

Interazione Radiazione - Materia

Indice

➤ **Concetti preliminari**

grandezze fondamentali e loro unità di misura, sezione d'urto, cammino libero medio

➤ **Interazioni delle Particelle Cariche**

particelle pesanti, elettroni e positroni
ionizzazione, scattering coulombiano, irraggiamento

➤ **Interazioni dei Fotoni**

effetto fotoelettrico, Compton, creazione coppie e^+e^-

Concetti preliminari

1. Grandezze fondamentali

Energia E [eV] – energia acquisita da un elettrone sottoposto alla d.d.p. di 1 Volt

$$1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J} \quad \text{Multipli: keV, MeV, GeV, TeV, ...}$$

Massa a riposo m [eV/c²] – misurata tramite $E = mc^2$

$$1 \text{ eV}/c^2 = 1.78 \times 10^{-36} \text{ kg}$$

Impulso p [eV/c] – misurata tramite $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$

$$1 \text{ eV}/c = 0.535 \times 10^{-27} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$$

Concetti preliminari

2. Sorgenti radioattive

2 parametri fondamentali:

❖ **Attività** – n. di decadimenti al secondo → Becquerel (Bq)

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ dec./s}$$

N.B. – vecchia unità: Curie (Ci) → $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ dec./s}$

❖ **Costante di decadimento** – velocità di decadimento

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad [\lambda] = t^{-1}$$

Concetti preliminari

Grandezze derivate da λ :

- **vita media** τ - intervallo di tempo dopo il quale il n. iniziale di nuclei si è ridotto di un fattore **e**

$$\tau = \lambda^{-1}$$

- **tempo di dimezzamento** $t_{1/2}$ - intervallo di tempo dopo il quale metà dei nuclei iniziali è decaduta

$$t_{1/2} = \tau \ln 2 \cong 0.693 \tau$$

Concetti preliminari

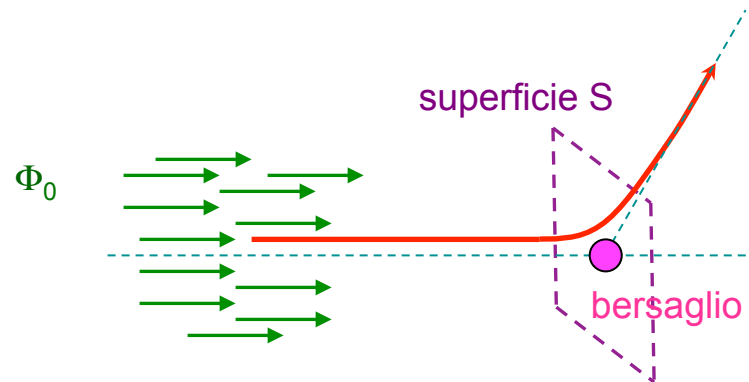
3. Sezione d'urto misura della **probabilità** che si verifichi un certo processo d'interazione

Fasci di particelle → **Flusso Φ** - n. particelle per unita' di tempo e di area

$$[\Phi] = t^{-1} L^{-2}$$

Fascio di particelle che incide su un bersaglio :

- Ipotesi** – fascio molto + esteso del bersaglio;
- particelle distribuite in modo uniforme nello spazio e nel tempo
 - si considera solo il flusso incidente (uniformemente) su una superficie trasversa S



Superficie S \perp alla direzione del fascio

Probabilità di colpire il bersaglio:

$$P = \frac{\text{proiezione del bersaglio su } S}{\text{Superficie trasversa } S} = \frac{\sigma}{S}$$

sezione d'urto



Numero particelle che colpiscono il bersaglio per unità di tempo e di area:

$$\Phi \text{ diffuso} = \Phi \text{ incidente} \times P = \frac{\sigma \Phi_0}{S}$$

da cui:

$$\sigma = \frac{\Phi \text{ diffuso}}{\Phi \text{ incidente} / S}$$

Concetti preliminari

- ✓ natura **casuale** del processo → **valori medi** su un numero elevato di intervalli di tempo di durata finita;
- ✓ $[\sigma] = L^2$ → posso immaginarla come l'area del centro di diffusione proiettata sul piano \perp alla direzione del fascio;
- ✓ **ordini di grandezza:**
 - $\sigma_{\text{atomica}} \approx 10^{-24} \text{ cm}^2$ (= 1 barn)
 - nucleo di raggio r → $\sigma_{\text{geom.}} = \pi r^2$
 $r \approx 10^{-13} \text{ cm}$ (= 1 fm) → $\sigma_{\text{geom.}} \approx 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 = 30 \text{ mb}$

Concetti preliminari

Bersaglio reale: dimensioni finite → molti centri diffusori

Ipotesi – centri diffusori distribuiti uniformemente;

- bersaglio sottile (spessore = dx) → piccola probabilità che un centro diffusore sia esattamente dietro un altro



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



Probabilità di collisione di una singola particella del fascio nello spessore dx :

$$dp = \frac{\Phi \text{ diffuso}}{\Phi \text{ incidente}} = \frac{\sigma \Phi_0 / S}{\Phi_0} N S dx = \underbrace{N \sigma}_{\downarrow w} dx$$

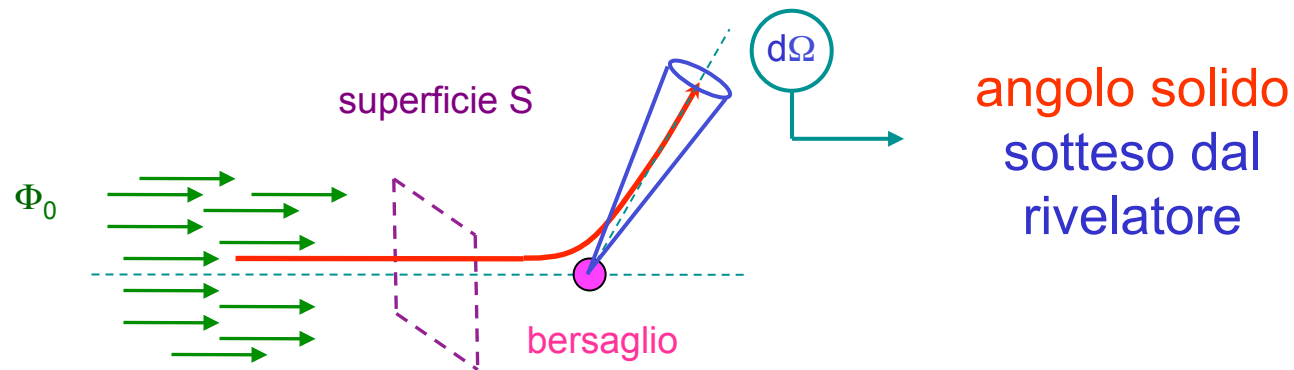
Concetti preliminari

N.B. – densità centri diffusori N $\left\{ \begin{array}{l} \text{nucleo} \rightarrow \rho N_0 / A \\ \text{elettroni} \rightarrow \rho N_0 Z / A \end{array} \right.$

- ρ = densità materiale;
- N_0 = n. di Avogadro (6.02×10^{23});
- A = n. di massa (n. protoni + n. neutroni);
- Z = n. atomico (n. elettroni)

Concetti preliminari

Rivelazione particelle **diffuse** → apparato di dimensioni **finite**



sezione d'urto differenziale

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\Phi \text{ diffuso in } d\Omega}{\Phi_0 / S}$$

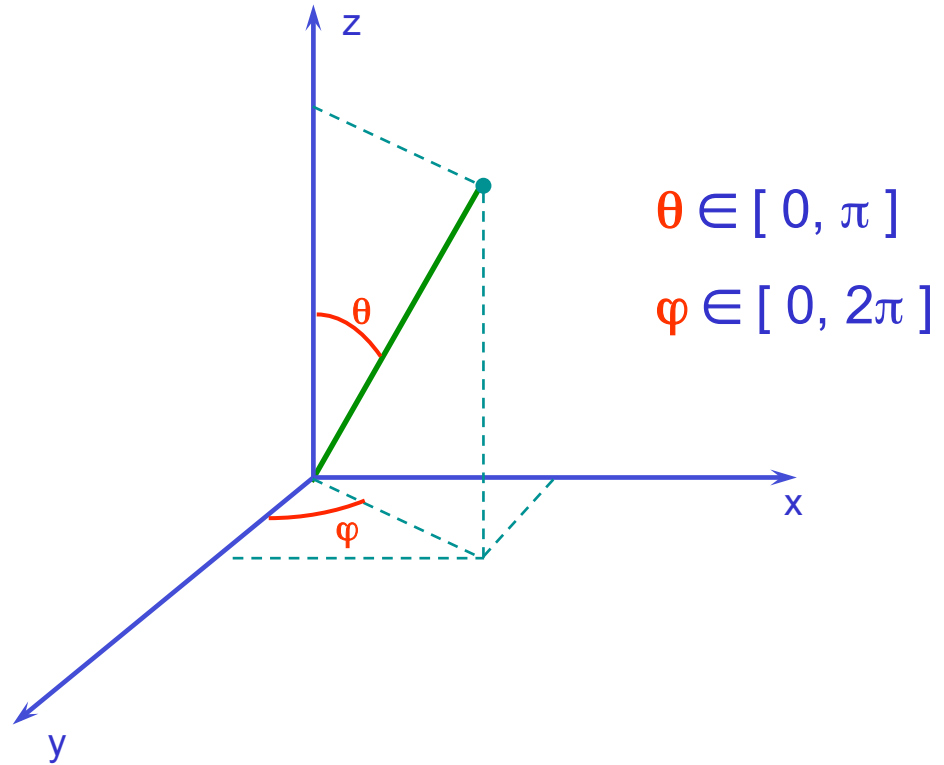
Concetti preliminari

Coordinate polari

$$d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$$



sezione d'urto totale



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

Concetti preliminari

4. Cammino Libero Medio

Situazione reale: bersaglio di spessore **finito** (arbitrario) x

Calcolo della probabilità che la particella **non** subisca interazioni in x : **probabilità di sopravvivenza**

- $P_0(x)$ = probabilità di **0** interazioni in x
- $w dx$ = probabilità di **1** interazione in $[x, x + dx]$

→ probabilità di **non** avere interazioni in $[0, x + dx]$:

$$P_0(x + dx) = P_0(x) (1 - w dx)$$



$$P_0(x) = e^{-w x}$$

Concetti preliminari

- probabilità di avere 1 interazione ovunque entro x

$$P_1(x) = 1 - P_0(x) = 1 - e^{-w x}$$

- probabilità di avere 1 interazione in $[x, x + dx]$ essendo sopravvissuto entro x

$$P'_1(x) dx = P_0(x) w dx = w e^{-w x} dx$$



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

Concetti preliminari

$$\ell = \frac{\int dx x P_0(x)}{\int dx P_0(x)} = \frac{\int dx x e^{-w x}}{\int dx e^{-w x}} = \frac{1}{w} = \frac{1}{N \sigma}$$



$$P_0(x) = e^{-x/\ell}$$

- N.B.* – w e ℓ dipendono da : interazione (σ) & materiale (N) ;
- w = coefficiente d' assorbimento $[w] = L^{-1}$;
 - spessore attraversato in termini di massa equivalente $d\xi = \rho dx$
→ coefficiente d' assorbimento di massa: $\mu = w / \rho$

Radiazioni (Particelle)

4 tipi fondamentali di **radiazioni (particelle)** i cui processi d'interazione con la materia sono classificabili in base alle loro **proprietà elettromagnetiche** (e la loro massa)

Cariche

Neutre

particelle pesanti



neutroni (n)

protoni (p), **muoni** (μ), pioni (π), ...

elettroni



fotoni

raggi X, raggi γ

Particelle Cariche

Interazioni

1. collisioni inelastiche con e⁻ atomici ✓
2. diffusione elastica dal nucleo atomico ✓
3. reazioni nucleari
4. irraggiamento (bremsstrahlung) nel campo coulombiano del nucleo
5. emissione radiazione Čerenkov



