

CONCETTI PRELIMINARI

1) SEZIONE d'URTO

Misura della probabilità che si verifichi un certo processo d'interazione

- **Definizione**: considero fascio di particelle 1 che incide su particella bersaglio 2

Ipotesi :

- fascio molto + esteso del bersaglio
- particelle nel fascio sono distribuite uniformemente nello spazio e nel tempo

$$\Rightarrow \sigma = \frac{\text{flusso diffuso}}{\text{flusso} \times \text{unità di superficie}} \quad (1)$$

$\downarrow$
n. particelle/secondo (Φ)

NB - natura casuale del processo $\rightarrow$ valori medi su un n. elevato di intervalli di tempo di durata finita

- $[\sigma] = L^2 \rightarrow$ posso immaginarla come l'area del centro di diffusione proiettata sul piano $\perp$ alla direzione del fascio 1
- $\sigma_{\text{atom.}} \sim 10^{-24} \text{ cm}^2 (\equiv 1 \text{ barn})$

Nucleo di raggio $r \rightarrow \sigma_{\text{geo.}} = \pi r^2$

$$r \sim 1 \text{ fm} \rightarrow \sigma_{\text{geo.}} \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 = (30 \text{ nb})$$

- Bersaglio reale: pezzo di materiale di dimensioni finite $\rightarrow$ molti centri diffusori

Ipotesi: • centri di diffusioni distribuiti uniformemente

• bersaglio sottile $\rightarrow$ piccola prob. che un centro sia esattamente di fronte ad un altro

$\Rightarrow$ n. di centri su superficie $S \perp$ alla direzione di propagazione del fascio $= N S dx$

$\nwarrow$ n. centri/volume $\searrow$ spessore bersaglio



probabilità di 1 collisione nello spessore dx :

$$dp = \frac{\Phi \text{ diffuso}}{\Phi \text{ incidente}} \stackrel{(1)}{=} \frac{\sigma \Phi_0 / S}{\Phi_0} N S dx = N \sigma dx = w dx \quad (2)$$

NB

centri diffusori $\begin{cases} \rightarrow \text{nucleo: } N = \rho \frac{N_0}{A} \\ \rightarrow \text{elettroni atomici: } N = \rho \frac{N_0}{A} Z \end{cases}$

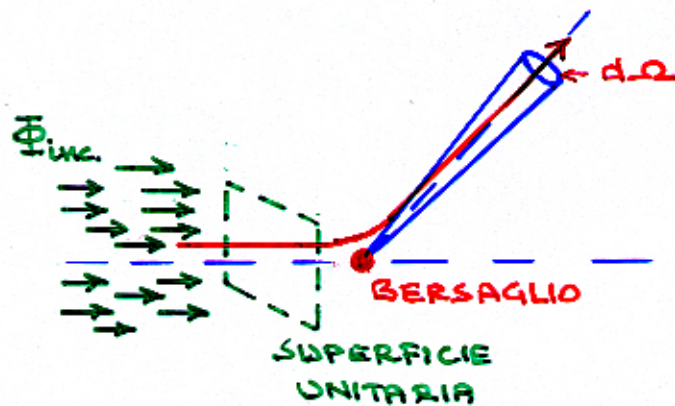
ρ = densità

A = n. di massa

Z = n. atomico

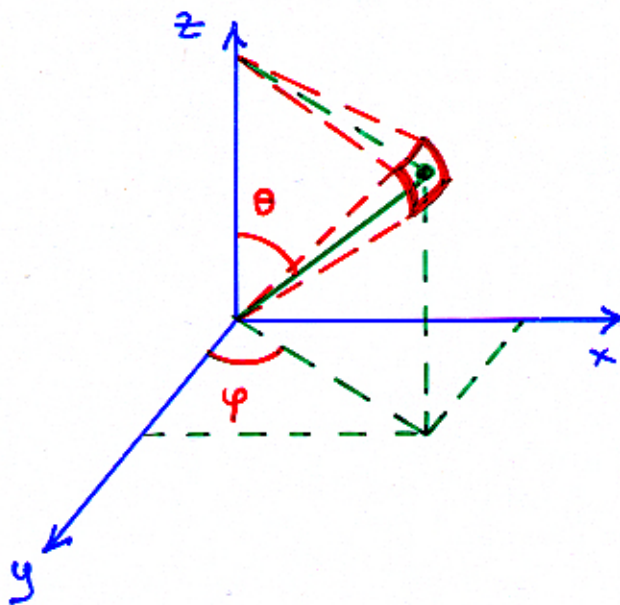
N_0 = n. di Avogadro
(6×10^{23})

- Rivelazione particelle diffuse $\rightarrow$ apparato di dimensioni finite



$d\Omega$ = angolo solido sotteso dal rivelatore

* coordinate polari *



$$d\Omega = d(\cos\theta) d\varphi$$

$$= \sin\theta d\theta d\varphi$$

$$\theta \in [0, \pi]$$

$$\varphi \in [0, 2\pi]$$

Sezione d'urto differenziale :

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{\Phi \text{ diffuso in } d\Omega}{\Phi \text{ incidente} \times \text{unità di superficie}}$$

Sezione d'urto totale :

$$\sigma = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

2) CAMMINO LIBERO MEDIO

Situazione reale : bersaglio di spessore finito (arbitrario) x

→ calcolo della prob. che la particella NON subisca interazioni in x : prob. di sopravvivenza

$P(x)$ = prob. di ~~0~~ interazioni dopo x

$w dx$ = prob. di 1 interazione in $(x, x+dx)$

↓

prob. di NON avere interazioni tra x e $x+dx$:

$$P(x+dx) = P(x) (1 - w dx)$$

↓

$$\cancel{P(x)} + \frac{dP}{dx} dx = \cancel{P(x)} - w P(x) dx$$

$$\Rightarrow \frac{dP}{dx} = -w P \quad (*)$$

↓

$$P(x) = c e^{-wx}$$

$$P(0) = 1 \quad \rightarrow \quad P(x) = e^{-wx} \quad (3)$$

$$(*) \quad \frac{dP}{P} = -w dx \quad , \quad \text{i.e.} \quad d(\ln P) = -w dx$$

$$\text{integrando:} \quad \ln P = -wx$$

- prob. di avere 1 interazione ovunque entro x :

$$P_{int.}(x) = 1 - P(x) \stackrel{(3)}{=} 1 - e^{-wx}$$

- prob. di avere 1 interazione tra x e $x+dx$ dopo essere sopravvissuto entro x :

$$F(x) dx \stackrel{(3)}{=} w e^{-wx} dx$$



Cammino libero medio: distanza media percorsa dalla particella entro il mezzo senza subire collisioni

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\int dx \cdot x \cdot P(x)}{\int dx \cdot P(x)} \stackrel{(3)}{=} \frac{\int dx \cdot x \cdot e^{-wx}}{\int dx \cdot e^{-wx}} \\ &= \frac{1}{w} \stackrel{(2)}{=} \frac{1}{N\sigma} \end{aligned}$$

$\stackrel{(3)}{\Rightarrow}$

$$P(x) = e^{-x/\lambda} \quad (4)$$

NB - w = coefficiente d'assorbimento ($[w] = L^{-1}$)

- w e λ dipendono da: $\left\{ \begin{array}{l} \text{processo } (\sigma) \\ \text{materiale } (N) \end{array} \right.$

- spessore attraversato in termini di "massa equivalente" $\rightarrow d\bar{s} = \rho dx$

$\Rightarrow$ coeff. d'assorbimento di massa: $\mu = w/\rho$

INTERAZIONE RADIAZIONE - MATERIA

- 4 categorie fondamentali di radiazioni:

CARICHE

Part. pesanti

Elettroni veloci



NEUTRE

Neutroni

Raggi X e γ

- RADIAZIONI CARICHE

EFFETTO : - perdita d'energia
- deflessione della traiettoria

CAUSA : - collisioni inelastiche con e^- atomici (C1)
- diffusione elastica da nuclei (C2)
- emissione radiazione Cherenkov
- reazioni nucleari
- irraggiamento nel campo del nucleo (C5)

NB - C1 e C2 : dominanti

- Diversa influenza di tali interazioni sugli effetti osservati a seconda della massa della particella

A) PARTICELLE PESANTI ($\mu, \pi, p, \alpha, \dots$)

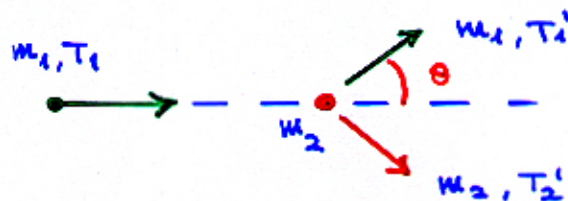
- ΔE : essenzialmente via C1 ($\sigma \sim 10^7$ barn)

COLLISIONI - soft: eccitazione atomica

- hard: ionizzazione atomica

(e^- prodotto ionizza: Knock-on)

- Massimo trasferimento d'energia nella collisione



$$T_{2H}' = 4 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} T_1 \quad (\theta = \pi)$$

C1: $m_1 \gg m_2 \rightarrow T_{2H}' \simeq 4 \frac{m_2}{m_1} T_1$

$\Rightarrow$ piccola SE nella singola collisione !!

Elevata densità del mezzo attraversato $\rightarrow$
grande n. di collisioni per cammino unitario
 $\rightarrow$ fluttuazioni nel ΔE molto piccole



possibile utilizzare il concetto di $\frac{dE}{dx}$: energia
media persa per unità di cammino !!

C2: sezione d'urto $<$ di quella di C1

$m_2 \gg m_1 \rightarrow T_{2H}' \simeq 4 \frac{m_1}{m_2} T_1$

$\rightarrow$ ancora piccola SE !!

• STOPPING POWER (dE/dx)

- IPOTESI**
- e^- libero e in quiete
 - e^- si muove poco durante l'interazione
 - particella NON deflessa dall'interazione ($M \gg m_e$)

PARTICELLA

INCIDENTE : v = velocità iniziale
 ze = carica elettrica
 M = massa ($\gg m_e$)

MEZZO ATTRAVERSATO : N_e = densità e^- atomici ($\rho \frac{N_A}{A} Z$)
 $\bar{v}$ = frequenza media del moto orbitale degli e^-

1) Teoria Classica (BOHR)

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \left(\frac{\gamma^2 m_e v^3}{ze^2 \bar{v}} \right) \quad (5)$$

$$\left(\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} ; \beta = \frac{v}{c} \right)$$

2) Teoria Quantistica (BETHE - BLOCH)

$$-\frac{dE}{dx} = 0.1535 \rho \frac{z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} L(\beta) \quad (6)$$

$$L(\beta) = \ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_H}{I^2} \right) - 2\beta^2$$

$I = h\bar{v}$ = potenziale di eccitazione medio

W_H = max. energia trasferita nella collisione

NB : valori elevati di $\beta \rightarrow$ Effetto Densità (S)

Campo elettrico particella incidente tende a polarizzare atomi lungo il cammino $\rightarrow$ e^- lontani dal cammino sentono campo elettrico + debole $\rightarrow$ collisioni con questi e^- lontani contribuiscono di meno alla perdita d'energia di quanto previsto dalla BETHE - BLOCH -

Velocità elevate $\rightarrow$ maggiore influenza delle collisioni con e^- lontani $\rightarrow$ riduzione del dE/dx

? Densità $\rightarrow$ polarizzazione del mezzo cresce al crescere di ρ !!

