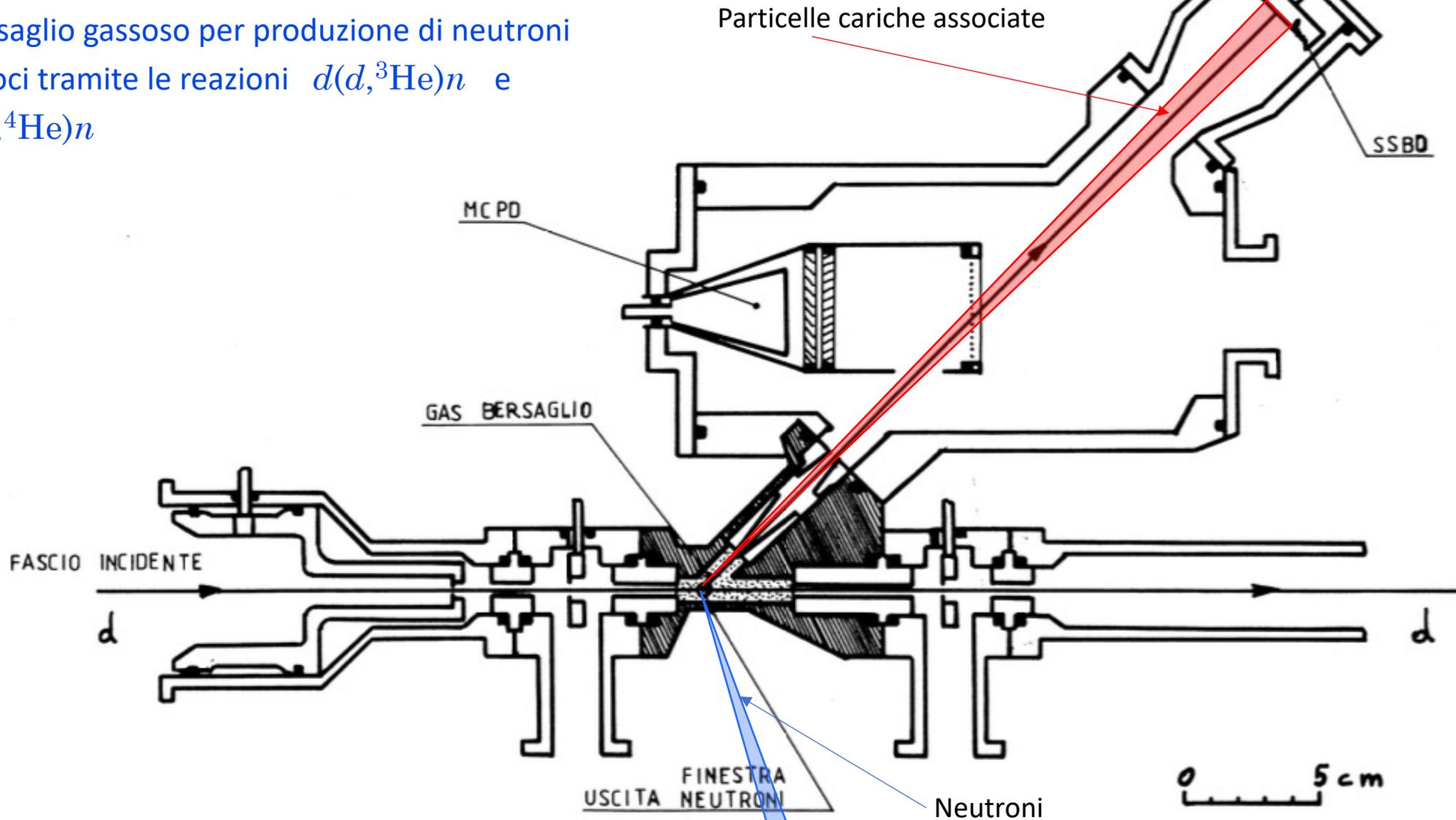
.....



## ► 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  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,2n)$ ; per  **$n$  lenti** o **termici** prevale cattura in reazioni  $(n,\gamma)$

- 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 ( $n = \text{atomi}/V$ )
- $\sigma_t$  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  $\sigma_t$  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