Effetti

- ❖ perdita d'energia
- ❖ deflessione della traiettoria

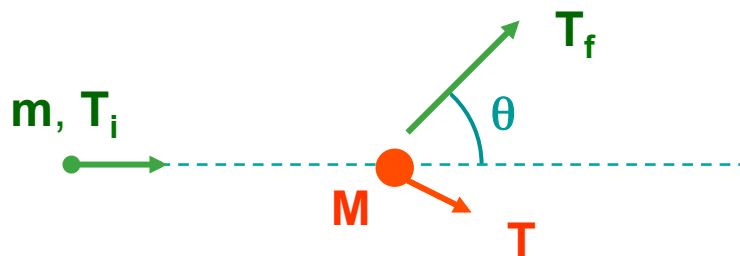
✓ = dominanti

Particelle Pesanti

ΔE essenzialmente tramite collisioni con e^- atomici ($\sigma \approx 10^7$ barn)

- Collisioni :
- i. soft \rightarrow eccitazione atomica
 - ii. hard \rightarrow ionizzazione atomica
(se e^- prodotto ionizza: knock-on)

Massimo trasferimento d' energia nella collisione:



$$T^{\max} = T (\theta = \pi)$$
$$= 4 \frac{m M}{(m + M)^2} T_i$$

Particelle Pesanti

1. collisioni inelastiche con e⁻ atomici

$$m \gg M \rightarrow T^{\max} \cong 4 \frac{M}{m} T_i \longrightarrow \text{piccola } \delta E \text{ nella singola collisione}$$

elevata densità del mezzo attraversato \rightarrow grande n. di collisioni per cammino unitario \rightarrow fluttuazioni molto piccole nella ΔE

\rightarrow possibile utilizzare il concetto di energia media persa per unità di cammino: stopping power dE/dx

2. diffusione elastica dal nucleo atomico ($\sigma_2 < \sigma_1$)

$$m \ll M \rightarrow T^{\max} \cong 4 \frac{m}{M} T_i \longrightarrow \text{ancora piccola } \delta E$$

Stopping Power

Ipotesi

- i. e^- libero e in quiete
- ii. e^- si muove poco durante l'interazione
- iii. particella incidente non deflessa dall'interazione:
 $M (= m_e) \ll m$

Simbologia:

particella incidente:

v = velocità iniziale ($\beta = v/c$)

q = carica elettrica (in unità di e)

mezzo attraversato:

N_e = densità e^- atomici

ν = frequenza media del moto orbitale degli e^- atomici

Stopping Power

1) Teoria Classica (Bohr)

$$(\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2})$$

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

2) Teoria Quantistica (Bethe & Bloch)

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

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

$I = h\nu$ = potenziale di
eccitazione medio

W_M = max. energia trasferita
nella collisione

Stopping Power

Campo elettrico della particella incidente polarizza gli atomi lungo il cammino → e^- lontani sentono campo elettrico + debole
→ collisioni con tali e^- danno contributo alla perdita d'energia < di quello previsto dalla **Bethe & Bloch**



Alti β → maggiore influenza delle collisioni con e^- lontani → effetto densità riduzione dello **stopping power** → correzione δ
(? densità: polarizzazione del mezzo cresce con ρ !)

$\beta \leq$ velocità orbitale degli e^- atomici → non è più possibile considerare gli e^- stazionari rispetto alla particella incidente
→ correzione di **shell C**



$$L(\beta) \rightarrow L(\beta) - \delta - 2 \frac{C}{Z}$$

Mass Stopping Power

N.B. – conveniente riesprimere lo stopping power in funzione dello spessore in termini di massa equivalente $\xi = \rho x$

$$x \rightarrow \xi \quad \longrightarrow \quad -\frac{dE}{d\xi} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = q^2 \frac{Z}{A} F(\beta, I)$$

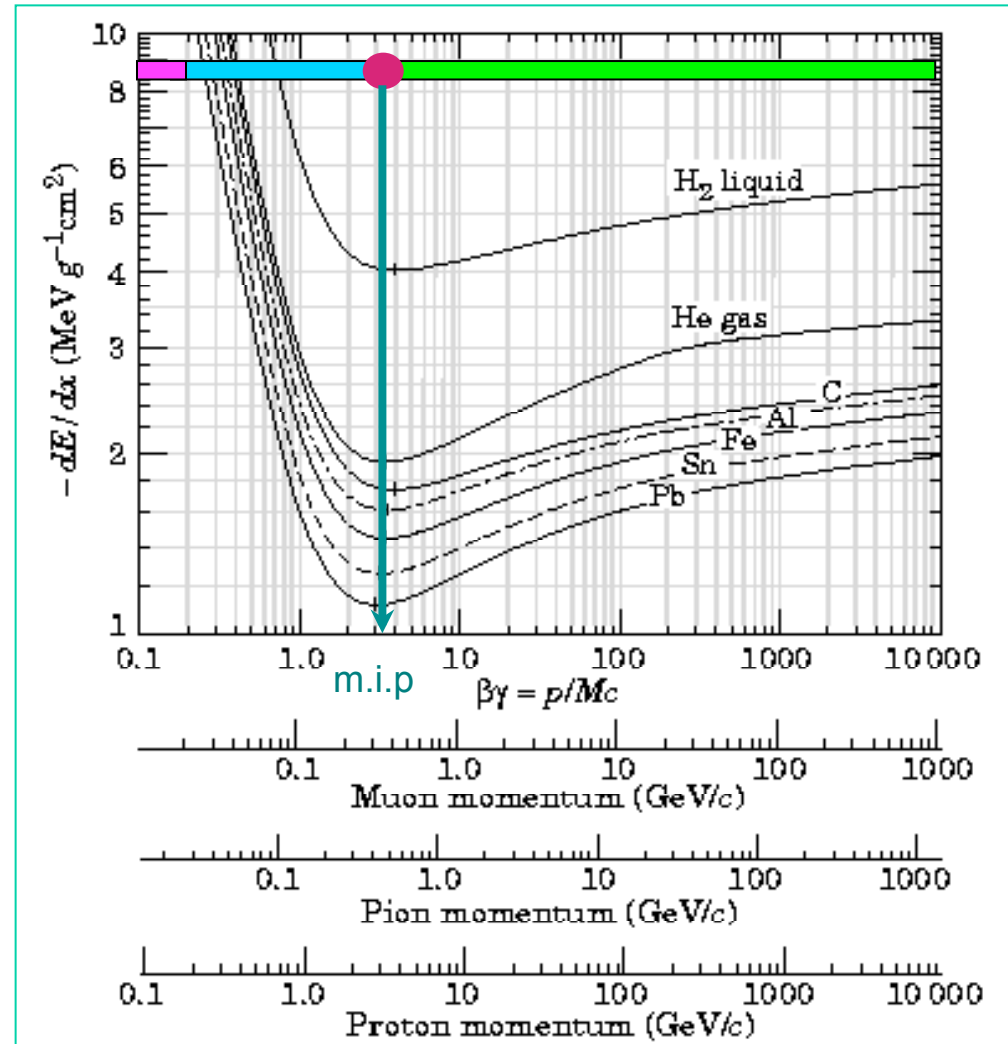
mass stopping power

per valori di Z non troppo diversi $\left\{ \begin{array}{l} \frac{Z}{A} \sim \text{costante} \\ \text{debole dipendenza} \\ \text{da } I(Z) \text{ (logaritmica)} \end{array} \right.$

$$\longrightarrow \quad -\frac{dE}{d\xi} \sim \text{indipendente dal materiale}$$

Mass Stopping Power

Mass Stopping Power
vs.
Energia particella
incidente



Mass Stopping Power

 $\beta < 0.2$  $-\frac{dE}{d\xi} \propto \beta$

 $0.2 < \beta < 0.96$  $-\frac{dE}{d\xi} \propto \frac{1}{\beta^2}$

dipendenza diversa per particelle $\neq \rightarrow$ discriminazione (P.Id.)

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

\sim costante per particelle di = carica: $q = 1 \rightarrow \cong 2 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$

 $\beta > 0.96$  $-\frac{dE}{d\xi} \propto \ln \beta$

risalita relativistica attenuata dall'effetto densità

Elettroni & Positroni

Differenza fondamentale con le particelle pesanti: causa piccolo valore di m_e diviene importante l'irraggiamento !!

1. Collisioni inelastiche con e^- atomici

meccanismo uguale a quello per particelle pesanti, ma con 2 differenze sostanziali:

- non più valida l'ipotesi che la particella incidente si mantiene sulla traiettoria iniziale
- urto tra **particelle identiche** → modifiche di natura puramente quantistica: indistinguibilità




modifiche nella **Bethe - Bloch**

Elettroni & Positroni

$$W_M = T_i / 2$$

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


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

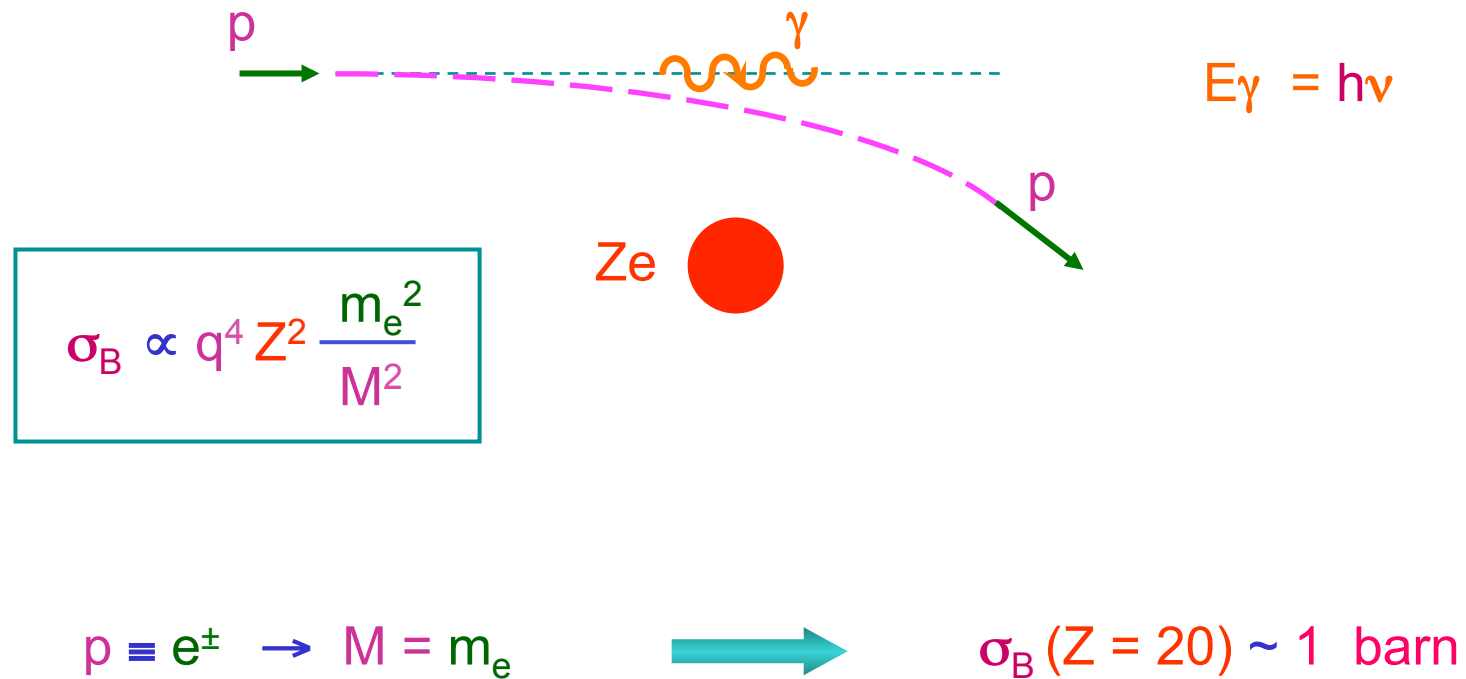
$$L_e(\beta) = \ln \left(\frac{m_e^2 (\gamma^2 - 1)^2}{2 I^2} \right) + F(\gamma) - \delta - 2 \frac{C}{Z}$$

dove la funzione F è diversa per elettroni e positroni

Elettroni & Positroni

2. Bremsstrahlung nel campo coulombiano del nucleo

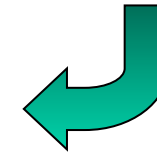
accelerazione nel campo del nucleo atomico → deflessione della traiettoria ⊕ emissione di radiazione e.m. (fotoni)