• MASS STOPPING POWER ($dE/d\ell$)

$$\frac{dE}{d\ell} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad \stackrel{(6)}{\Rightarrow} \quad - \frac{dE}{d\ell} = z^2 \frac{Z}{A} f(\beta, I)$$

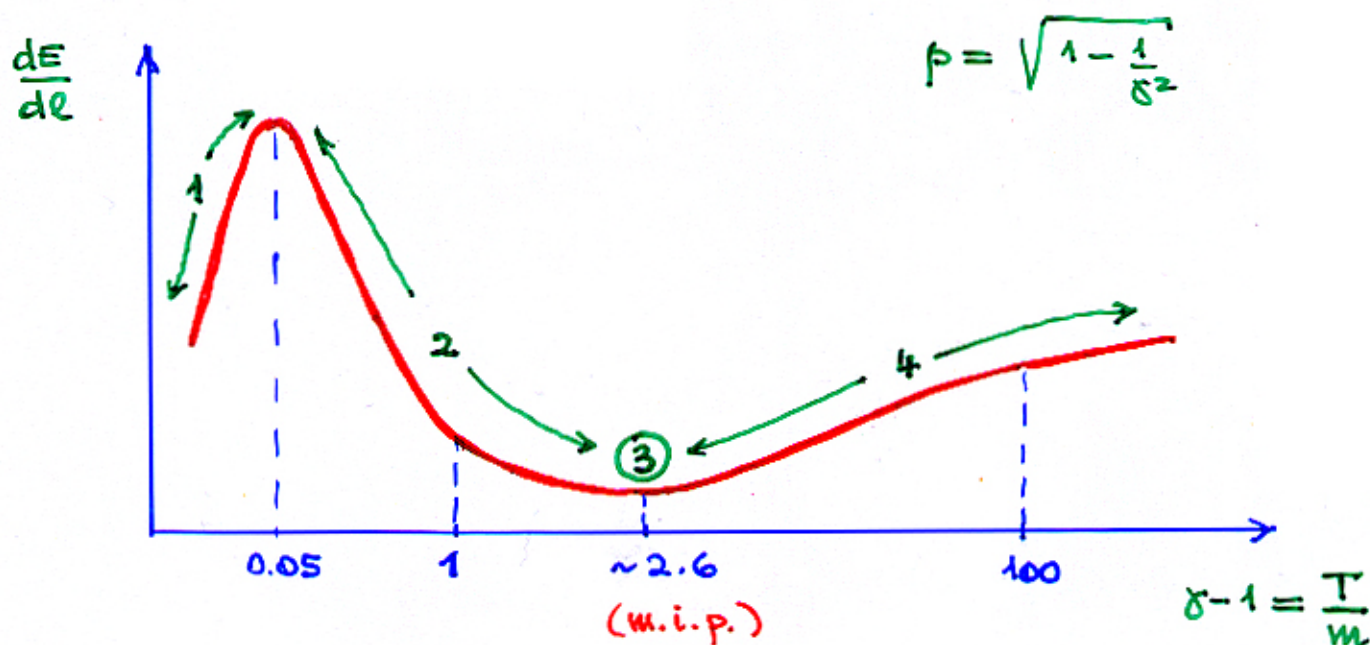
Quantità conveniente !! Per z NON troppo diversi

$\rightarrow z/A \sim \text{costante}$



$dE/d\ell \sim$ indipendente dal materiale !!

• dE/dx vs. E



1) $\beta < 0.3 \rightarrow \frac{dE}{d\ell} \propto \beta$

2) $0.3 < \beta < 0.96 \rightarrow \frac{dE}{d\ell} \propto \frac{1}{\beta^2}$

dependenza diversa per particelle diverse
 $\rightarrow$ discriminazione (P.I.D.)

3) $\beta = 0.96 \rightarrow$ minimo di ionizzazione (m.i.p.)

$\simeq$ costante per particelle della stessa carica

$(z=1 \quad \frac{dE}{d\ell} \big|_{\min} \simeq 2 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2})$

4) $\beta > 0.96 \rightarrow \frac{dE}{d\ell} \propto \ln \beta$

risalita relativistica $\rightarrow$ attenuata dall'effetto
 densità !!

B) ELETTRONI e POSITRONI

Piccola massa $\rightarrow$ diviene importante CS:
bremsstrahlung

1) **COLLISIONI (C1)**: meccanismo identico a quello per le particelle pesanti

2 differenze essenziali:

- NON più valida l'ipotesi che la particella incidente si mantiene sulla traiettoria iniziale ($M = m_e$)
- urto tra particelle identiche $\rightarrow$ modifiche di natura puramente quantistica:
indistinguishability



MODIFICHE alla B.B.

i) $W_M = \frac{T_e}{2}$ (T_e = en. cinetica e^-/σ incidente)

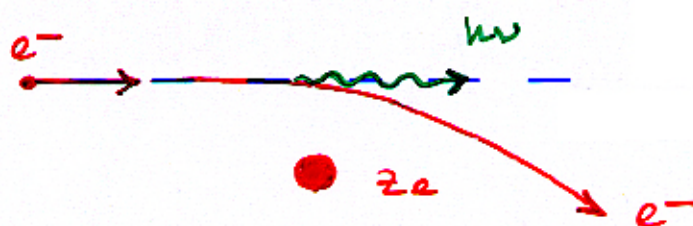
ii) $L(\beta) \rightarrow L_e(\beta) \neq L(\beta)$



- $\frac{dE}{dx} = 0.1535 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} L_e(\beta)$

$$L_e(\beta) = \ln \left[\frac{m^2}{2} \frac{(\gamma^2 - 1)^2}{I^2} \right] + F(\gamma)$$
$$- 8 - 2 \frac{c}{z}$$

2) BREMSSTRAHLUNG (C5): deflessione nel campo elettrico del nucleo atomico $\rightarrow$ emissione di radiazione e.m. (fotoni)



$$\sigma_{Br.} \propto Z^4 \frac{m^2}{M^2}$$

$\downarrow$ massa particella incidente

$e^+/e^- : M = m \rightarrow \sigma_{Br} (Z=20) \sim 1 \text{ barn}$

NB: $\sigma_{Br}^{(e)}/\sigma_{Br}^{(\mu)} = \left(\frac{m_\mu}{m}\right)^2 = 4 \times 10^4$

$\rightarrow$ Brems. importante solo per $e^\pm$ con $T > 10 \text{ MeV} \rightarrow$ luce di sincrotrone solo da macchine ad elettroni !!

— Perdita d'energia di e^- di energia E_0 :

$$\begin{aligned} - \frac{dE}{dx} \Big|_{Br.} &= N \int_0^{\nu_0} d\nu \, h\nu \frac{d\sigma(E_0, \nu)}{d\nu} \\ &= N E_0 \Phi_R \end{aligned}$$

$$\left(N = \rho \frac{N_A}{A} \quad ; \quad \nu_0 = \frac{E_0}{h} \right)$$

NB - $\frac{d\sigma}{dz} = \frac{1}{v} F(z)$ F dipende dal mezzo

$$\begin{aligned}\rightarrow \Phi_R &= \frac{1}{E_0} \int_0^{v_0} dv \, hv \, \frac{1}{v} F(z) \\ &= \frac{h}{E_0} F(z) \int_0^{v_0} dv = \frac{hv_0}{E_0} F(z) \\ &= F(z)\end{aligned}$$

i.e. Φ_R dipende solo dal materiale !!

- $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{c_1} \propto z \ln E_0$

$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{c_5} \propto z^2 E_0 \quad \Rightarrow \quad \frac{c_5}{c_1} \propto \frac{z E_0}{\ln E_0}$

- $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{c_1} \rightarrow$ emissione continua lungo cammino

$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{c_5} \rightarrow$ può essere tutta in 1 o 2 fotoni

$\Downarrow$

grandi fluttuazioni !!

- Energia Critica E_c

definita come energia per la quale risulta:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{c_1} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{c_5}$$

$E > E_c$: domina c_5 !!

BETHE - HEITLER $\rightarrow E_c \approx \frac{800}{z} \text{ MeV}$

- Lunghezza di Radiazione λ_0

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{br} = N E \phi_R \rightarrow -\frac{dE_{br}}{E} = N \phi_R dx$$

Limite di energie elevate:

- dominano perdite x corraggiamento
- ϕ_R indipendente da E



$$E = E_0 e^{-x/\lambda_0}$$

$$\lambda_0 = \frac{1}{N \phi_R}$$

$$\Rightarrow x = \lambda_0 \rightarrow E = \frac{E_0}{e}$$

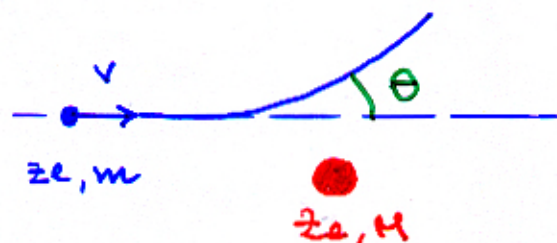
$$NB - t = \frac{x}{\lambda_0} \Rightarrow -\frac{dE}{dt} = E$$

i.e., in termini di t la perdita d'energia per corraggiamento è indipendente dal mezzo!!

	λ_0 (cm)	λ_0 (g/cm ²)	E_c (MeV)
ARIA	30050	36.20	102
Pb	0.56	6.37	9.51
Fe	1.76	13.84	27.4
Al	8.9	24.01	51.0
NaI	2.59	9.49	17.4
BGO	1.12	7.98	8.8

SCATTERING COLUMBIANO

C2: probabilità $\ll$ di quella delle collisioni C1

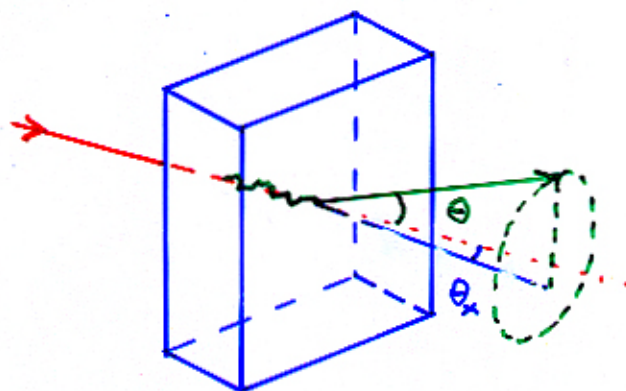


Sezione d'urto di RUTHERFORD

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{zeZe^2}{pv} \right)^2 \frac{1}{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

$1/\sin^4 \theta/2 \rightarrow$ collisioni con piccole deviazioni sono quelle + probabili. $M \gg m \rightarrow$ piccolo trasferimento d'energia al nucleo.

Particella segue percorso random a zig-zag nell'attraversare il materiale $\rightarrow$ Effetto netto: deflessione dalla traiettoria iniziale !!



- $N =$ n. medio di diffusioni all'interno del materiale $\rightarrow$ 3 regioni:
- **SINGLE**: assorbitore molto sottile $\rightarrow P(N > 1) \ll 1$
 $\Rightarrow$ valida la formula di RUTHERFORD
- **PLURAL**: $N < 20 \rightarrow$ caso + difficile da trattare: né RUTHERFORD, né metodi statistici sono applicabili
- **MULTIPLE**: $N \geq 20 \rightarrow$ caso + comune: se l'energia persa nella singola collisione è piccola posso applicare metodi statistici $\rightarrow$ calcolo della distribuzione di probabilità per l'angolo di deflessione totale in funzione dello spessore di materiale attraversato



trascuro prob. di scattering a grande angolo ($\theta > 10^\circ$) $\rightarrow$ approssimazione gaussiana:

$$P(\theta) d\Omega \approx \frac{2\theta}{\langle \theta^2 \rangle} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}\right) d\theta$$

$$(d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta \approx 2\pi\theta d\theta)$$

dove:

$$\langle \theta^2 \rangle = \int d\Omega \theta^2 P(\theta)$$

• ELETTRONI

- $m_e \ll M \rightarrow$ alta prob. di scattering a **grande angolo** $\rightarrow$ prob. di scattering all'indietro non trascurabile

- Prob. di backscattering:

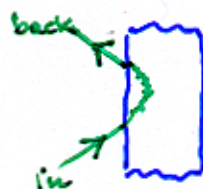
i) cresce con Z

ii) cresce con $1/\beta$

iii) dipende dall'incidenza: prob. + alta per e^- obliqui

ALBEDO:

$$\eta = \frac{I_{\text{back}}}{I_{\text{in}}}$$



(può anche arrivare a 0.8 !!)