Elettroni & Positroni

N.B. – $\frac{\sigma_B^{(e)}}{\sigma_B^{(\mu)}} = \frac{m_\mu^2}{m_e^2} = 4 \times 10^4$ \longrightarrow bremms. importante solo per e^\pm (con $T > 10$ MeV)

luce di sincrotrone solo da macchine ad elettroni



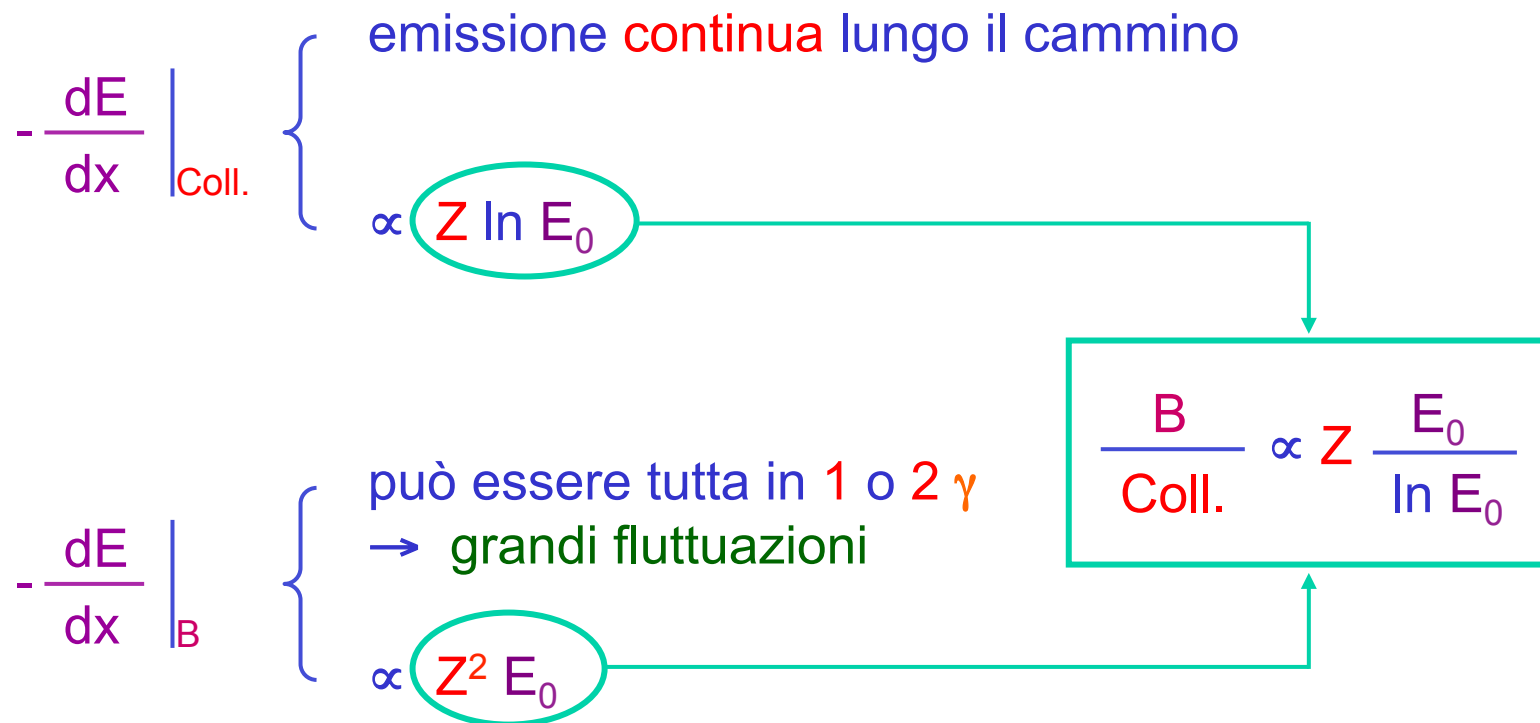
Perdita d' energia di e^\pm di energia iniziale $E_0 (= h\nu_0)$

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_B = N \int_0^{\nu_0} d\nu \, h\nu \frac{d\sigma}{d\nu}(E_0, \nu) = N E_0 \Phi_R$$

N.B. – $\frac{d\sigma}{d\nu} = \frac{G(Z)}{\nu}$ \longrightarrow Φ_R dipende solo dal materiale

Elettroni & Positroni

Confronto tra le perdite di energia associate alle
Collisioni atomiche e alla Bremsstrahlung



Elettroni & Positroni

2 parametri importanti :

1. Energia critica E_c

energia particella incidente per la quale risulta

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{Coll.}} = -\frac{dE}{dx} \Big|_B$$

$E > E_c \rightarrow$ domina Bremsstrahlung

e^\pm

$$E_c \sim \frac{800}{Z} \text{ MeV} \quad (\text{Bethe \& Heitler})$$

Elettroni & Positroni

2. Lunghezza di radiazione X_0

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_B = N E \Phi_R \quad \longrightarrow \quad -\frac{dE_B}{E} = N \Phi_R dx$$

Limite di energie elevate:

- dominano perdite d'energia per **Bremmstrahlung**
- Φ_R indipendente da E



$$E = E_0 e^{-x/X_0}$$

$$X_0 = \frac{1}{N \Phi_R}$$

(X_0 = cammino necessario affinché $E \rightarrow E / e$)

Elettroni & Positroni

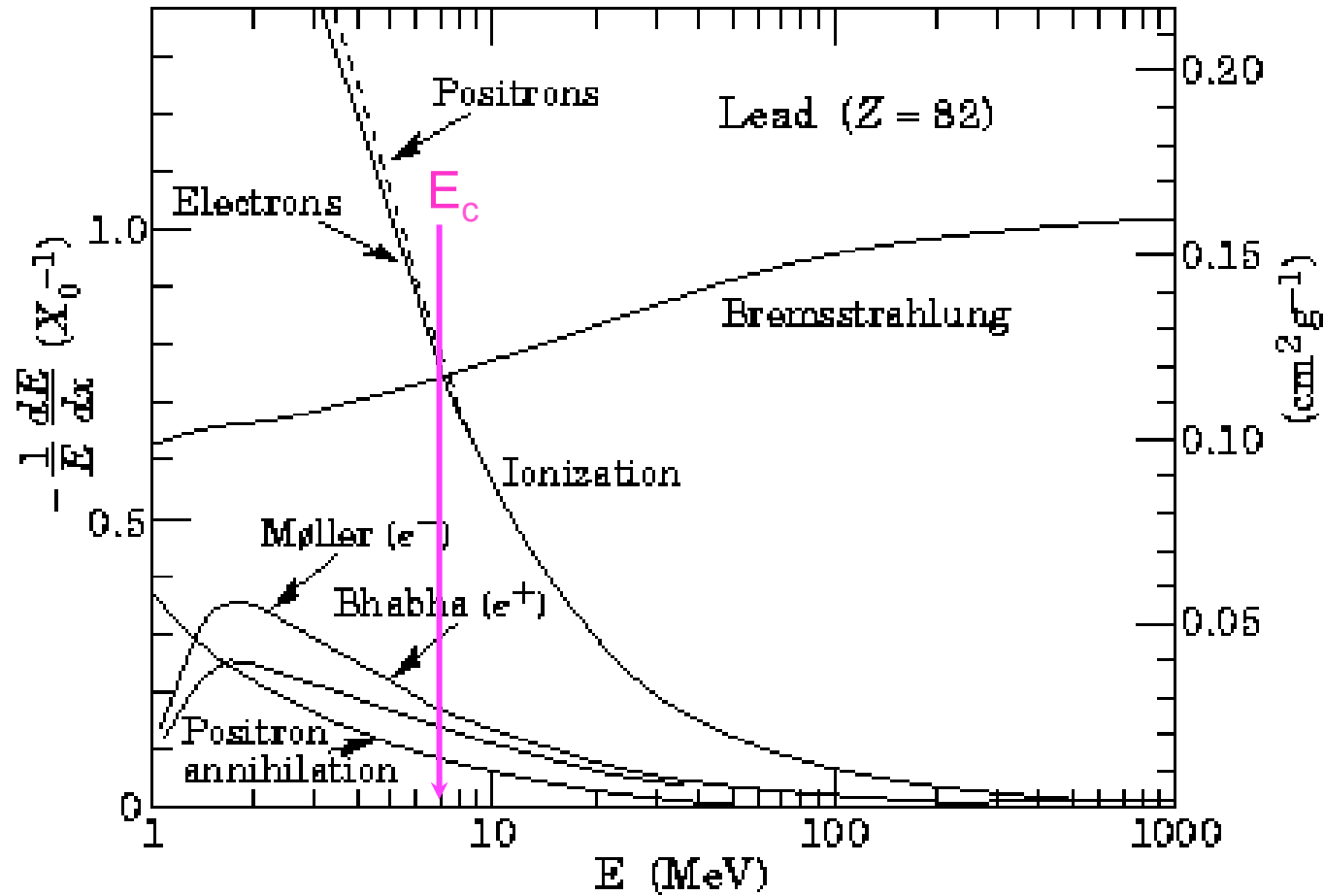
$$N.B. - t = \frac{x}{X_0} \quad \longrightarrow \quad -\frac{dE}{dt} = E$$

i.e. in termini della variabile t la perdita d'energia per Bremsstrahlung è indipendente dal materiale

$$(\Xi_0 = \rho X_0)$$

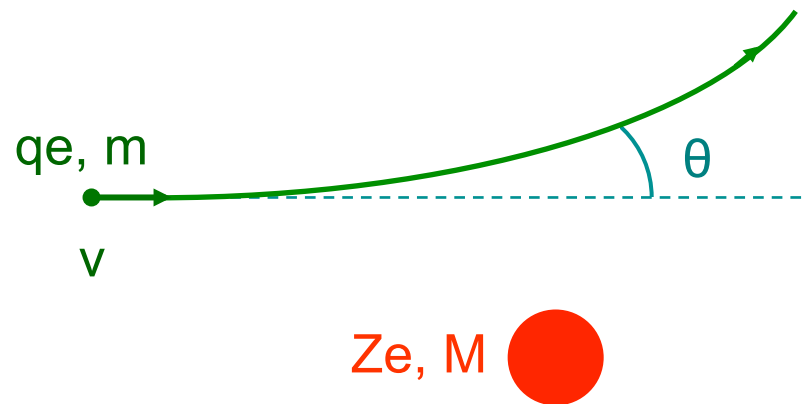
	X_0 (cm)	Ξ_0 (g · cm ⁻²)	E_c (MeV)
Air	30050	36.20	102
Pb	0.56	6.37	9.51
Al	8.9	24.01	51.0
NaI	2.59	9.49	17.4

Elettroni & Positroni



Scattering Coulombiano

Sezione d'urto « di quella relativa alle collisioni con gli e⁻ atomici



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{qZ e^2}{p v} \right)^2 \frac{1}{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

(Rutherford)

Scattering Coulombiano

➤ $\sin^4 \frac{\theta}{2}$ al denominatore  collisioni con piccole deviazioni sono quelle più probabili

➤ $M \gg m \rightarrow$ piccolo trasferimento d'energia al nucleo



particella nell' attraversare il materiale segue percorso random a zig-zag \rightarrow effetto netto: deviazione dalla traiettoria iniziale

Scattering Coulombiano

$D = n \cdot \text{medio}$ di diffusioni all' interno del materiale \rightarrow 3 regimi :

- i. **Single** : assorbitore molto sottile \rightarrow Probabilità ($D > 1$) $\ll 1$
 \rightarrow valida la formula di Rutherford
- ii. **Plural** : $D < 20$ \rightarrow caso più difficile da trattare: né Rutherford, né metodi statistici sono applicabili
- iii. **Multiple**: $D \geq 20$ \rightarrow caso più 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

Scattering Coulombiano

Multiple Scattering: trascuro le diffusioni a grande angolo ($\theta > 10^\circ$)
→ approssimazione gaussiana

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

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


N.B. - Stima empirica per $\langle \theta^2 \rangle$

Ipotesi

i. $Z > 20$

ii. $10^{-3} X_0 < x < 10 X_0$

Scattering Coulombiano


$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \sim \frac{21 q}{p [\text{MeV}/c] \beta} \left(\frac{x}{X_0} \right)^{1/2} \quad [\text{rad}]$$

Livello di confidenza di questa formula $\sim 5\%$.

Diventa $\sim 20\%$ per bassi β e alti Z

N.B. - presenza di X_0 nella formula è puramente accidentale:
nessuna relazione tra Bremsstrahlung e il Multiple Scattering

Elettroni: $m_e \ll M \rightarrow$ alta probabilità di scattering a grande angolo
 \rightarrow probabilità non trascurabile di backscattering \rightarrow
albedo $\eta = N_{\text{back}} / N_{\text{inc}}$ può essere dell'ordine di 0.8 !!

Fotoni

Interazioni

1. effetto fotoelettrico
2. effetto Compton (inclusi Thomson e Rayleigh)
3. produzione di coppie e^+/e^-
4. reazioni nucleari (trascurabili)

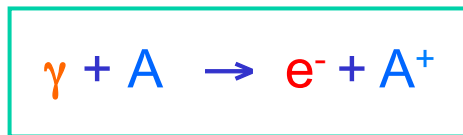
- ❖ $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \ll \sigma$ (collisioni atomiche) \rightarrow raggi X e γ sono più penetranti di qualunque particella carica
- ❖ $1 \oplus 2 \oplus 3 \rightarrow$ rimozione fotone dal fascio \rightarrow fotoni che emergono dal materiale lungo la stessa direzione d'ingresso sono quelli che non hanno interagito \rightarrow no degradazione in energia ma solo attenuazione nell'intensità:

$$I = I_0 e^{-w x} \quad w = f(Z) \propto \sigma_{\text{tot}}$$

Fotoni

1. Effetto Fotoelettrico

assorbimento completo del fotone da parte di un elettrone atomico → espulsione elettrone di energia $E = h\nu - E_b$



energia di legame dell' elettrone

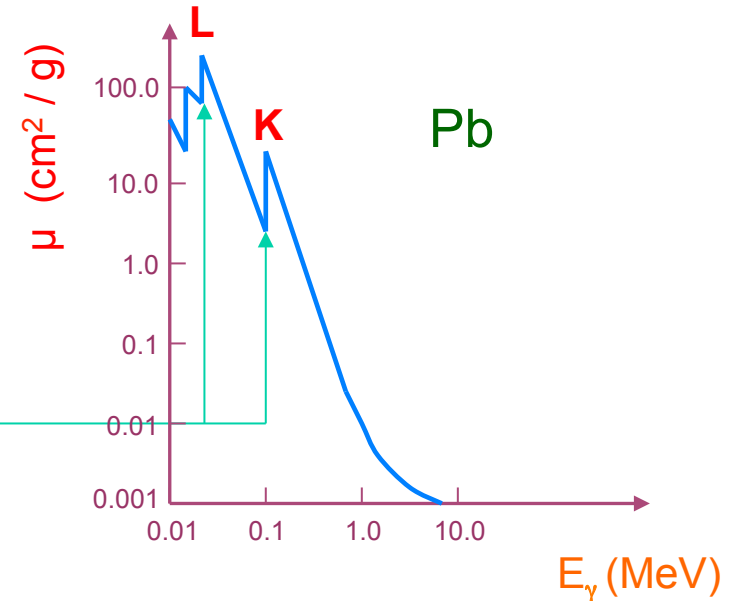
emissione e^- → creazione di uno ione con “vacanza” in una delle shell → riempimento della vacanza da parte di un e^- libero e/o tramite riarrangiamento degli e^- atomici → emissione di raggi X

N.B. - processo dominante per $E_\gamma = h\nu < 100$ keV

Fotoni

μ vs. E_γ
(andamento qualitativo)

Absorption Edges
discontinuità per valori di $h\nu =$
alle energie di legame degli e^-
nelle diverse shell atomiche



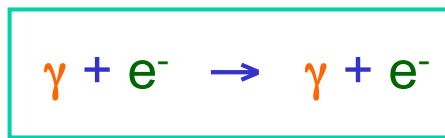
Edge ad energia maggiore $\rightarrow e^-$ che risiede nella shell più interna (K). Edges ad energie minori per gli e^- che risiedono nelle shell più esterne (L, M, ...)

N.B. - forte dipendenza della sezione d'urto da $Z \rightarrow$ materiali ad **alto** Z sia come schermi che rivelatori di fotoni

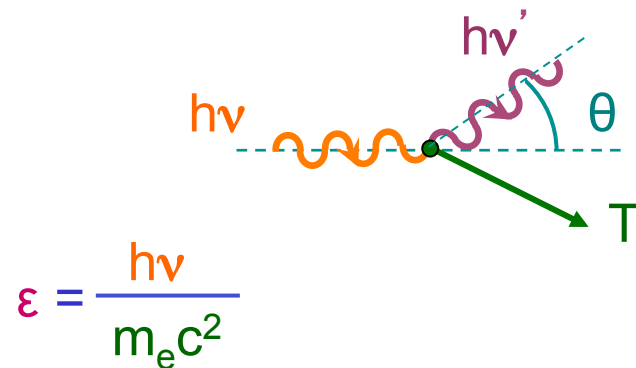
Fotoni

2. Effetto Compton

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



Cinematica :



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

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

$$T = m_e c^2 \frac{1 - \cos \theta}{1 + \varepsilon (1 - \cos \theta)} \varepsilon^2$$

Fotoni

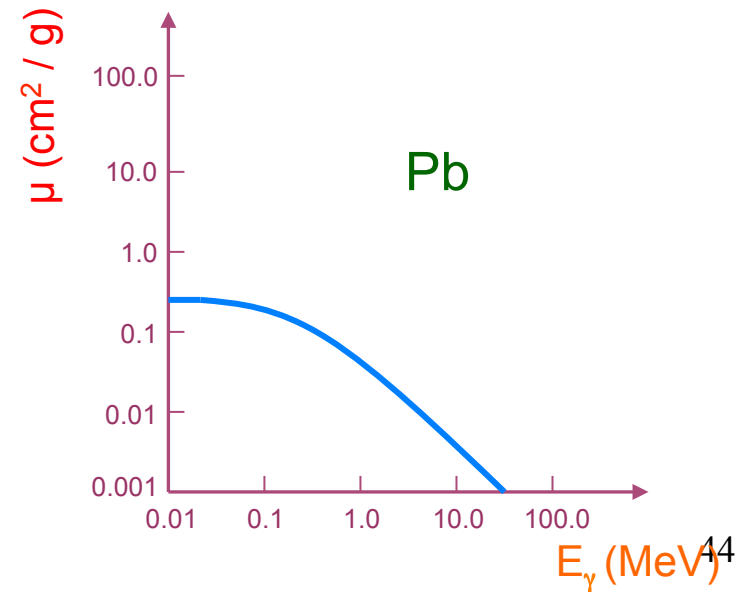
N.B. - casi particolari

i. $\theta = 0 \rightarrow \nu' = \nu \quad T = 0$

ii. $\theta = \pi \rightarrow h\nu' = \frac{h\nu}{1 + 2\varepsilon} \quad T = h\nu \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} \quad (\text{Compton Edge})$

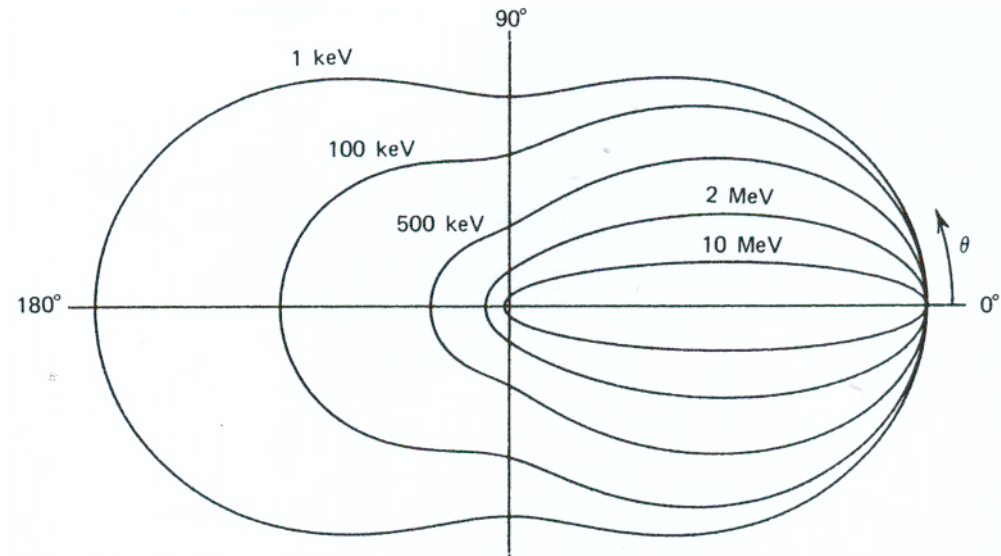
μ vs. E_γ
(andamento qualitativo)

N.B. - processo dominante
per $E_\gamma = h\nu \sim 1 \text{ MeV}$



Fotoni

distribuzione angolare
fotone diffuso



- basse energie ($E_\gamma \sim \text{keV}$): simmetria avanti - indietro \rightarrow Rayleigh (diffusione coerente sull'intero atomo) e Thomson (diffusione classica su e^- libero) \rightarrow no trasferimento d'energia al mezzo: solo cambiamento di direzione
- energie relativistiche ($E_\gamma > 2 \text{ MeV}$): distribuzione fortemente asimmetrica con prominente picco in avanti

Fotoni

3. Produzione di Coppie

creazione di coppia e^+/e^- per interazione del fotone
nel campo coulombiano di un nucleo



N.B. - reazione inversa (crossing) della bremsstrahlung



- processo a soglia: $E_\gamma > 2m_e$ (~ 1 MeV)

- processo dominante per $E_\gamma = h\nu > 2$ MeV

Fotoni

μ vs. E_γ
(andamento qualitativo)

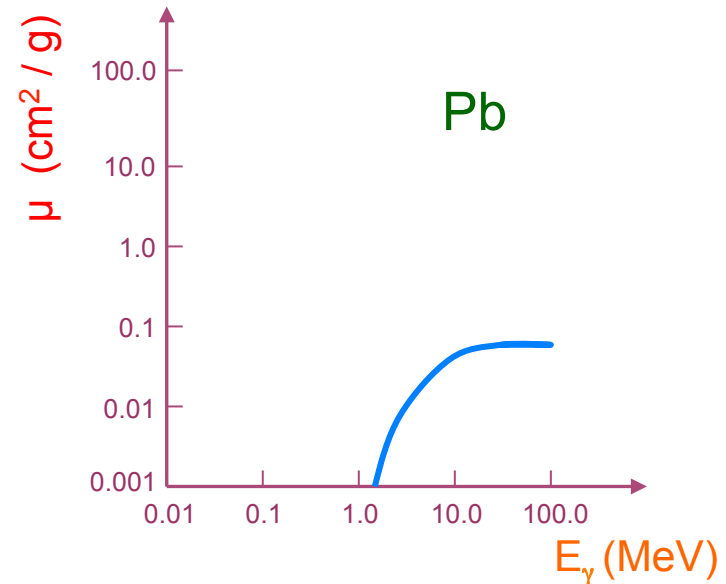
N.B. - valore asintotico del
coefficiente d'assorbimento

$$\mu \text{ (as.)} = \frac{7}{9} \frac{\rho}{X_0}$$



per fotoni di alta energia, X_0 = spessore
di materiale entro cui la creazione di
coppie avviene con probabilità