NB - $T_e > 20 \text{ MeV} \rightarrow \eta \approx 0 \quad \forall Z$

- e^- backscattered rilasciano energia $\rightarrow$ segnale nel rivelatore $\rightarrow$ definizione di un albedo effettivo che dipende dal minimo segnale rivelabile dall'apparato

- Misura dell'attività di una sorgente β $\rightarrow$ la sorgente deve essere montata su supporto sottile per evitare che e^- emessi in direzione del supporto riemergano dalla superficie della sorgente

FOTONI

Radiazione neutra $\rightarrow$ collisioni anelastiche con e^- atomici sono impossibili

- Caratteristiche generali dell'interazione con la materia:

(a) raggi X e γ sono + penetranti di qualunque particella carica

(b) fascio di fotoni nell'attraversare un materiale NON subisce degradazione in energia, ma solo un'attenuazione d'intensità

- Interazioni:

A) EFFETTO FOTOELETTRICO

B) EFFETTO COMPTON (inclusi THOMSON e RAYLEIGH)

C) PRODUZIONE COPPIE e^+/e^-

D) REAZIONI NUCLEARI (trascurabili)

• $\sigma_T = \sigma_A + \sigma_B + \sigma_C \ll \sigma$ collisioni atomiche $\rightarrow$ (a)

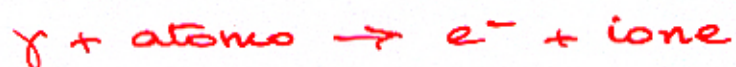
• $A+B+C \rightarrow$ rimozione fotone dal fascio $\rightarrow$ fotoni che attraversano rettilineamente il materiale sono quelli che NON hanno subito interazioni $\rightarrow$ (b) con attenuazione:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

$$\mu = f(Z) \propto \sigma_T$$

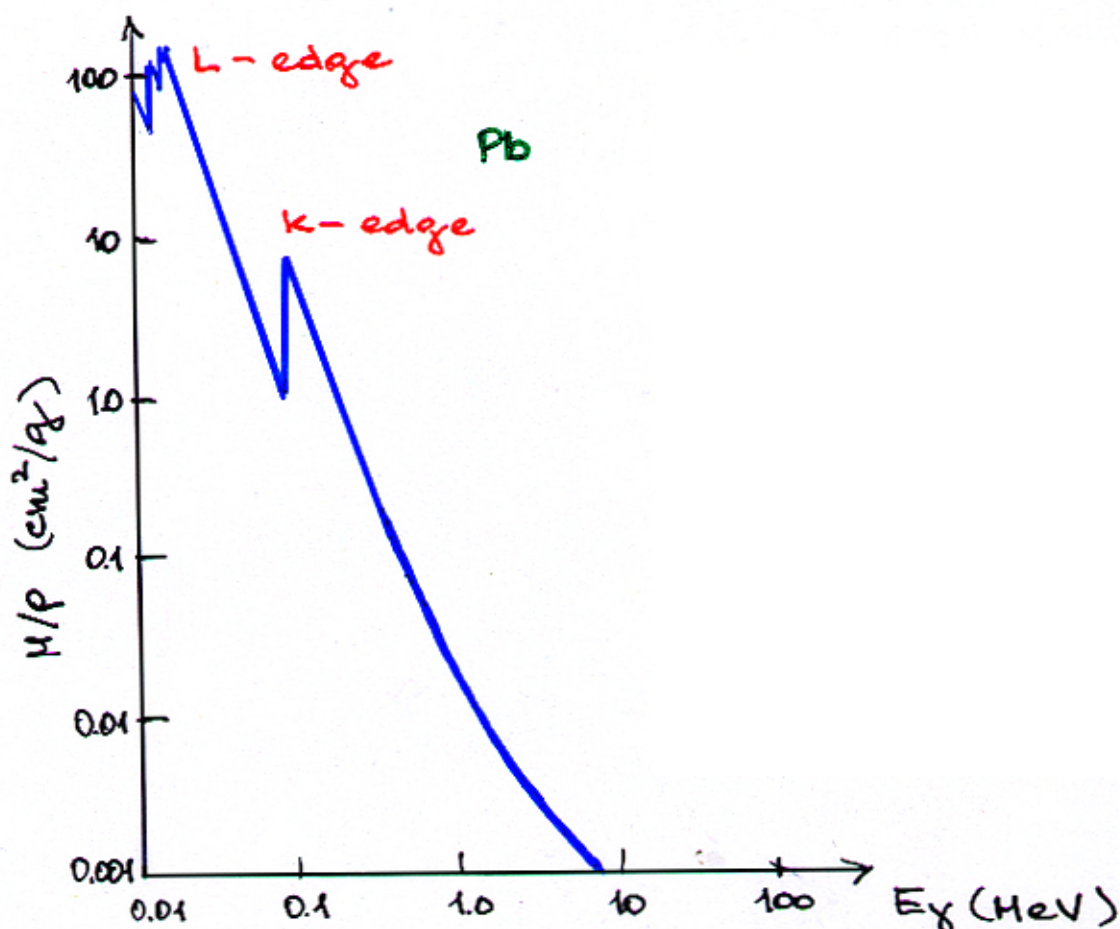
A) FOTODELETTRICO

- Assorbimento completo del fotone da parte di un e^- atomico $\rightarrow$ emissione di e^- di energia $E = h\nu - E_b$ (E_b = energia di legame)



Effetto dominante per $E_\gamma = h\nu > 100 \text{ keV}$

- Emissione dell' e^- $\rightarrow$ creazione di uno ione con vacanza in una delle shells $\rightarrow$ riempimento della vacanza da parte di un e^- libero e/o tramite riarrangiamento degli e^- atomici $\rightarrow$ emissione di ≥ 1 raggi X
- Coeff. assorbimento di massa vs. E_γ :



Absorption edges: discontinuità per valori di energia del fotone incidente = energie di legame degli e^- nelle varie shell atomiche

Edge ad energia + alta. $\rightarrow e^-$ che risiede nella shell + interna (K) - Edges ad energie minori per gli e^- che risiedono nelle shells + esterne (L, M, ...)

- Parametro $\epsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$

i) $\epsilon_L \leq \epsilon \leq \epsilon_K$: $\frac{\mu}{\rho} \propto \frac{1}{\epsilon^3}$

ii) $\epsilon_K < \epsilon \leq 1$: $\sigma_{ph} \propto \frac{Z^5}{\epsilon^{7/2}}$

iii) $\epsilon \gg 1$: $\sigma_{ph} \propto \frac{Z^5}{\epsilon}$

NB - Forte dipendenza da $Z \rightarrow$ materiali ad alto Z sia per schermi che per rivelatori di fotoni !!

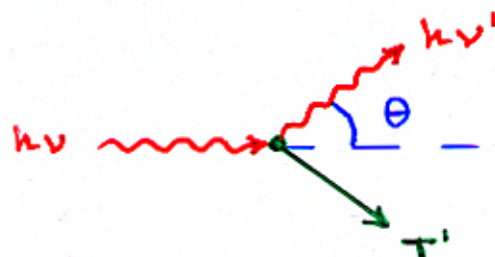
B) COMPTON

- Diffusione del fotone da parte di e^- quasi libero (la cui energia di legame può essere trascurata)



Processo importante per energie intorno a 1 MeV

- Cinematics:



$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \epsilon (1 - \cos\theta)}$$

$$T' = h\nu - h\nu' = m_e c^2 \frac{1 - \cos\theta}{1 + \epsilon (1 - \cos\theta)} \epsilon^2$$

NB - casi limite:

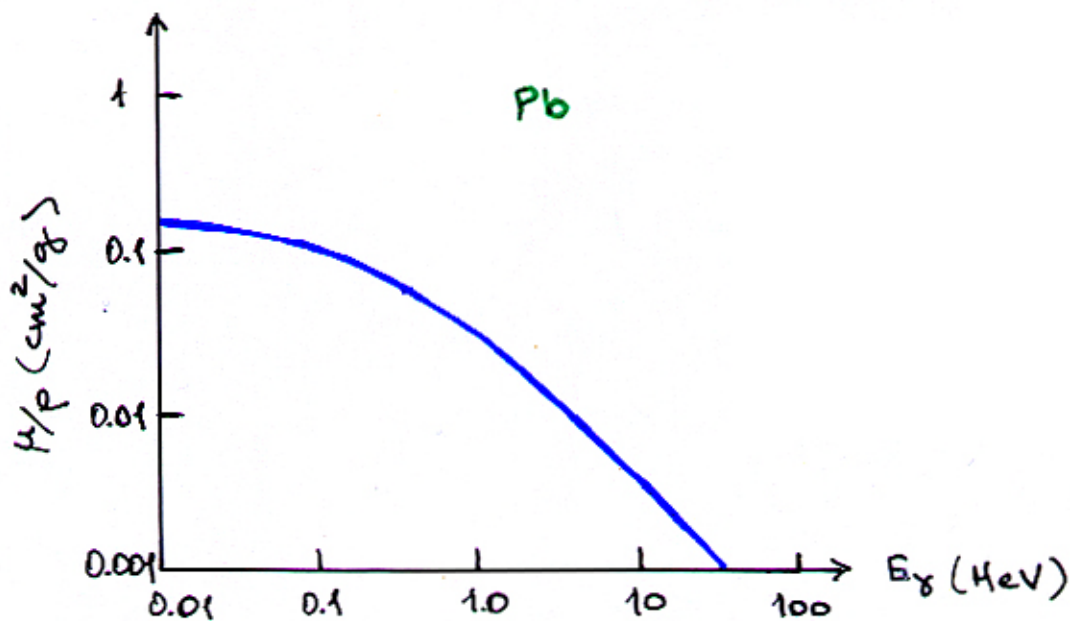
$$i) \theta \approx 0 \rightarrow \nu' \approx \nu ; T' \approx 0$$

$$ii) \theta = \pi \rightarrow h\nu' = \frac{h\nu}{1 + 2\epsilon}$$

$$T' = \frac{2m_e c^2 \epsilon^2}{1 + 2\epsilon} = h\nu \frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon}$$

(COMPTON edge)

- Coeff. d'assorbimento di massa vs. E_γ :



- Sezione d'urto totale $\rightarrow$ trattazione quantistica:
formula di KLEIN-NISHINA

Casi limite:

$$i) \epsilon \ll 1 : \sigma_c = \sigma_{Th} (1 - 2\epsilon)$$

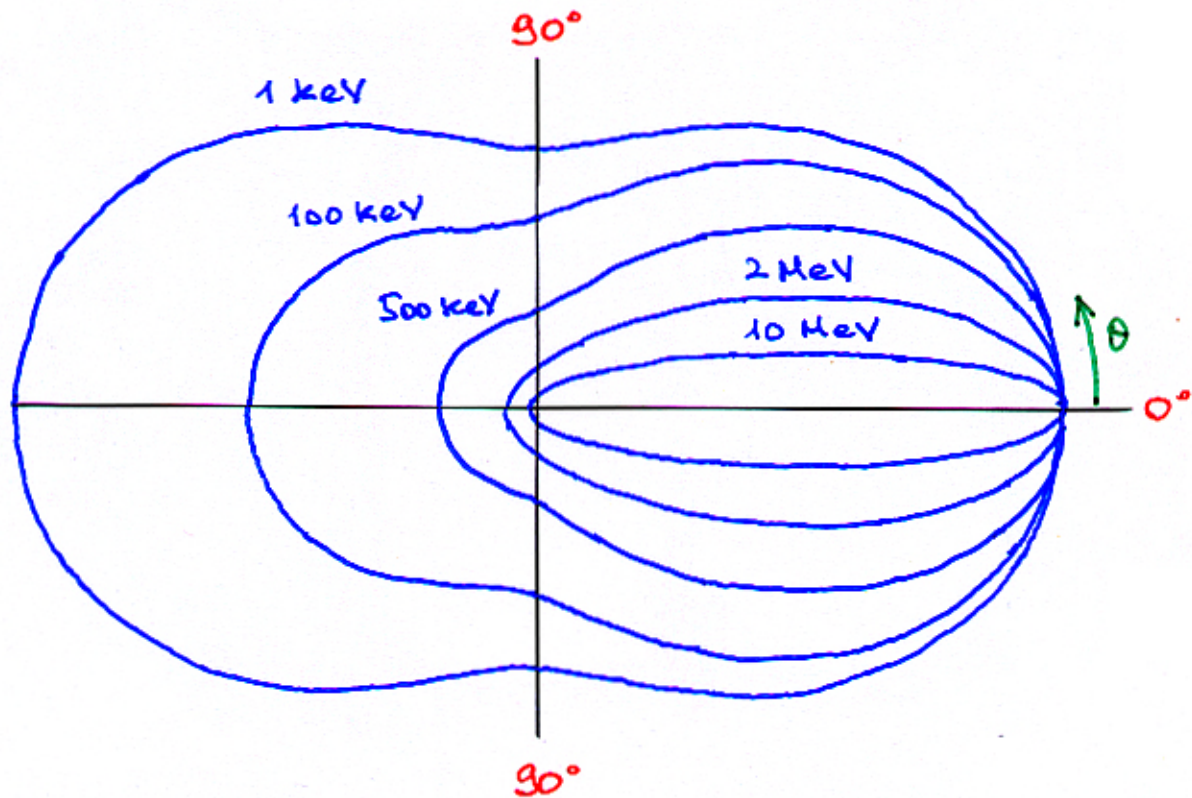
↓
sezione d'urto classica (THOMSON)

$$\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 665 \text{ nb}$$

(r_e = raggio classico e^- = 2.8 fm)

$$ii) \epsilon \gg 1 : \sigma_c = \frac{3}{8} \sigma_{Th} \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\epsilon \right)$$