$$P = 1 - e^{-7/9} \cong 0.54$$

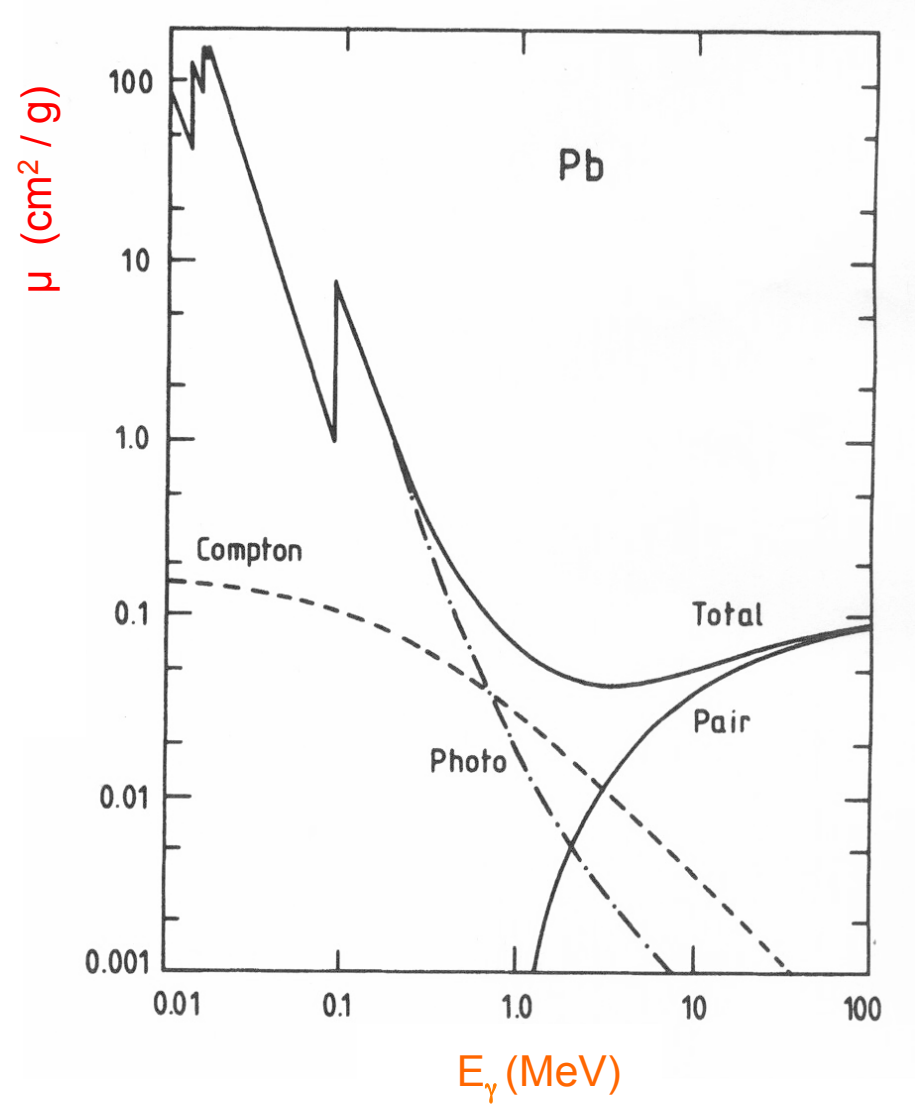


Intensita' di un fascio di fotoni di alta energia
dopo aver attraversato uno spessore x di
materiale non dipende dall'energia:

$$I(x) = I(0) e^{-(7/9) X / X_0}$$

Fotoni

μ vs. E_γ



Riassunto Interazioni

Processo	n. Atomico	Energia
Ionizzazione	Z	$1 / \beta^2$
Bremsstrahlung	Z^2	E

Fotoelettrico	$Z^4 - Z^5$	$1 / E^{7/2} - 1 / E$
Compton	Z	$\ln E / E$
Coppie	Z^2	$\ln E$

Rivelatori

Indice

➤ **Caratteristiche generali**

sensibilità, risposta, spettro d'ampiezza, risoluzione energetica, efficienza, tempo morto

➤ **Rivelatori a Scintillazione**

proprietà chimico-fisiche degli scintillatori
guide di luce & fotomoltiplicatori

➤ **Risposta di uno Scintillatore ai Fotoni**

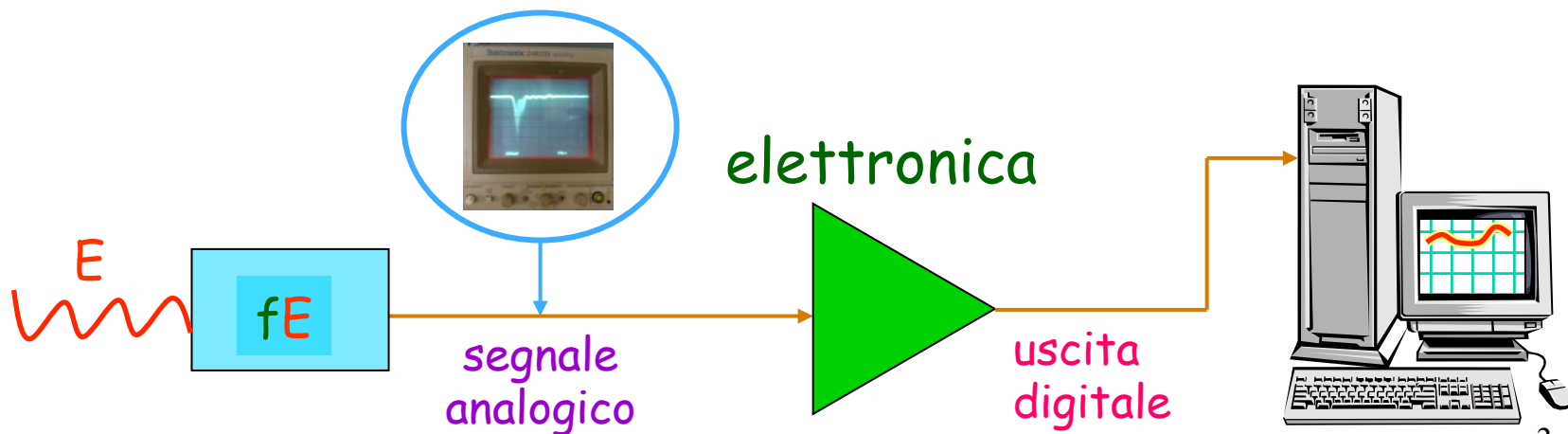
fotopicco, Compton edge, picchi di fuga

Logica

Principio di funzionamento generale di un rivelatore

particella di **energia E** → trasferimento di energia **f E** ($f \leq 1$)
al rivelatore → conversione in **forma d'energia accessibile**

Rivelatori moderni sono essenzialmente elettrici: **f E** convertita in
impulsi elettrici → 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 qualunque energia)

Dipende da:

- σ delle reazioni ionizzanti, i.e. probabilità di conversione di $f E$ in forma di ionizzazione
- massa del rivelatore: fissata σ , ρ e V determinano frequenza delle interazioni \rightarrow massa richiesta dipende dal tipo e dall'energia della radiazione da rivelare

Caratteristiche Generali

- rumore del rivelatore N_R : minima ionizzazione in grado di produrre segnale utilizzabile S è determinata dal rumore del sistema rivelatore \oplus elettronica \rightarrow deve essere $S \gg N_R$
- entrance window: comporta esistenza di una energia minima rivelabile

B. Risposta

interazione di una particella nel rivelatore \rightarrow rilascio (quasi istantaneo) di carica elettrica Q nel volume sensibile del rivelatore \rightarrow raccolta tramite campo elettrico



t_c = tempo di risposta

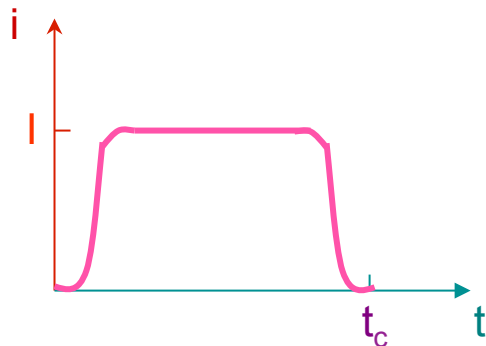
1 ps \div 1 ns in funzione
del tipo di rivelatore

Caratteristiche Generali

- t_c riflette:
- ✓ diversa **mobilità** dei portatori di carica
 - ✓ diverso **cammino** percorso per arrivare all' elettrodo di raccolta



risposta del rivelatore: **impulso di corrente**



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

Caratteristiche Generali

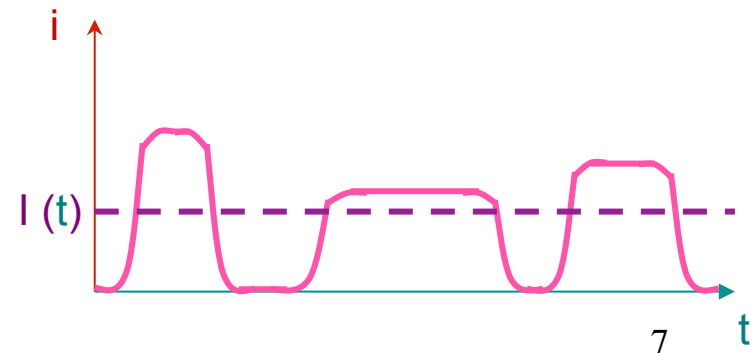
N.B. – situazione **reale**: molte particelle che interagiscono nell' unità di tempo



Alta rate: corrente deriva da più interazioni
Bassa rate: impulsi di corrente distinti

2 modi d' operazione distinti per i rivelatori:

- i. **corrente**: misura della corrente continua **media** prodotta dal rivelatore → dosimetria



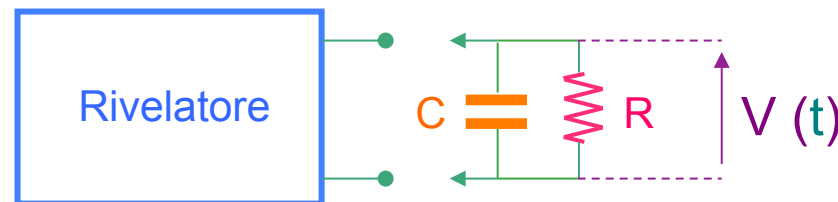
Caratteristiche Generali

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

T = tempo di risposta del
circuitto di misura

$T \sim 1 \text{ s} \rightarrow$ misuro corrente media $I \sim \bar{r} \bar{Q}$ ← carica media per
interazione
↑
rate media

ii. **impulso**: registrazione di singolo impulso dal rivelatore



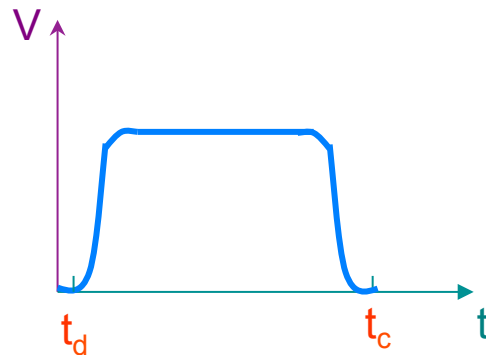
$\tau = R C$
(costante di tempo)

Caratteristiche Generali

N.B. – R e C tengono conto sia del rivelatore che del circuito di misura esterno

2 regimi diversi sono possibili:

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



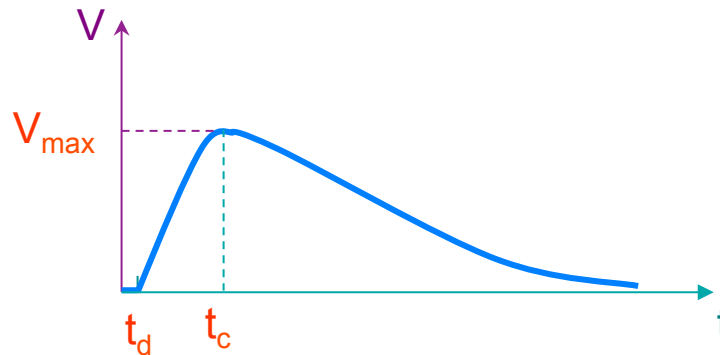
$$V(t) = R i(t)$$

Caratteristiche Generali

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



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



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

Caratteristiche Generali

Caratteristiche del segnale d' uscita:

- ❖ tempo di salita = t_c (rivelatore)
- ❖ tempo di salita = τ (circuito)
- ❖ $C = \text{costante} \rightarrow V_{\max} \propto Q \propto \text{energia rilasciata}$

N.B. – regime impulsivo è più conveniente:

- sensibilità più elevata (registro ogni singolo impulso)
- ampiezza impulso contiene info più importanti ai fini delle applicazioni (quando $\tau \gg t_c$)

nel regime corrente
queste info sono perdute



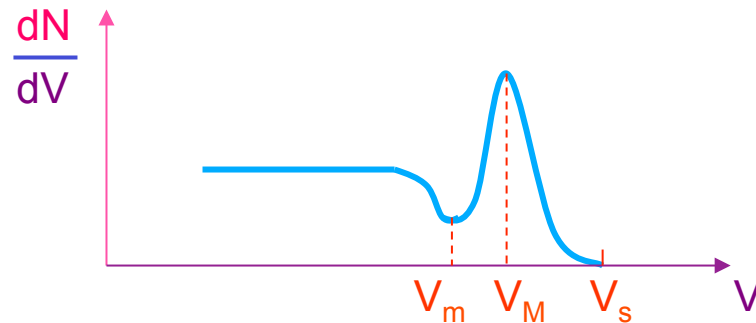
modo d' operazione più
comune: impulso $\oplus \tau \gg t_c$

Caratteristiche Generali

C. Spettro d' Ampiezza

2 tipi distinti di spettri:

i. differenziale $\frac{dN}{dV}$ vs V



N.B. – $V > V_s \rightarrow \frac{dN}{dV} = 0$

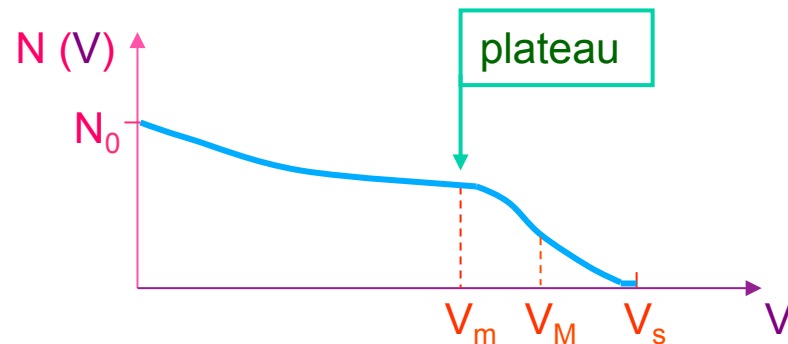
V = ampiezza dell' impulso
 dN = n. impulsi di ampiezza
 $\in [V, V + dV]$

n. totale impulsi:

$$N_0 = \int_0^{\infty} dV \frac{dN}{dV}$$

Caratteristiche Generali

i. integrale N vs V



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

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

N.B. – $N(V)$ sempre **monotona decrescente**

- **plateau** è punto di lavoro conveniente: **max. stabilità** su tempi lunghi \rightarrow piccole variazioni del livello degli impulsi hanno minima incidenza sul n. di impulsi registrati \rightarrow funzionamento del rivelatore come **contatore**

Caratteristiche Generali

Spettri
d'ampiezza



Funzione di risposta
del rivelatore

Spettro osservato dipende da:

- interazioni subite dalla radiazione (dipendenti da tipo ed energia della radiazione incidente)
- tipo e geometria del rivelatore

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

risposta del
rivelatore

spettro in energia della
radiazione incidente

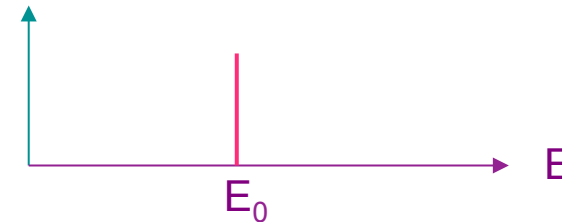
Caratteristiche Generali

D. Risoluzione Energetica

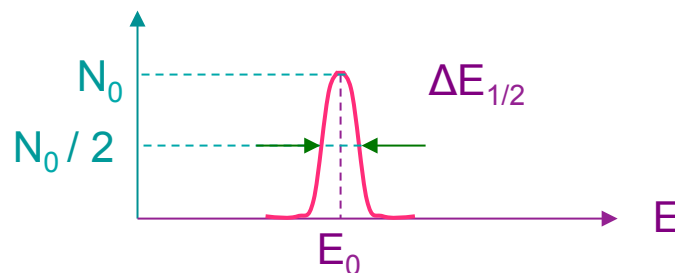
capacità del rivelatore di discriminare energie vicine

Misura: fascio monocromatico (E_0) di particelle che incide sul rivelatore → osservazione dello spettro d'ampiezza risultante:

- Caso ideale: δ di Dirac



- Caso reale: fluttuazioni nel n. di ionizzazioni → gaussiana



$$R = \frac{\Delta E_{1/2}}{E_0} \quad (\text{FWHM})$$

Caratteristiche Generali

ϵ = energia media richiesta per una ionizzazione: funzione solo del tipo di materiale di cui è realizzato il rivelatore → particella che deposita energia E compie, in media, $J = E / \epsilon$ ionizzazioni !!

Natura poissoniana del processo di ionizzazione → fluttuazione nel n. di ionizzazioni = $J^{1/2}$



$$R \propto J^{1/2} / J = J^{-1/2}$$



$$R \propto E^{-1/2}$$

risoluzione energetica migliora al crescere dell' energia della radiazione da rivelare

Caratteristiche Generali

Ulteriori sorgenti di fluttuazione:

- rumore associato all'elettronica
- deriva delle caratteristiche del sistema

Ipotesi : fluttuazioni indipendenti

$$\longrightarrow (\Delta E_{1/2}^{\text{tot.}})^2 = (\Delta E_{1/2}^{\text{stat.}})^2 + (\Delta E_{1/2}^{\text{elet.}})^2 + (\Delta E_{1/2}^{\text{der.}})^2 + \dots$$

Esempio: fotoni da 1 MeV

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{NaI : } R \sim 8 \% \\ \text{GeLi : } R \sim 0.1 \% \end{array} \right.$$

Caratteristiche Generali

E. Efficienza

2 tipi d'efficienza:

i. assoluta

$$\epsilon_T = \frac{N_R}{N_S}$$

n. impulsi rivelati

n. particelle emesse
dalla sorgente

funzione di:

- geometria del rivelatore
- probabilità d'interazione nel rivelatore

Caratteristiche Generali

ii. intrinseca $\epsilon_i = \frac{N_R}{N_i}$ ← n. particelle incidenti sul rivelatore

funzione solo probabilità d'interazione nel rivelatore, i.e. dipende da:

- tipo & energia della radiazione
- materiale di cui è composto il rivelatore

N.B. – $\epsilon_T \rightarrow \epsilon_i$ elimina dipendenza geometrica: permane debole dipendenza dalla distanza sorgente - rivelatore

emissione isotropa $\longrightarrow \epsilon_T = \epsilon_i \Delta\Omega / 4\pi$

Caratteristiche Generali

F. Tempo morto

minimo intervallo di tempo che deve intercorrere tra 2 eventi affinché possano essere considerati distinti

durante tale tempo τ il rivelatore può essere:

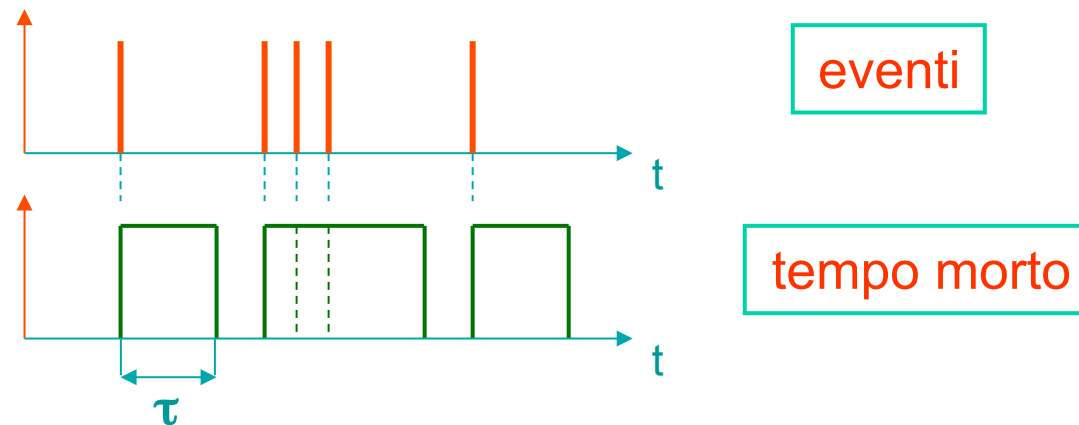
- ✓ **insensibile**: qualunque evento che arriva entro τ è **perduto**
- ✓ **sensibile**: sovrapposizione di eventi → **pile-up**: distorsione del segnale → **perdo info su entrambi**

τ è determinato da ogni elemento del sistema di rivelazione, in particolare dall' **elettronica** di processamento del segnale

Caratteristiche Generali

Ipotesi: τ è lo stesso per tutti gli eventi \rightarrow 2 modelli possibili:

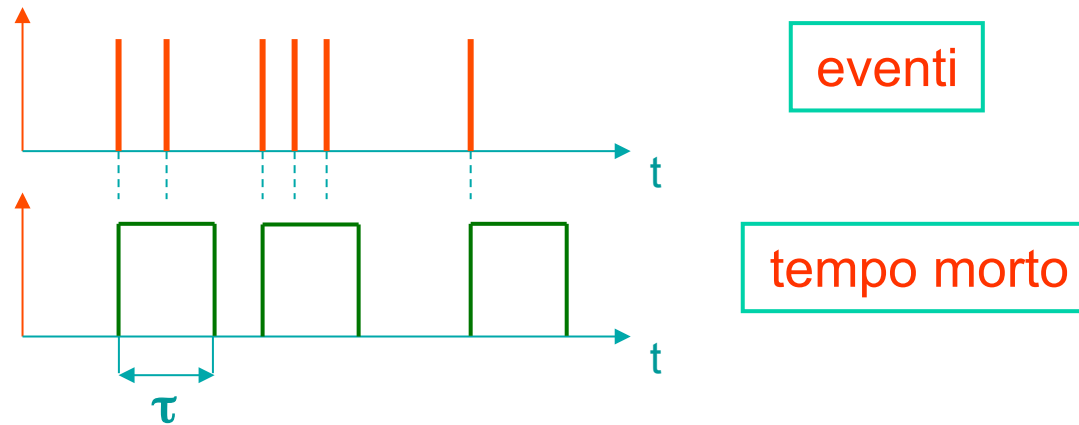
- i. **estendibile**: arrivo di un segnale durante un periodo di tempo morto estende tale periodo aggiungendo il suo τ a partire dall'istante d'arrivo



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

Caratteristiche Generali

- i. **non-estendibile**: arrivo di un secondo segnale durante τ non è registrato



N.B. – i 2 modelli **coincidono** quando è soddisfatta la condizione $m \tau \ll 1$ (m è la rate di emissione della sorgente)

Caratteristiche Generali

Problema: a quale categoria appartiene un dato sistema di rivelazione ??

Alcune parti del sistema sono descrivibili con il modello **e**; altre con quello **n-e**. Inoltre, il tempo morto può dipendere dalla forma dell' impulso, dalla rate, ...