- Distribuzione angolare fotone diffuso:



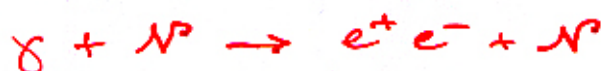
- basse energie ($\sim \text{keV}$): simmetria avanti - indietro $\rightarrow$ scattering THOMSON (B1): diffusione su e^- libero nel limite classico
- energie relativistiche ($\geq 2 \text{ MeV}$): distribuzione fortemente asimmetriche con esteso picco in avanti

NB - scattering RAYLEIGH (B2): scattering coerente sull'intero atomo

B1 + B2 $\rightarrow$ nessun trasferimento d'energia al mezzo: solo cambiamento di direzione del fotone - Trascurabili ad energie relativistiche

c) COPPIE e^+e^-

- Produzione di coppia e^+e^- per interazione del fotone con il campo coulombiano di un nucleo

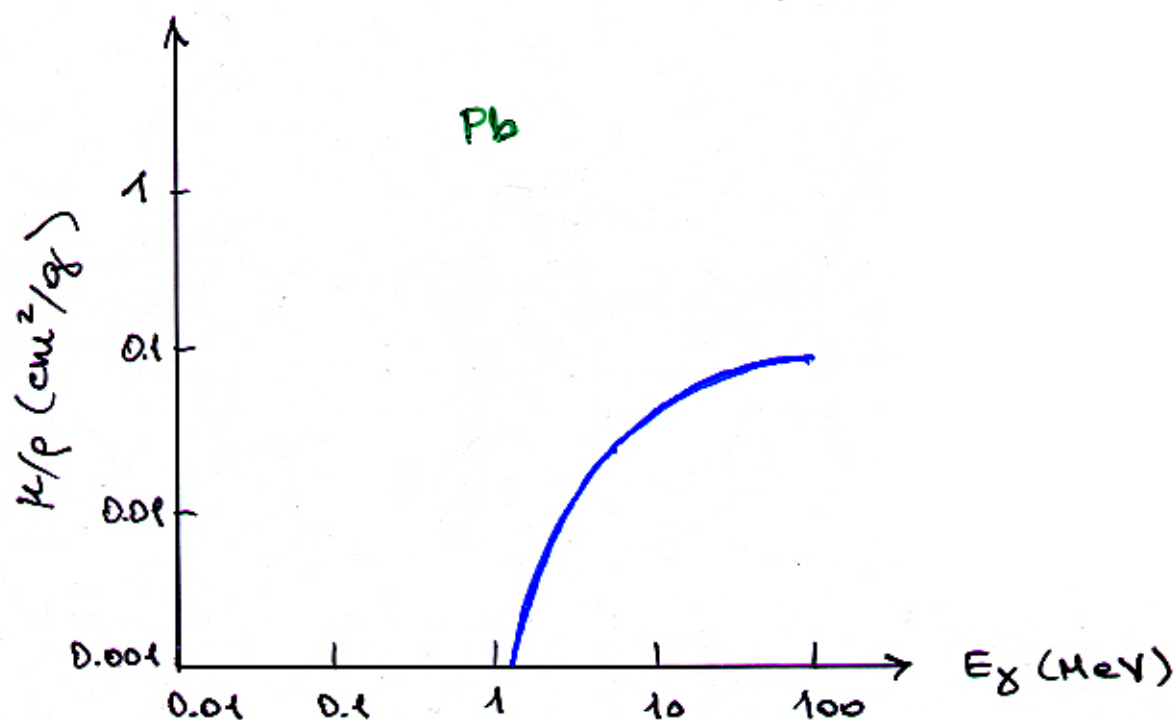


NB $\leftarrow$ reazione inversa (crossing) della bremsstrahlung $e^- N \rightarrow \gamma e^- N$

- a differenza di B $\bar{e}$ è un processo a soglia: $E_\gamma \geq 2m_e$ ($\sim 1 \text{ MeV}$)

Processo dominante per $E_\gamma > 2 \text{ MeV}$

- Coeff. di assorbimento di massa vs. E_γ



- sezione d'urto totale :

$$i) \quad 2 \ll E < \frac{137}{Z^{1/3}}$$

$$\sigma \propto Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln 2E - \frac{109}{54} \right)$$

$$ii) \quad E \gg \frac{137}{Z^{1/3}}$$

$$\sigma \propto Z^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right]$$

↓

valore asintotico del coeff. di assorbimento
di massa $\times$ produzione di coppie :

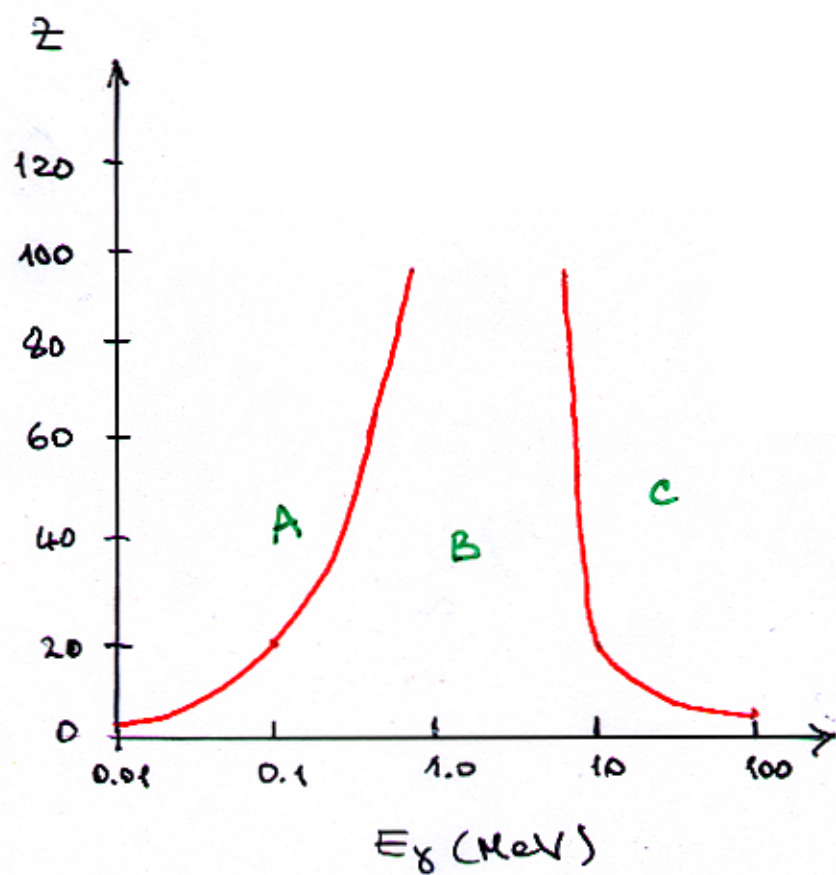
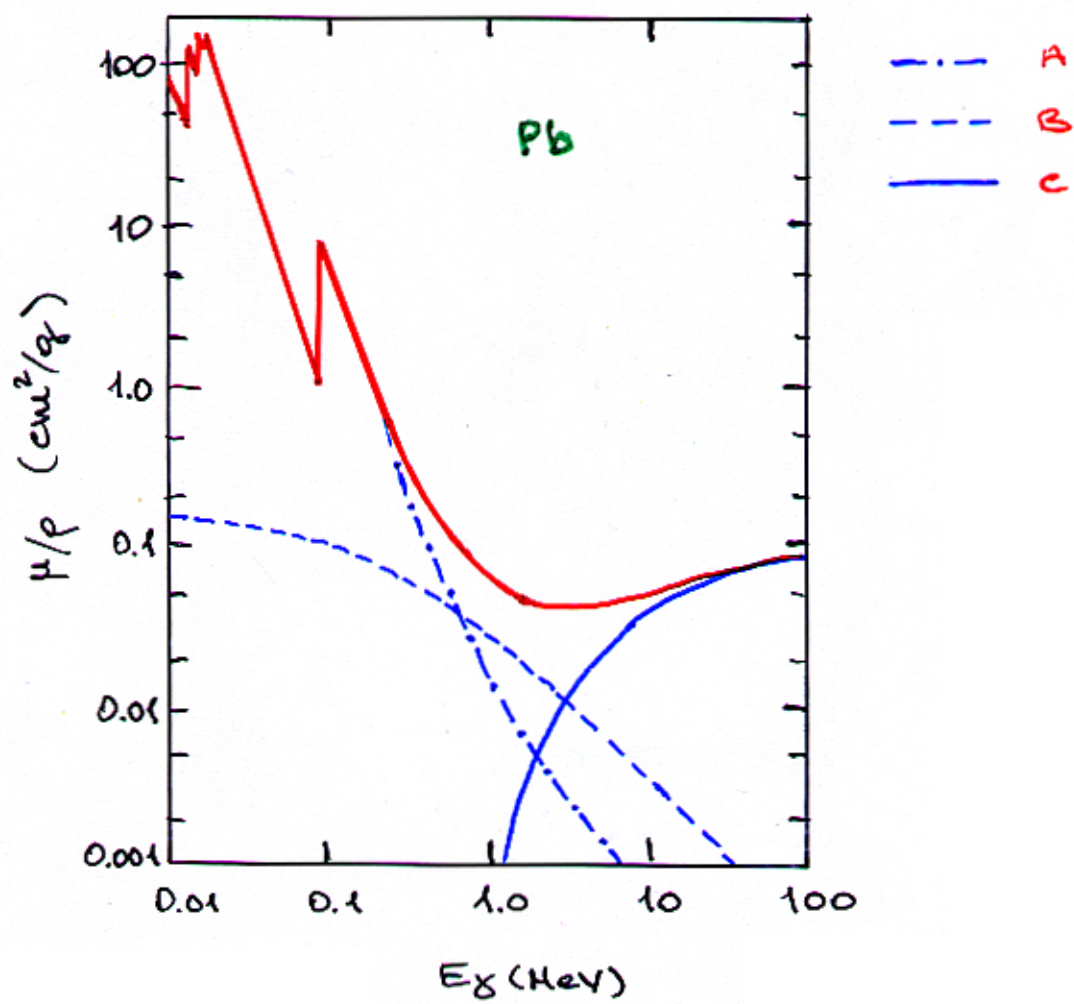
$$\frac{\mu_p^{as.}}{\rho} = \frac{7}{9} \frac{1}{X_0}$$

$\Rightarrow$ ulteriore interpretazione della lunghezza
di radiazione X_0 : per fotoni di alta
energie $\bar{e}$ lo spessore di materiale dove
la creazione di coppie avviene con prob.

$$P = 1 - e^{-7/9} \simeq 54\%$$

NB : produzione di coppie nel campo dell' e^- atomico

$\rightarrow$ come $\times$ bremsstrahlung: $Z^2 \rightarrow Z(Z+1)$



INTERAZIONI E.M.