Soluzione

aggiunta di un circuito di blocco (**inhibit**), i.e. circuito il cui tempo morto è maggiore di quello dei vari elementi del sistema: rallento il sistema complessivo ma risolvo l' ambiguità **e vs. n-e !!**

Rivelatori a Scintillazione

Passaggio di radiazione attraverso materiale scintillante → eccitazione di atomi e molecole del materiale → emissione di luce → raccolta e trasmessa (direttamente o via una guida di luce) ad un fotomoltiplicatore (PMT) → convertita in una corrente elettrica → analizzata da un sistema elettronico

Caratteristiche salienti di questi rivelatori:

a) Sensibilità all' Energia

al disopra di una certa energia minima, comportamento lineare dello scintillatore rispetto all' energia depositata, i.e. quantità di luce emessa \propto all' energia E che l' ha prodotta. PMT lineare → ampiezza del segnale elettrico di uscita $\propto E$ → strumento adatto per fare spettrometria

Rivelatori a Scintillazione

b) Risposta veloce

tempi di risposta e recupero sono brevi rispetto a quelli tipici di altri rivelatori → strumento adatto per ottenere info temporali (timing); alta velocità di risposta → piccolo tempo morto → sopporta alta rate

c) Discriminazione di forma

in certi scintillatori particelle di diversa natura producono impulsi di luce di forma diversa: eccitazione di meccanismi di fluorescenza diversi per particelle di differente potere ionizzante

Scintillatori

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

- riemissione immediata (entro 10 ns) → **fluorescenza**
- riemissione ritardata (~ μs ÷ ~ ora) → **fosforescenza**

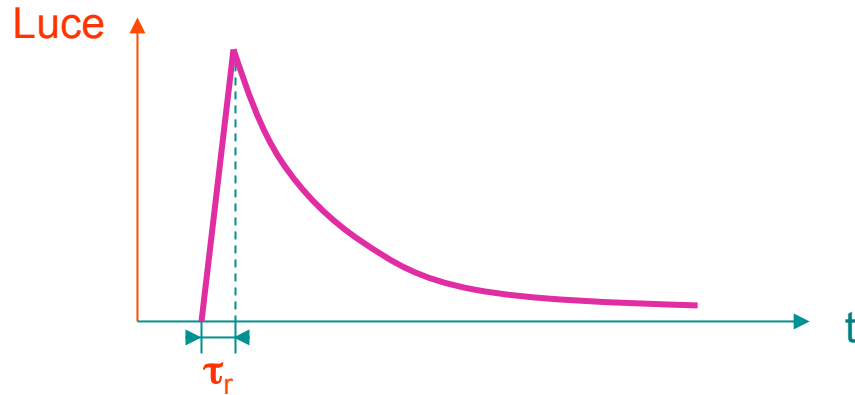
Andamento temporale del processo di **riemissione**:

$$N(t) = \frac{N_0}{\tau_d} e^{-t/\tau_d}$$

n. totale di fotoni emessi

costante di decadimento

Scintillatori



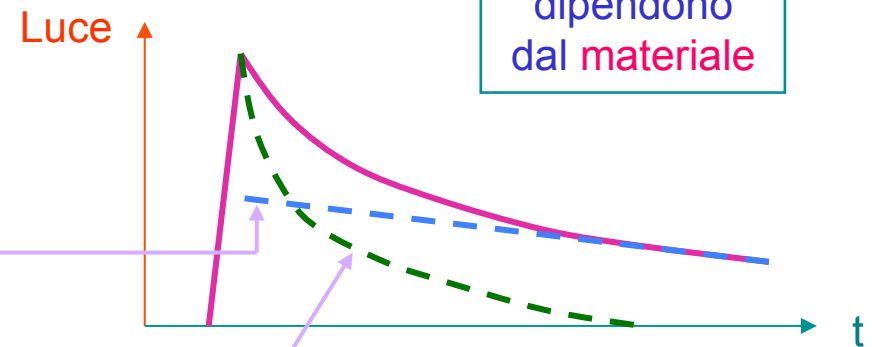
N.B. – tempo di salita $\tau_r \ll \tau_d$

In molti casi il comportamento è più complesso:

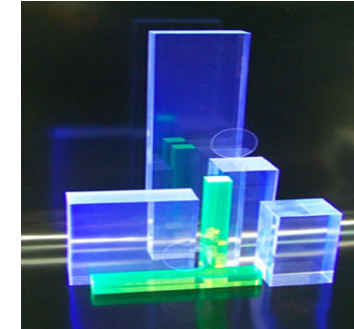
$$N(t) = A e^{-t/\tau_f} + B e^{-t/\tau_s}$$

fast

slow



Scintillatori



Requisiti di un **buono** scintillatore:

- ✓ alta efficienza per la conversione **Energia** → **Luce**
- ✓ **trasparenza** alla sua luce di fluorescenza
- ✓ emissione luminosa in **regione di frequenza sovrapposta** a quella di sensibilità del **PMT**
- ✓ **piccolo** τ_d

Tipi di scintillatori:

- ❖ cristalli organici ($C_{14}H_{10}$, $C_{14}H_{12}$, $C_{10}H_8$)
- ❖ liquidi e plastici organici ($C_{18}H_{14}$, $C_{24}H_{16}N_2O_2$)
- ❖ cristalli inorganici (NaI, CsI, BGO, BaF_2)
- ❖ miscele gassose (90% 3He + 10% Xe)
- ❖ vetri (silicati di Li e B)

Scintillatori Organici

composti di idrocarburi aromatici contenenti strutture ad anello benzenico condensate

Caratteristica essenziale: piccolo τ_d (< qualche ns)

Meccanismo di scintillazione: eccitazione di livelli molecolari in un materiale fluorescente primario che diseccitandosi emette luce UV.

Luce UV è facilmente assorbita nella maggior parte dei materiali organici → aggiunta di secondo materiale fluorescente in cui questa luce è convertita in luce visibile: wavelength shifter, i.e. materiale con spettro di assorbimento compatibile con quello di emissione del primario e spettro di emissione adattato alla risposta spettrale del PMT

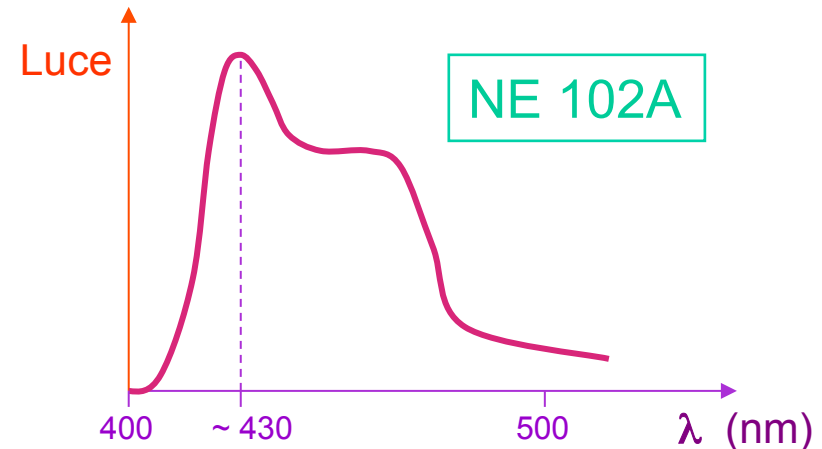
Scintillatori Organici

Particolarmente usati sono i **plastici**:

- $\tau_d = 2 \div 3$ ns
- grande quantità di luce

- Inoltre:
- facilmente sagomabili (film sottili, fogli, blocchi, cilindri)
 - resistenti all'acqua pura e a colle al silicio
 - basso costo

N.B. – basso Z → adatti per rivelazione di e^-



Svantaggi: facilmente attaccati da solventi organici (acetone)

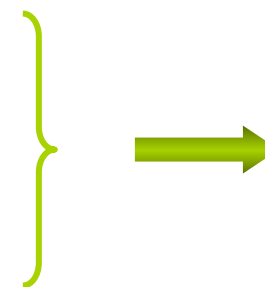
Scintillatori Inorganici

cristalli ionici dopati con centri attivatori (centri di colore)



Particella ionizzante → produzione di:

- elettroni liberi (●)
- lacune libere (○)
- coppie elettrone-lacuna = eccitoni (○--●)



Scintillatori Inorganici

portatori di carica in moto attraverso il reticolo fino a che incontrano centro attivatore A → trasformazione in **centro attivatore eccitato** A* che in seguito si ritrasforma in A con **emissione di luce**

tempo di decadimento della **luce di scintillazione** è dato da quello della transizione A* → A e dipende dalla **temperatura** secondo la legge:

The diagram illustrates the components of the Boltzmann factor in the decay law. A box on the left contains the text "energia d' eccitazione del livello A*", with an arrow pointing to the numerator E_c of the fraction in the exponent of the equation $\exp\left(-\frac{E_c}{k_B T}\right)$. Another box on the right contains the text "costante di Boltzman", with an arrow pointing to the denominator k_B of the same fraction.

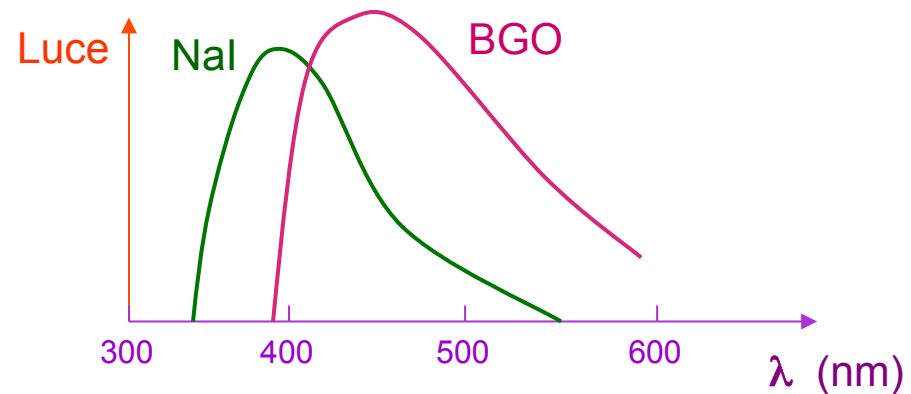
$$\exp\left(-\frac{E_c}{k_B T}\right)$$

Luce » di quella emessa negli scintillatori organici → < fluttuazioni statistiche nel n. di fotoni emessi → **migliore risoluzione energetica**

Scintillatori Inorganici

Uso più frequente come rivelatore di raggi X , γ e e^\pm di alta energia

Risposta di luce:



Risposta **più lenta** di quella degli organici (NaI: $\tau_d = 250$ ns)

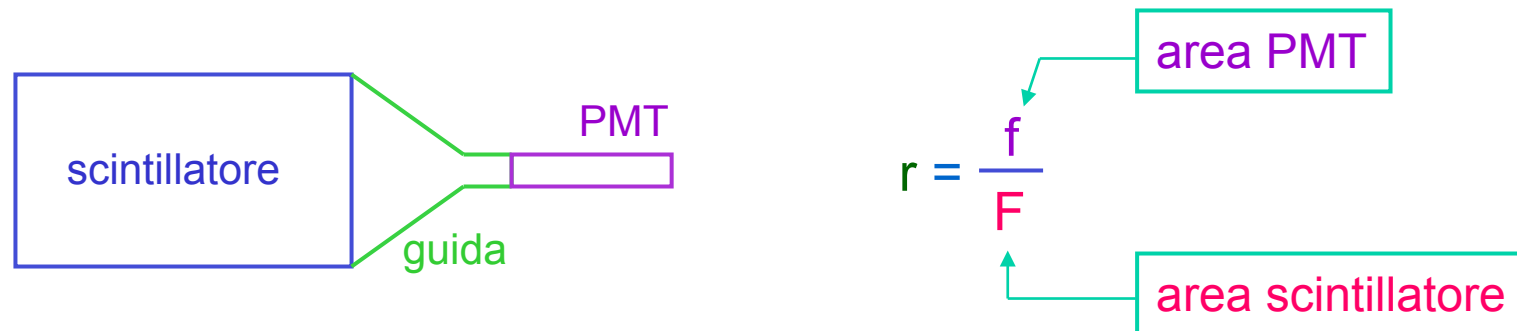
Svantaggio: igroscopicità → necessità di contenitore protettivo

Scintillatore inorganico più utilizzato: NaI dopato con Tallio (Tl)

Guida di Luce

Sistema di trasporto della luce di scintillazione verso il PMT

Materiale plastico (plexiglass) opportunamente sagomato in modo da adattare la superficie di uscita dello scintillatore con quella d'ingresso del PMT → solo una frazione r della luce prodotta raggiunge il PMT



aumento di r per mezzo di geometrie più complicate (**twisted**): strisce separate di plexiglass attaccate all'estremità dello scintillatore e attorcigliate in modo da convergere nel PMT

Fotomoltiplicatore

Tube elettronico che converte la luce in corrente elettrica misurabile

Struttura di schematica di un PMT

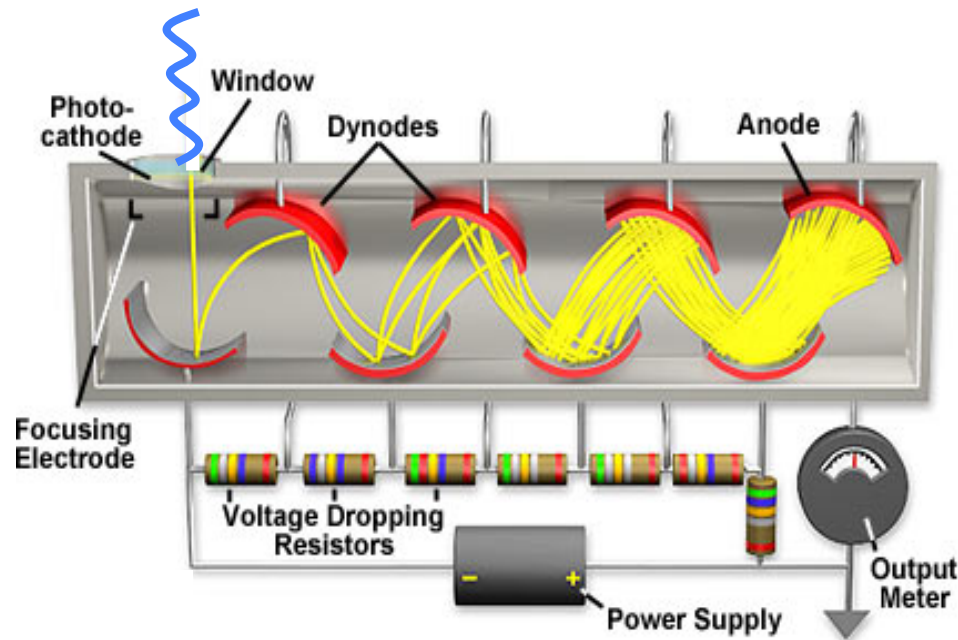
all'interno di un tubo di vetro sottovuoto si hanno:

- a) catodo di materiale fotosensibile (converte fotoni in elettroni)
- b) sistema di raccolta degli elettroni
- c) moltiplicatore di elettroni (sistema di dinodi)
- d) anodo di raccolta per la produzione del segnale finale

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

Fotomoltiplicatore

Fotone visibile colpisce **catodo** → **emissione**, per effetto fotoelettrico, di e^- che, causa la tensione applicata, è **accelerato** ed indirizzato **b)** verso il 1[^] dinodo → **emissione di e^- secondari** che sono **accelerati** ed indirizzati verso dinodo successivo → **formazione di cascata di e^-** attraverso i dinodi **c)** → **raccolta della cascata all' anodo d)**



tragitto **catodo – anodo**
richiede circa **40 ns**

tempo di salita
dell' impulso di corrente
circa **2 ns**

Fotomoltiplicatore

a) **Catodo:** parametro fondamentale è l'efficienza quantica

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

n. fotoelettroni emessi

n. fotoni incidenti

Materiale più usato: Sb-Rb-Cs → $\lambda_M = 420 \text{ nm}$; $\eta(\lambda_M) \cong 30 \%$

b) **Sistema di raccolta d'ingresso:** 2 requisiti essenziali

- raccolta efficiente, i.e. maggior n. di e^- prodotti deve raggiungere il 1° dinodo, ovunque siano generati sul catodo
- tempo impiegato dagli e^- per giungere sul 1° dinodo deve essere indipendente da p.to di generazione sul catodo: influisce sulla risoluzione temporale del rivelatore

Fotomoltiplicatore



particolari configurazioni di campo elettrico
(quasi mai campi magnetici)

- c) Sistema di moltiplicazione: emissione di e^- molto simile all'effetto fotoelettrico: fotone è sostituito da e^- → guadagno di singolo dinodo = δ → guadagno totale con n dinodi = δ^n

Requisiti:

- alto δ (2 ÷ 3)
- stabilità dell'emissione
- ~~secondaria~~ bassa emissione termoionica → basso rumore

Materiale: terra alcalina (per l'emissione secondaria) deposta su conduttore (campo elettrico per accelerare e^-) → lega Cu-Be

Fotomoltiplicatore

Partitore: catena di resistenze dimensionate in modo da fornire una fissata d.d.p. tra i vari **dinodi**

Situazione da evitare assolutamente: grosse variazioni di potenziale tra i dinodi dovute alla variazione di corrente nel tubo, i.e. variazioni nel **guadagno totale** e nella **linearità** del PMT

Corrente che scorre nel partitore = **bleeder current** I_b


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

Esempio: $I_b \sim 100 \langle I_{\text{anodo}} \rangle \Rightarrow \Delta G / G \sim 1 \%$

Fotomoltiplicatore

Operazione in **regime pulsato** → correnti di picco » I_b soprattutto negli stadi finali del partitore → cadute di potenziali transienti



Soluzioni

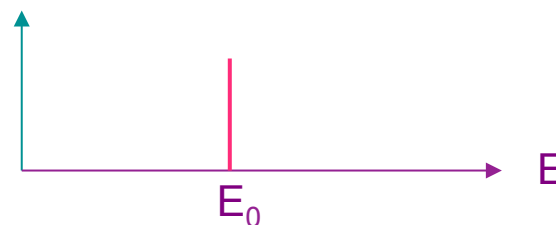
1. **Condensatori di disaccoppiamento negli stadi finali:** forniscono carica durante i picchi di corrente e si ricaricano durante i periodi di assenza di picco
2. **Diodi Zener:** forniscono tensione costante per correnti maggiori di una certa corrente minima di soglia
3. Ad **alta corrente**, ulteriore **HV** esterna

Risposta ai Fotoni

Fotone che rilascia energia in uno scintillatore → effetto fotoelettrico, effetto Compton, creazione di coppie e^\pm → generazione di e^- (e^+) secondari che cedono energia al materiale tramite processi di eccitazione/ionizzazione → importanza delle dimensioni del rivelatore

- i. Scintillatore ∞ : energia E_0 del fotone totalmente assorbita e se la risoluzione energetica fosse ∞ ($\Delta E = 0$) la risposta sarebbe del tipo δ di Dirac

tutti i fotoni depositano tutta la loro energia all'interno del rivelatore



- ii. Scintillatore finito : risposta più complicata → assorbimento deve essere analizzato in termini delle singole componenti

Risposta ai Fotoni

Assorbimento Fotoelettrico



$e^- + \text{raggi X}$

e^-

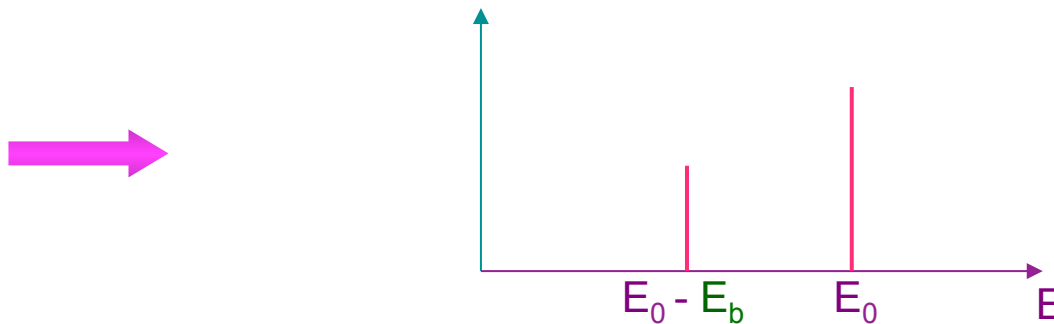
assorbito nel rivelatore

raggi X

2 casi possibili:

- A. sono assorbiti e/o producono altri e^- → assorbimento completo → fotopicco a E_0
- B. non interagiscono e sfuggono dallo scintillatore → energia depositata $< E_0$ → picco di fuga a $E_0 - E_b$

Risposta ai Fotoni



N.B. - causa **risoluzione finita** il picco di fuga è visibile in **NaI(Tl)** solo per $E_0 < 100$ keV

- altezza relativa dei 2 picchi è sensibilmente influenzata dal **punto**, all'interno dello scintillatore, **in cui avviene l'interazione** → dipende dalle **dimensioni del rivelatore** e dall'angolo di incidenza del fotone su questo

Risposta ai Fotoni

Assorbimento Compton



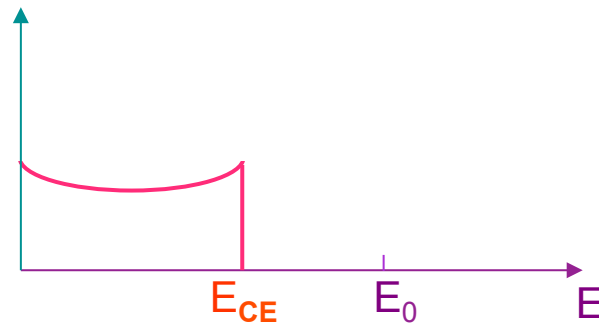
$e^- + \gamma$

e^-

spettro continuo da $E = 0 \rightarrow$

$$E_{CE} = \frac{E_0}{1 + \frac{1}{2\varepsilon}}$$

Compton edge

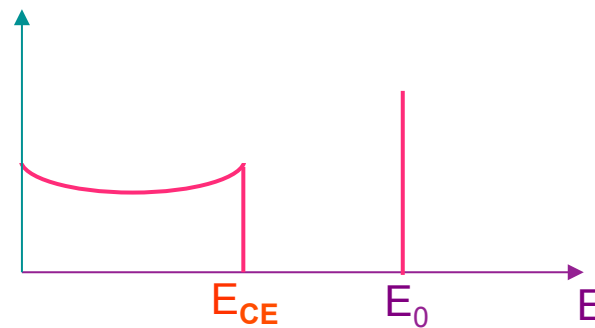


Risposta ai Fotoni

γ

3 casi possibili:

- A. assorbito per effetto fotoelettrico
 - B. assorbito per successivi Compton e effetti fotoelettrici
 - C. fuga dal rivelatore
- } \longrightarrow fotopico
- \longrightarrow spettro continuo in $[0, E_{CE}]$

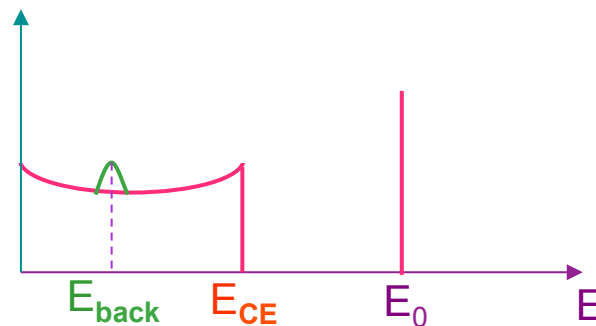


Risposta ai Fotoni

N.B. – **fotoni** della sorgente che subiscono diffusione Compton sul materiale circostante il rivelatore (e.g. l' involucre): se tale diffusione avviene ad angolo $\theta = \pi$ e il **fotone diffuso rientra nel volume sensibile** la sua energia è

$$E_b = \frac{E_0}{1 + 2 \varepsilon} < E_{CE}$$

se tale fotone viene **assorbito completamente** nel rivelatore si ha un **backscattered peak** a $E = E_{back}$



Risposta ai Fotoni

Assorbimento per
creazione di coppie e^\pm



$e^- + e^+$

e^-

assorbito nel rivelatore

e^+

dissipa tutta l'energia e, giunto a riposo, si
annichila con un e^- del mezzo, i.e.



ciascun fotone possiede una energia di 511 keV

Risposta ai Fotoni

$\gamma\gamma$

3 casi possibili:

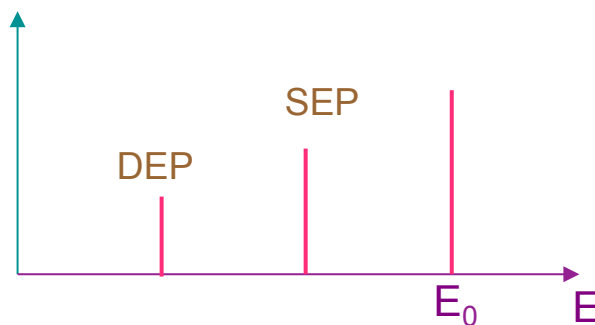
A. assorbiti (fotoelettrico e/o Compton) \longrightarrow fotopico

B. uno assorbito, l'altro fugge \longrightarrow picco a $E_0 - m_e c^2$

SEP

C. fuggono entrambi \longrightarrow picco a $E_0 - 2 m_e c^2$

DEP



Bibliografia

W. R. Leo – *Techniques for Nuclear and Particle Physics
Experiment* Springer 1987

G. F. Knoll – *Techniques for Nuclear and Particle Physics
Experiment* (3rd Edition) John Wiley & Son 2000