IONIZZ.	Z	$1/\beta^2$	—
BREHSS.	Z^2	E	$1/H^2$
FOTOELET.	$Z^4 - Z^5$	$1/E^{3/2} - 1/E$	—
COMPTON	Z	$\ln E/E$	—
COPPIE	Z^2	$\ln E$	—

RIVELATORI

- Principio generale:

particella di energia $E \rightarrow$ trasferimento di fE ($f \leq 1$) al rivelatore $\rightarrow$ conversione in forma di energia accessibile.

Rivelatori moderni $\rightarrow$ essenzialmente elettrici:
 fE convertita in impulsi elettrici $\rightarrow$ necessaria elettronica per il trattamento dell'info.

- Caratteristiche generali

A) SENSIBILITÀ: capacità di produrre segnale utilizzabile S per un dato tipo di radiazione di una data energia
NON esiste rivelatore sensibile a tutte le radiazioni di tutte le energie !!

Sensibilità dipende da:

- σ delle reazioni ionizzanti $\rightarrow$ probabilità di conversione di fE in forma di ionizzazione
- massa del rivelatore (ρ, V) $\rightarrow$ σ usualmente piccole $\rightarrow$ ρ e V determinano rate di interazione: la massa richiesta dipende dal tipo e dall'energia della radiazione

- rumore del rivelatore N_R - $I_{\text{m}} = \text{minima ionizz.}$
 × produrre segnale utilizzabile S è determinata da N_R del sistema rivelatore + elettronica → deve risultare $S \gg N_R$
- entrance window → comporta esistenza di una energia minima rivelabile

B) RISPOSTA

Interazione di una particella nel rivelatore → rilascio (praticamente istantaneo: $1\text{ps} \div 1\text{ns}$) di carica Q nel volume sensibile del rivelatore → raccolta della carica tramite campo elettrico:

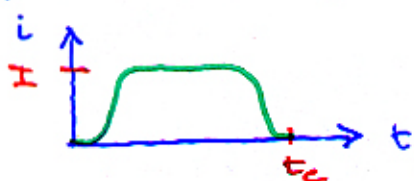
$t_c = \text{tempo di raccolta} \rightarrow$ dipende dal tipo di rivelatore !!

(Camera a ionizzazione $t_c \sim \text{ns}$
 Semiconduttore $t_c \sim \text{ps}$)

t_c riflette : - diversa mobilità dei portatori di carica
 - diversa entità del tratto percorso per arrivare all'elettrodo di raccolta



risposta del rivelatore : impulso di corrente



$$Q = \int_0^{t_c} dt \, i(t)$$

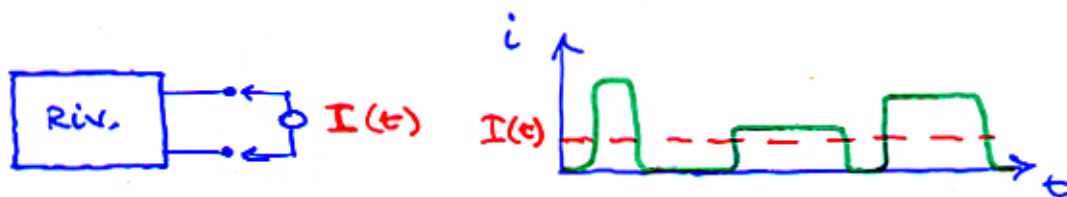
NB: situazione reale: molte particelle che interagiscono nell'unità di tempo

Alta rate $\rightarrow$ corrente deriva da + interazioni

Bassa rate $\rightarrow$ impulsi di corrente distinti

— 2 modi di operazione distinti x i rivelatori:

- CORRENTE: misura della corrente continua media prodotta dal rivelatore (DOSIMETRIA)



$$I(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t dt' i(t')$$

(T = tempo di risposta del circuito di misura)

$T \sim$ secondo $\rightarrow$ misuro corrente medio:

$$I \sim \bar{r} \bar{Q}_i$$

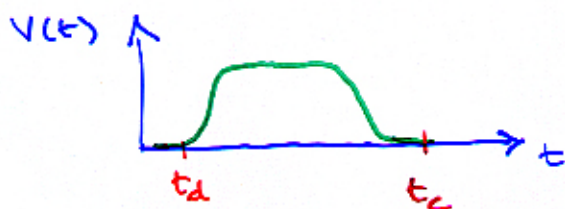
rate media $\leftarrow \bar{r}$ $\bar{Q}_i$ $\rightarrow$ carica media x interazione

- IMPULSO: registrazione di singolo impulso



NB - R e C tengono sia del rivelatore che del circuito di misura $\rightarrow$ maggior parte dei casi: $V(t)$ è il segnale di tensione su cui è basato il modo di operazione

- $\tau \ll t_c \rightarrow$ corrente che scorre in R = al valore istantaneo della corrente nel rivelatore $\rightarrow$ timing

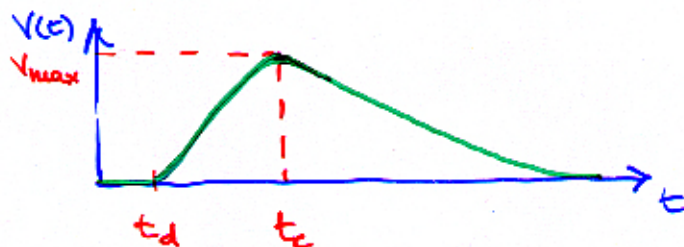


$$V(t) = R \cdot i(t)$$

- $\tau \gg t_c \rightarrow$ poca corrente fluisce in R durante la raccolta $\rightarrow$ corrente del rivelatore integrata da C



se intervallo di tempo tra eventi successivi è abbastanza grande C si scarica attraverso R $\rightarrow$ tensione su R ritorna a zero



$$V_{max} = \frac{Q}{C}$$

- tempo di salita $\rightarrow t_c$ (rivelatore)
- tempo di discesa $\rightarrow \tau$ (circuito)
- $C = \text{cost.} \rightarrow V_{max} \propto Q \propto \text{energia rilasciata}$

NB - regime **IMPULSO** è + conveniente:

- i) sensibilità + elevata (registro ogni singolo impulso)
- ii) ampiezza impulso contiene info importanti x applicazioni ($\tau \gg t_c$)

nel regime **CORRENTE** queste info sono perse !!



modo + comune d'operazione: **IMPULSO** $\oplus \tau \gg t_c$

c) SPETTRO d'AMPIEZZA

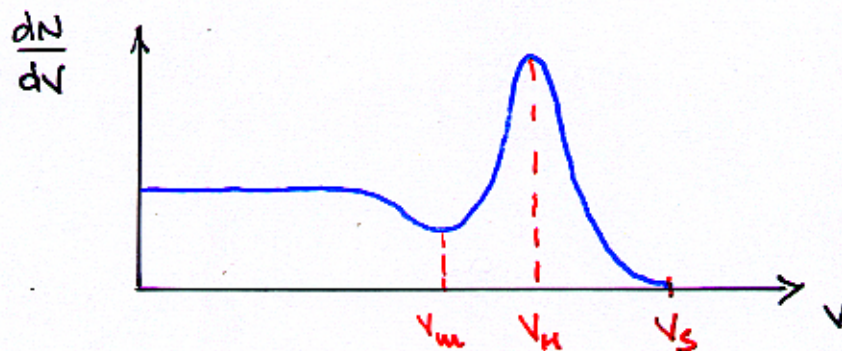
2 tipi distinti di spettri:

- **DIFFERENZIALE** - $\frac{dN}{dV}$ vs. V

V = ampiezza dell'impulso

N = n. impulsi di ampiezza $\in [V, V+dV]$

$\Rightarrow$ n. totale impulsi $N_0 = \int_0^{\infty} dV \frac{dN}{dV}$

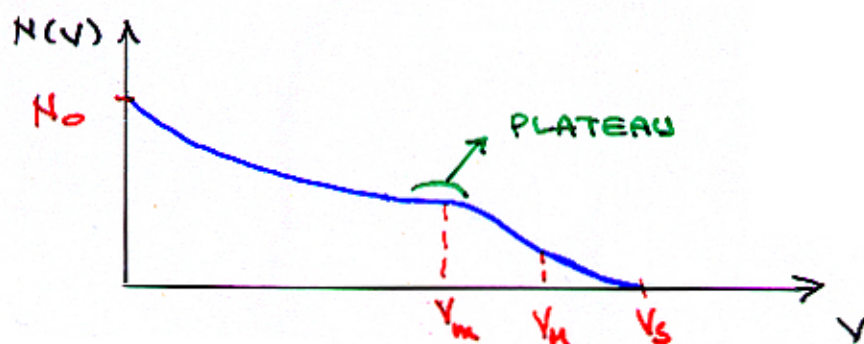


NB - $V > V_s \rightarrow \frac{dN}{dV} = 0$

- INTEGRALE - N vs. V

$N = n.$ impulsi di ampiezza $\geq V$

$$N(V) = \int_V^{V_s} dV' \frac{dN}{dV'}$$



NB - $N(V)$ è sempre monotona decrescente

- PLATEAU: pto in cui conviene operare: max stabilità su tempi lunghi $\rightarrow$ piccole variazioni del livello di discriminazione hanno minima incidenza sul n. di impulsi registrati (questo nel caso che uso il rivelatore come semplice contatore)

- Spettri d'ampiezza $\rightarrow$ FUNZIONE di RISPOSTA del rivelatore - Ad una certa energia determinata da:

- Interazioni subite dalla radiazione
(dipendono dal tipo e dall'energia della radiazione incidente)
- Tipo e geometria del rivelatore
(rivelatore che circonda la sorgente $\rightarrow$ recupero degli e^- backscattered)

→ Spettro osservato = convoluzione dello spettro in energia $S(E)$ della radiazione incidente e della risposta $R(V, E)$ del rivelatore

$$\frac{dN}{dV}(V) = \int dE S(E) R(V, E)$$



sarebbe conveniente avere $R(V, E) \propto \delta(E' - E)$

(δ di DIRAC :

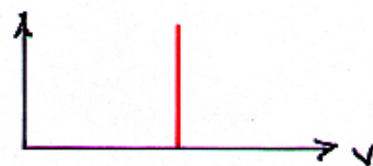
$$\begin{aligned} \delta(x) &= 0 & x \neq 0 \\ \delta(x) &= \infty & x = 0 \end{aligned})$$

D) RISOLUZIONE ENERGETICA : R

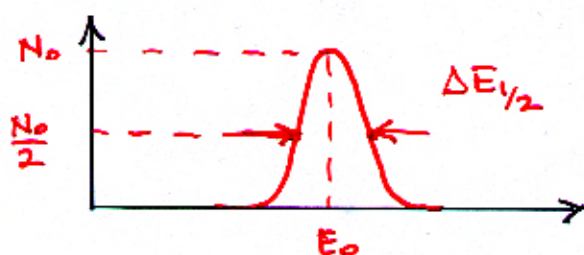
Capacità del rivelatore di distinguere energie vicine

- Misura: fascio monocromatico che incide sul rivelatore → osservazione dello spettro risultante

Caso Ideale : δ di DIRAC



Caso Reale : fluttuazioni nel n. di eccitazioni e ionizzazioni → spettro gaussiano



$$R = \frac{\Delta E_{1/2}}{E_0}$$

(FWHM)

- Natura Poissoniana del processo di ionizzazione

W = energia media richiesta x 1 ionizzazione

→ funzione solo del tipo di materiale di cui è fatto il rivelatore → particella che deposita energia E compie in media

$$J = \frac{E}{W} \quad \text{ionizzazioni}$$

cresce E → cresce J → fluttuazioni

relative $\frac{\sqrt{J}}{J} = \frac{1}{\sqrt{J}}$ + piccole !!

$$R \propto \frac{1}{\sqrt{J}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$$

- Ulteriori sorgenti di fluttuazioni

→ rumore elettronico

→ deriva delle caratteristiche del sistema

IPOTESI : fluttuazioni indipendenti

$$\begin{aligned} (\Delta E_{1/2})_{\text{Tot.}}^2 &= (\Delta E_{1/2})_{\text{stat.}}^2 + (\Delta E_{1/2})_{\text{Noise}}^2 \\ &+ (\Delta E_{1/2})_{\text{Der.}}^2 + \dots \end{aligned}$$

Es : γ da 1 MeV → NaI : $R \sim 8\%$
GeLi : $R \sim 0.1\%$

E) EFFICIENZA

2 tipi di efficienza:

- ASSOLUTA $E_T = \frac{N_R}{N_S}$

N_R = n. impulsi rivelati

N_S = n. particelle emesse dalla sorgente

funzione di:

- geometria del rivelatore
- prob. d'interazione nel rivelatore

- INTRINSECA $E_i = \frac{N_R}{N_i}$

N_i = n. particelle incidenti sul rivelatore

funzione solo della prob. d'interazione →
dipende da:

- tipo di radiazione
- energia della radiazione
- materiale costituente il rivelatore

NB → $E_T \rightarrow E_i$ elimina dipendenza geometrica:
in realtà ancora debole dipendenza dalla
distanza sorgente - rivelatore

- $\Delta\Omega$ = angolo solido sotteso dal rivelatore

→ $E_T = E_i \frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ (x emissione isotropa)

F) TEMPO MORTO τ

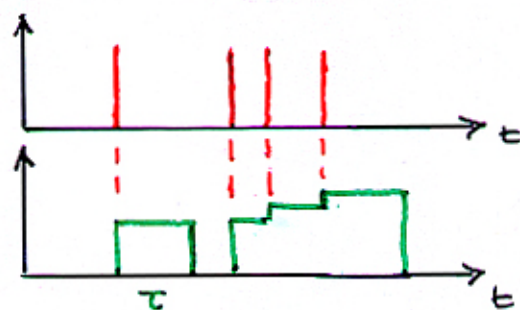
- Minimo intervallo di tempo tra 2 eventi affinché possano essere registrati come eventi separati

Durante questo tempo il rivelatore può essere:

- **INSENSIBILE** $\rightarrow$ qualunque evento che arriva entro τ è **perduto**
- **SENSIBILE** $\rightarrow$ sovrapposizione di eventi
 $\rightarrow$ **PILE-UP**: distorsione del segnale $\rightarrow$ perdo info su entrambi

τ è determinato da ogni elemento del sistema di rivelazione, in particolare della elettronica di processamento

- **Ipotesi**: τ è lo stesso $\forall$ evento $\rightarrow$ 2 modelli:
 - **ESTENDIBILE**: arrivo di un segnale durante un periodo di tempo morto estende tale periodo aggiungendo il suo τ a partire dall'istante d'arrivo



eventi

tempo morto

Solo eventi separati da intervallo di tempo $> \tau$
sono accettati:

$$\mu = \text{rate sorgente} \rightarrow P(t) = \mu e^{-\mu t}$$

$\downarrow$

$\rightarrow$ prob. di intervallo lungo t

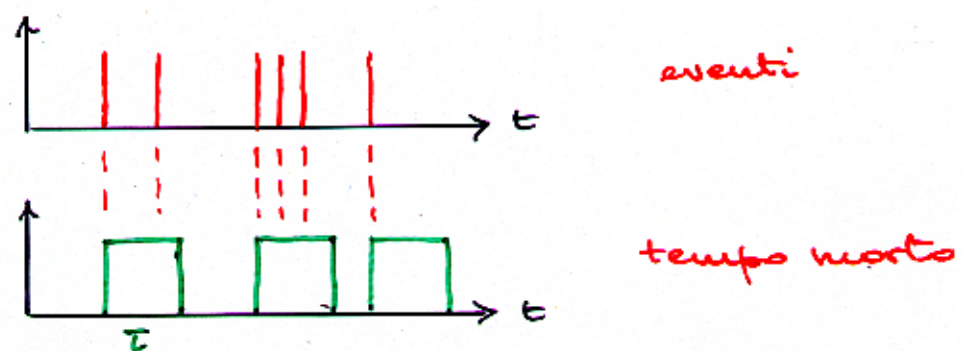
$$P(t > \tau) = \int_{\tau}^{\infty} dt P(t) = e^{-\mu \tau}$$

$\Rightarrow$ n. eventi osservati in un tempo T :

$$K = \mu T e^{-\mu \tau}$$

$\rightarrow$ rate osservata: $\mu = \frac{K}{T} = \mu e^{-\mu \tau}$

- **NON ESTENDIBILE**: arrivo di un secondo evento durante τ NON è registrato



tempo morto accumulato durante T :

$$K \tau$$

$\Rightarrow$ eventi persi $= \mu K \tau$

$$\mu T = \mu K \tau + K \Rightarrow \mu = \frac{\mu}{1 + \mu \tau}$$

RIVELATORI a SCINTILLAZIONE

- Materiale scintillante che è otticamente accoppiato ad un fotomoltiplicatore o direttamente o via una guida di luce

Passaggio della radiazione attraverso lo scintillatore
→ eccitazione di atomi e molecole →
emissione di luce → raccolta e trasmessa
ad un fotomoltiplicatore (PMT) → convertita
in una corrente elettrica → analizzata da
un sistema elettronico

- Caratteristiche salienti:

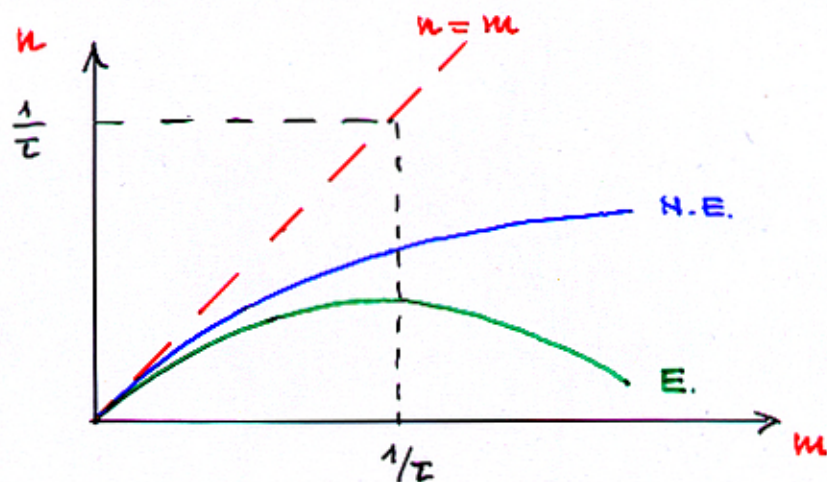
- **SENSIBILITA' all'ENERGIA**

Al di sopra di una certa energia minima, comportamento lineare dello scintillatore rispetto all'energia depositata, i.e. luce prodotta è direttamente proporzionale all'energia che lo ha eccitato

PMT lineare → ampiezza del segnale elettrico finale $\propto$ a questa energia → strumento adatto per fare spettrometria

- **RISPOSTA VELOCE**

Tempi di risposta e recupero sono brevi rispetto a quelli di altri rivelatori → adatto per info temporali (timing)



Modello ESTENDIBILE è NON UNIVOCO !!

NB - limite di banda rate: $m \ll 1/\tau$

$$E \rightarrow n \approx m (1 - m\tau)$$

$$NE \rightarrow n \approx m (1 - m\tau)$$

i.e., i 2 modelli COINCIDONO per piccoli valori del tempo morto

— PROBLEMA: a quale categoria appartiene un dato sistema di rivelazione?

Alcune parti del sistema sono descrivibili con il modello E ed altre con il modello NE - Inoltre il tempo morto può dipendere dalla forma dell'impulso, dalla rate, etc.

SOLUZIONE: aggiunta di un circuito di blocco, i.e. circuito il cui tempo morto è > di quello degli altri elementi del sistema (INHIBIT) Rallento il sistema ma elimino ambiguità
E - NE

Velocità di risposta → piccolo tempo morto
→ sopporta alta rate

- **DISCRIMINAZIONE di FORMA**

In certi scintillatori particelle diverse producono impulsi di luce di **forma diversa**: eccitazione di **meccanismi di fluorescenza diversa** per particelle di diverso **potere ionizzante**

1) **SCINTILLATORI**: esibiscono la proprietà di **luminescenza**: quando esposti a certe forme d'energia (**luce, calore, radiazione, ...**) assorbono e riemettono energia in forma di **luce visibile**

- **rimissione immediata** (entro 10 ns)
→ **fluorescenza**
- **rimissione ritardata** (qualche μs ÷ ore)
→ **fosforescenza**

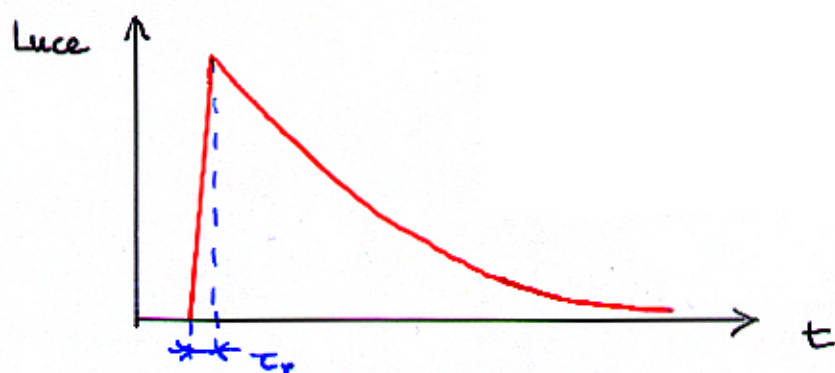
Andamento temporale del processo di rimissione:
esponenziale decrescente

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right)$$

N = n. fotoni emessi al tempo t

N_0 = n. totale di fotoni emessi

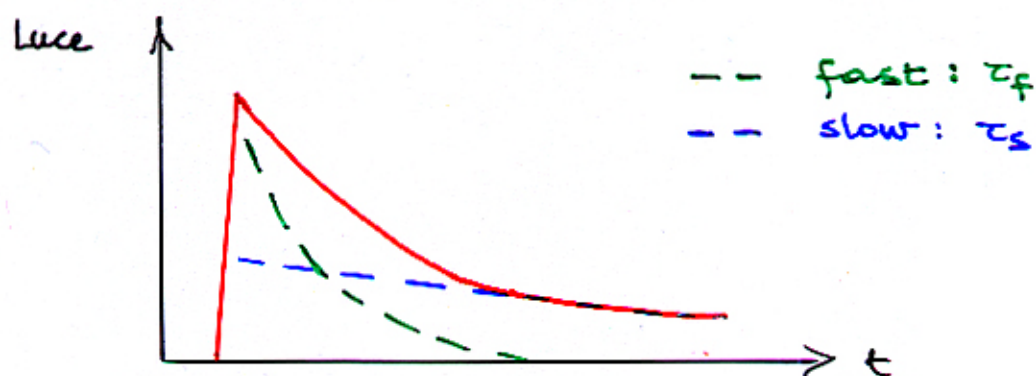
τ_d = **costante di decadimento**



NB - tempo di salita (τ_r) $\ll \tau_d$

In molti casi il comportamento è + complesso:

$$N = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right)$$



Coefficienti A e B dipendono dal materiale -
 Domina la componente fast !!

- Requisiti di un buon scintillatore:

- alta efficienza $\times$ la conversione $E \rightarrow$ Luce
- trasparenza alla sua luce di fluorescenza
- emissione in range spettrale consistente con la risposta spettrale dei PMT
- costante di decadimento piccola

- Tipi di scintillatori :

- cristalli organici ($C_{14}H_{10}$, $C_{14}H_{12}$, $C_{10}H_8$)
- liquidi organici ($C_{18}H_{14}$, $C_{24}H_{16}N_2O_2$)
- plastici (come liquidi ma con solvente solido)
- cristalli inorganici (NaI, CsI, BGO, BaF₂)
- gas (90% 3He + 10% Xe)
- vetri (silicati di Li e B)

A) ORGANICI

Composti di idrocarburi aromatici contenenti strutture ad anello benzenico condensate

- Caratteristica essenziale: tempo di decadimento molto breve ($< \text{qualche ns}$)
- Meccanismo di scintillazione: eccitazione di livelli molecolari in un materiale fluorescente primario che emette luce UV nella diseccitazione. Questa luce UV è facilmente assorbita nella maggior parte dei materiali organici → introduzione di 2° materiale fluorescente in cui luce UV è convertita in luce visibile (wavelength shifter)

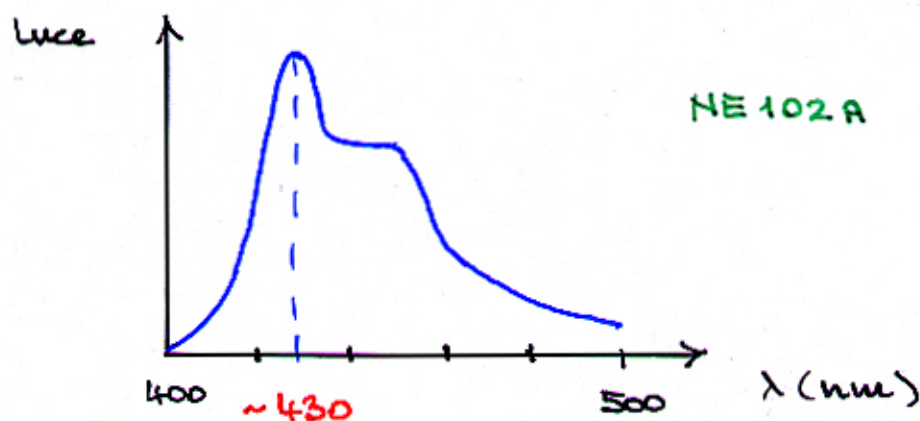
WS: spettro di assorbimento compatibile con quello di emissione del fluor. primario ⊕
spettro di emissione adattato alla risposta spettrale del PMT

- Particolarmente usati sono i plastici :
 - $\tau_d = 2 \div 3 \text{ ns}$
 - grande quantità di luce

Inoltre :

- facilmente sagomabili (film sottili, fogli larghi, blocchi, cilindri)
- basso costo

Facilmente attaccati da solventi organici (acetone). Resistenti ad acqua pura e colle al silicio



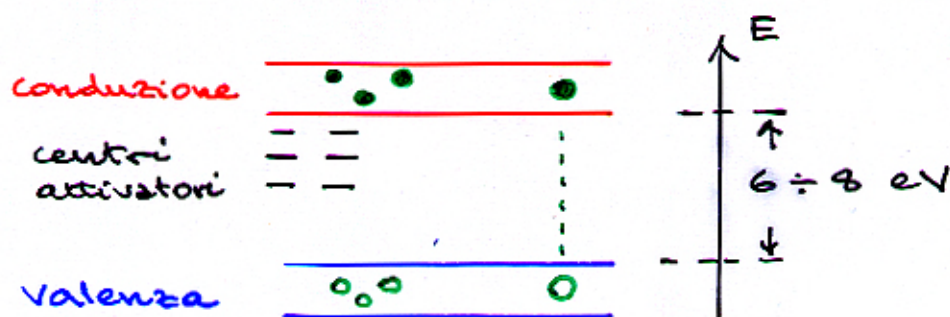
NB - acidi corrosivi producono incrinature nel materiale $\rightarrow$ uso di guanti !!

- basso Z $\rightarrow$ rivelazione di e^- !!

B) INORGANICI

Cristalli ionici dopati con centri attivatori
(centri di colore)

Schema livelli energetici:



Particelle ionizzante $\rightarrow$ produzione di elettroni liberi ($\bullet$), lacune libere ($\circ$) e coppie elettrone - lacuna (eccitoni $\bullet\text{---}\circ$): portatori di carica in moto attraverso il reticolo fino a che incontrano centro attivatore A $\rightarrow$ trasformazione in centro eccitato A^* $\rightarrow$ decadimento $A^* \rightarrow A$ con emissione di luce

Tempo di decadimento di questa luce di scintillazione è dato dalla vita media dello stato eccitato A^* e dipende dalla temperatura secondo la legge:

$$\exp\left(-\frac{E_1}{k_B T}\right)$$

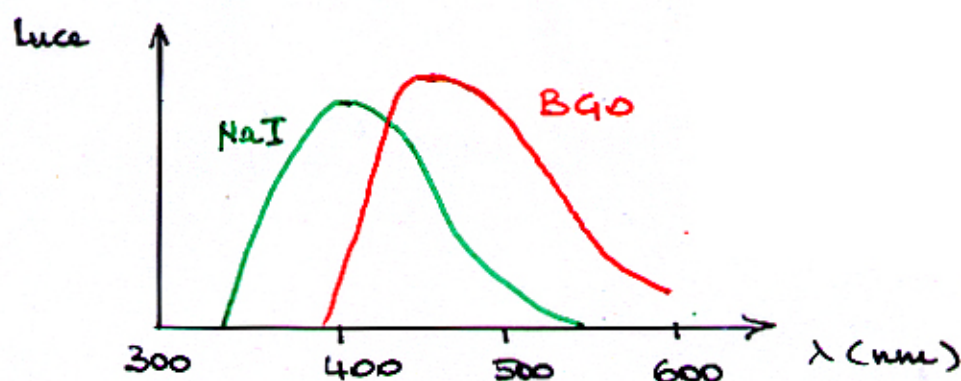
k_B = costante di BOLZMANN

E_1 = en. di eccitazione di A^*

- Frequentemente usati x rivelazione di raggi γ ed e^+/e^- di alta energia.

Luce di scintillazione $\Rightarrow$ di quella emessa da scintillatori organici $\rightarrow$ fluttuazioni statistiche nel n. di fotoni di scintillazione sono minori $\rightarrow$ migliore risoluzione energetica

- Risposta di luce:



- Risposta + lento di quella degli organici

Es: $\text{NaI} \rightarrow \tau_d \approx 250 \text{ ns}$

- Maggiore svantaggio: igroscopicità $\rightarrow$ necessità di contenitore protettivo

NB - scintillatore inorganico + usato: NaI (Te)

Te = centro attivatore: Tallio

$$\rho = 3.67 \text{ g/cm}^3$$

$$\lambda_{\text{max}} = 410 \text{ nm}$$

$$x_0 = 2.59 \text{ cm}$$

$$\text{L.Y.} = 4 \times 10^4 \frac{\text{fotoni}}{\text{MeV}}$$

$$E_c = 12.5 \text{ MeV}$$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{m.i.p.}} = 4.13 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$$

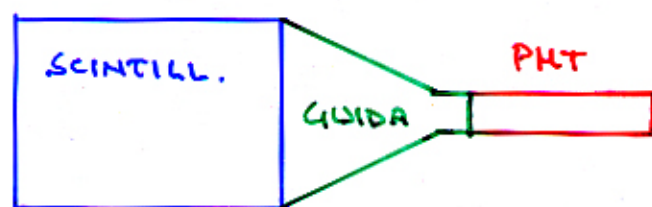
2) GUIDA di LUCE: sistema di trasporto della luce di scintillazione verso il PMT

Materiale plastico (plexiglas) opportunamente sagomato in modo da adattare la superficie di uscita dello scintillatore con quella d'ingresso del PMT $\rightarrow$ solo una frazione della luce prodotta arriva al PMT

$$r < \frac{f}{F}$$

f = area PMT

F = area scintillatore



- Allo scopo di aumentare la raccolta di luce si utilizzano geometrie + complicate: **twisted** $\rightarrow$ strisce separate di plexiglas attaccate all'estremità dello scintillatore e attorcigliate in modo da convergere nel PMT

Soluzione + moderna: luce blu dello scintillatore entra attraverso una gap di aria in una barra di **WS fluorescente** costituita da plexiglas dopato con molecole che assorbono nel blu ed emettono **nel verde isotropicamente**
Usata x scintillatori di grandi dimensioni

3) FOTOMOLTIPLICATORI

Tubi elettronici che convertono la luce in corrente misurabile

- Struttura schematica di un PMT → all'interno di un tubo di vetro ~~ottovuoto~~ si ha:

a) catodo di materiale fotosensibile
(converte fotoni in elettroni)

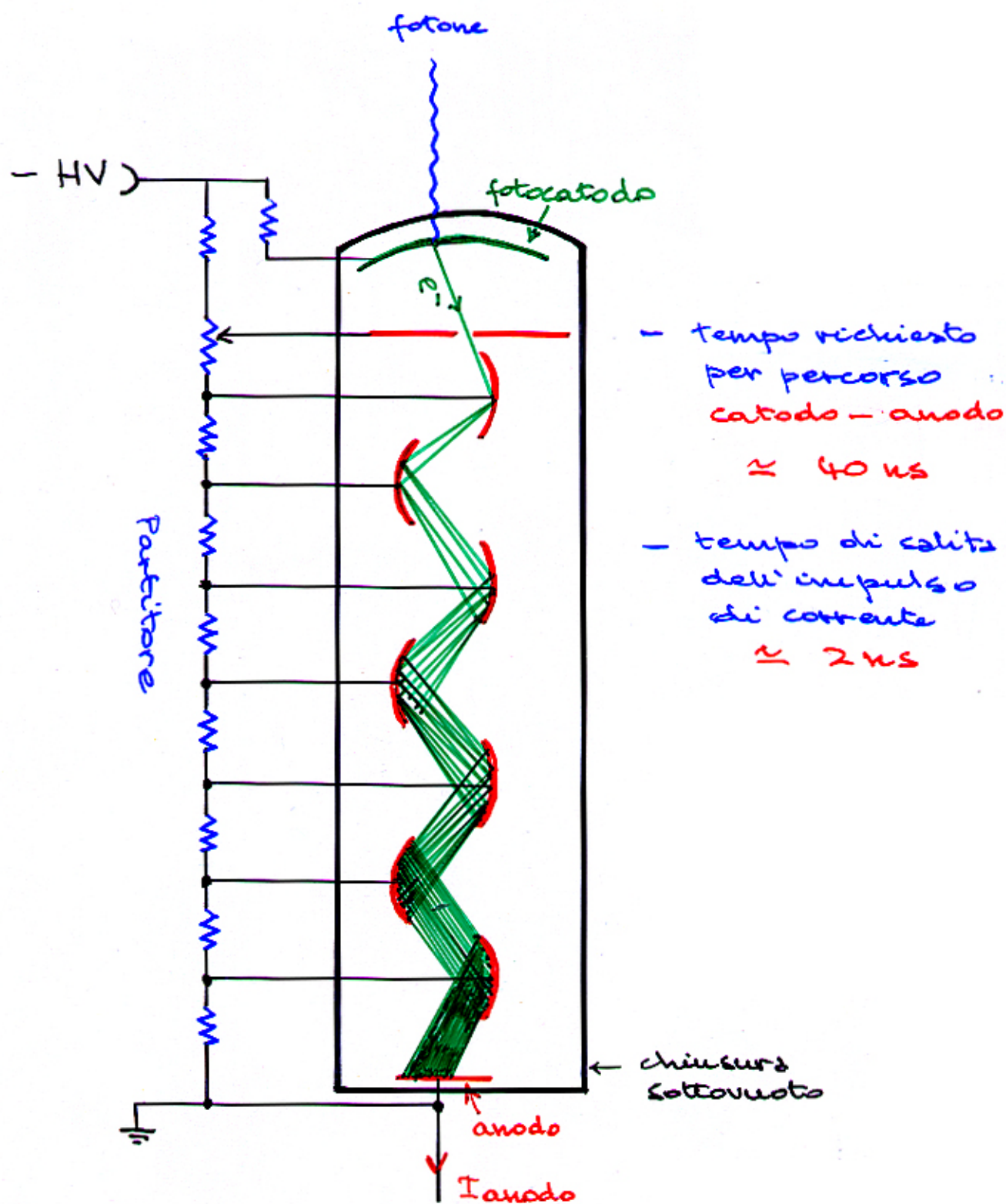
b) sistema di raccolta di elettroni

c) moltiplicatore di elettroni
(sistema di dinodi)

d) anodo di raccolta del segnale finale

In operazione una tensione (HV) è applicata al sistema catodo - dinodi - anodo tramite un partitore in modo da avere una d.d.p. a scala lungo la struttura

Funzionamento: fotone visibile colpisce fotocatodo → emissione e^- × effetto fotoelettrico → causa tensione applicata, questo e^- è accelerato ed indirizzato (b) verso il 1° dinodo → emissione di elettroni secondari che sono accelerati ed indirizzati verso dinodo successivo ⇒ formazione di cascata di e^- attraverso i dinodi (c) → raccolta della cascata all'anodo (d)



→ Fotocatodo: parametro fondamentale è efficienza quantistica

$$\eta(\lambda) = \frac{N_{ph.e.}}{N_{ph.i.}(\lambda)}$$

Materiale: Sb-Rb-Cs → $\lambda_m = 420 \text{ nm}$

$$\eta(\lambda_m) \approx 30\%$$

- Sistema raccolta d'ingresso : 2 requisiti
 - raccolta efficiente $\rightarrow$ maggior numero di e^- prodotti deve raggiungere il sistema di moltiplicazione, indipendentemente dal p.to di generazione sul fotocatodo
 - tempo impiegato dagli e^- per giungere sul 1° dinodo indipendente da p.to di generazione: influisce sulla risoluzione temporale del rivelatore

Realizzazione: particolari configurazioni di campo elettrico (quasi mai campi magnetici)

- Sistema di moltiplicazione: emissione e^- molto simile all'effetto fotoelettrico: fotone sostituito da $e^- \rightarrow$ guadagno di singolo dinodo $= \delta$
 $\Rightarrow$ guadagno totale:

$$G = \delta^N \quad (N = \text{n. dinodi})$$

Requisiti:

- Alto δ ($2 \div 3$)
- Stabilità dell'emissione secondaria
- Basso emissione termionica $\rightarrow$ basso rumore

Materiale: terra alcalina ($\times$ emissione secondaria) deposita su conduttore (applicazione di campo elettrico $\times$ accelerazione e^-) $\rightarrow$ lega Cu-Be

- **Partitore** : catena di resistenze dimensionate in modo da fornire la soluta d.d.p. tra i vari dinodi

Requisito fondamentale : impedire grosse variazioni di potenziale tra i dinodi dovute alla variazione di corrente nel tubo $\rightarrow$ variazioni nel guadagno totale e nella linearità del PNT

Corrente di bleeder = corrente che scorre nel partitore (I_b)

$$\frac{\Delta G}{G} \sim \frac{\langle I_{anodo} \rangle}{I_b}$$

$$I_b \sim 100 \langle I_{anodo} \rangle \quad \rightarrow \quad \frac{\Delta G}{G} \sim 1\%$$

Operazione in regime pulsato $\rightarrow$ correnti di picco $\gg I_b$ soprattutto negli stadi finali $\rightarrow$ cadute di potenziali transienti $\rightarrow$ Soluzioni:

- condensatori di disaccoppiamento negli stadi finali $\rightarrow$ forniscono carica durante i picchi di corrente e si ricaricano durante i periodi di no-picco
- Diodi Zener $\rightarrow$ forniscono tensione costante x correnti $>$ di una certa corrente minima di soglia
- Ad alta corrente, ulteriore HV esterna

- Sistema raccolta d'ingresso : 2 requisiti
 - raccolta efficiente $\rightarrow$ maggior numero di e^- prodotti deve raggiungere il sistema di moltiplicazione, indipendentemente dal p.to di generazione sul fotocatodo
 - tempo impiegato dagli e^- per giungere sul 1° dinodo indipendente da p.to di generazione: influisce sulla risoluzione temporale del rivelatore

Realizzazione: particolari configurazioni di campo elettrico (quasi mai campi magnetici)

- Sistema di moltiplicazione: emissione e^- molto simile all'effetto fotoelettrico: fotone sostituito da $e^- \rightarrow$ guadagno di singolo dinodo $= \delta$
 $\Rightarrow$ guadagno totale:

$$G = \delta^N \quad (N = \text{n. dinodi})$$

Requisiti:

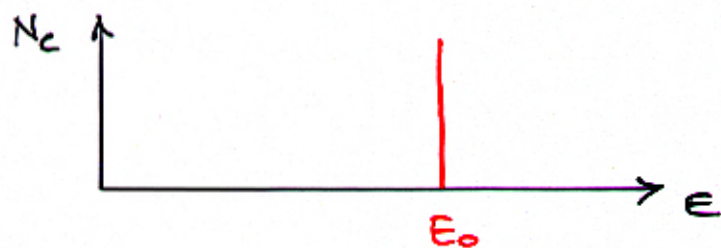
- Alto δ ($2 \div 3$)
- Stabilità dell'emissione secondaria
- Basso emissione termionica $\rightarrow$ basso rumore

Materiale: terra alcalina ($\times$ emissione secondaria) deposita su conduttore (applicazione di campo elettrico $\times$ accelerazione e^-) $\rightarrow$ lega Cu-Be

RISPOSTA SCINTILLATORE a ECCITAZIONE γ

Energia rilasciata dal fotone incidente è ceduta allo scintillatore dagli e^- secondari prodotti nei processi A, B, C attraverso i meccanismi di ionizzazione ed eccitazione $\rightarrow$ importanza delle dimensioni dello scintillatore

Scintillatore ∞ : energia E_0 del fotone sarebbe totalmente assorbita e se lo scintillatore avesse risoluzione ∞ ($\Delta E/E_0 = 0$) la risposta assomiglierebbe ad una δ di DIRAC



tutti i γ incidenti depositano tutta la loro energia all'interno dello scintillatore !!

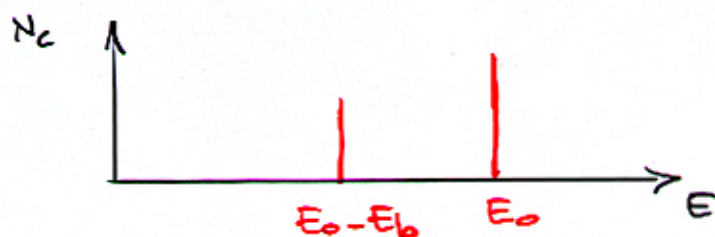
Scintillatore di dimensioni finite : risposta + complicata $\rightarrow$ assorbimento deve essere analizzato nelle sue componenti

ASSORBIMENTO FOTOELETTRICO $\rightarrow e^- + \text{raggi X}$

2 casi possibili :

- 1 - raggi X riassorbiti e/o producono altri fotoelettroni
- 2 - raggi X NON interagiscono ma sfuggono all'esterno dello scintillatore

- evento 1 $\rightarrow$ assorbimento completo;
 evento 2 $\rightarrow$ energia depositata $< E_0$: $T = E_0 - E_b$
 $\rightarrow$ picco detto di fuga

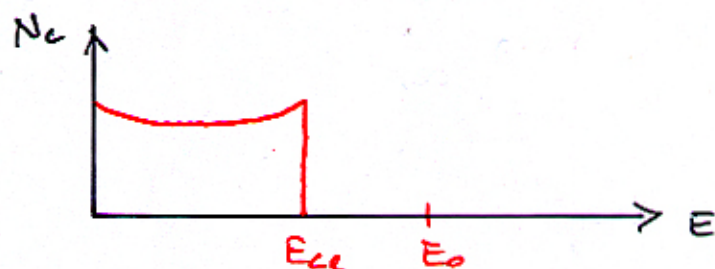


- NB - causa risoluzione finita il picco di fuga è visibile in NaI (Tl) solo per $E_0 < 100 \text{ keV}$
- altezza relativa dei due picchi è sensibilmente influenzata dal punto, all'interno dello scintillatore, in cui avviene l'interazione $\rightarrow$ dipenderà dalle dimensioni del cristallo e dall'angolo d'incidenza del fotone sul rivelatore

ASSORBIMENTO per COMPTON $\rightarrow e^- + \gamma$

e^- : spettro continuo tra $E=0$ ed $E=E_{ce}$

$$E_{ce} = \frac{E_0}{1 + \frac{1}{2E}} \quad (\text{COMPTON edge})$$



$\gamma \rightarrow$ 3 casi possibili:

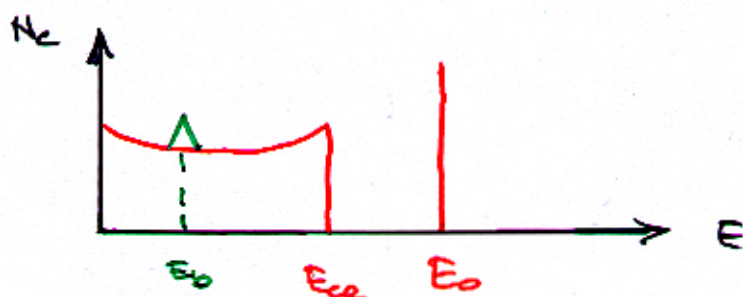
1- assorbito $\times$ effetto fotoelettrico

2- assorbito $\times$ successive interazioni Compton e fotoelettrico

3- fuga dal rivelatore

eventi 1 e 2 $\rightarrow$ nella regione del picco di assorbimento totale

evento 3 $\rightarrow$ spettro continuo da 0 a E_{ce}



NB - fotoni della sorgente che subiscono diffusione Compton sul materiale circostante il rivelatore (ad es. l'involucro): se tale diffusione avviene con $\theta = \pi$ e il fotone diffuso rientra nel volume sensibile $\rightarrow$ energia:

$$E_b = \frac{E_0}{1+2E} < E_{ce}$$

se il fotone diffuso è assorbito completamente $\rightarrow$ backscattering peak a $E = E_b$

ASSORBIMENTO per CREAZIONE di COPPIE e^+e^-

Fotone di energia $E_0 > 2m_e$ → apertura canale di creazione e^+e^- di energia totale $E_p = E_0 - 2m_e$

e^- : assorbito nel rivelatore

e^+ : dissipa tutta l'energia e, quando fermo, si annichila con un e^- del mezzo → produzione di 2 fotoni di $E_\gamma = 0.511 \text{ MeV}$ ciascuno

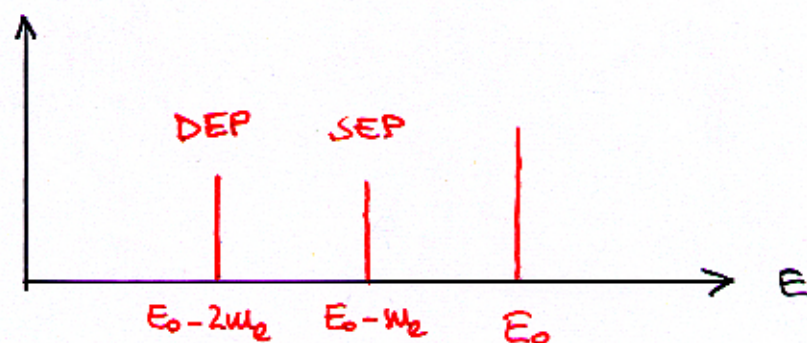
Destino della coppia di fotoni:

- 1 - entrambi assorbiti (fotoelettrico e/o Compton)
- 2 - uno assorbito e l'altro fugge senza subire alcuna interazione
- 3 - fuggono entrambi

evento 1 → fotopico

evento 2 → picco ad energia $E_0 - m_e$ (SEP)

evento 3 → picco ad energia $E_0 - 2m_e$ (DEP)



BIBLIOGRAFIA

- W.R. LEO - Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
(Springer - 1987)
- G.F. KNOLL - Radiation Detection and Measurement
(John Wiley & Son - 2000)