

INTERAZIONE CON LA MATERIA

PER LO STUDIO DELLA RADIAZIONE BISOGNA CAPIRE IN MODO PROFONDO COME INTERAGISCE PERCHÉ QUELLO CHE SI OSSERVA SONO GLI EFFETTI CHE PRODUCE. COME ABBIANO GIÀ VISTO CI SONO DUE TIPOLOGIE DI RADIAZIONI:

1) PARTICELLE CARICHE (α, β) \Rightarrow INTERAZIONE COULOMBIANA CON LA MATERIA SONO DIRETTAMENTE IONIZZANTI. [L'INTERAZIONE COULOMBIANA RISULTA DOMINANTE FINO A $E \approx 100 \text{ MeV}$ DA QUI ENTRANO IN gioco EFFETTI DEL NUCLEO]

2) PARTICELLE NEUTRE (γ) \Rightarrow CEDONO T^* ALLE PARTICELLE CARICHE DELLA MATERIA, IONIZZAZIONE INDIRETTA

INTERAZIONE CON PARTICELLE CARICHE

PER LO STUDIO DELL'INTERAZIONE CON PARTICELLE CARICHE DOBBIANO DISSETARE DUE CASI A SECONDA DELLA MASSA M_0 DEL PROETTILE:

i) $M_0 \gg m_e \Rightarrow$ QUESTO È IL CASO DI PARTICELLE CARICHE PESANTI (TIPO α E $\bar{\nu}$). QUESTO CASO SI DIVIDE A SUA VOLTA IN DUE SOTTO CASI:

i) INTERAZIONE CON IL NUCLEO \Rightarrow IN QUESTO CASO SI HA POCO SCAMBIO DI ENERGIA PERCHÉ $M_0 \ll M_{\text{nucleo}}$ E INOLTRE LA PARTICELLA PROETTILE SUBISCE IMPORTANTI CAMBI DI DIREZIONE.

ii) INTERAZIONE CON e^- ATOMICI \Rightarrow IN QUESTO CASO SI HA POCO SCAMBIO DI ENERGIA PERCHÉ $M_0 \gg m_e$ E LA TRAIETTORIA DELLA PARTICELLA PROETTILE SUBISCE GRANDI CAMBI DI DIREZIONE.

LA PARTICELLA PROETTILE PERDE TUTTA L'ENERGIA IN MOLTI URTI (POCO PASSAGGIO DI E PER URTO) DA QUI SI DEFINISCE RADICE LA DISTANZA PERCORSO DA M_0 PER FERMARSI ED È PROPORZIONALE ALLA SUA ENERGIA.

QUELLO CHE RISULTA ESSERE UTILE È LO STUDIO DEL NUMERO DI ECITAZIONI / IONIZZAZIONE PER UNITÀ DI ENERGIA RILASCIATA NELLA MATERIA. RISULTA ESSERE UTILE LA RELAZIONE empirica che afferma che la

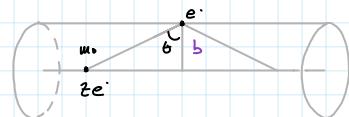
$$\text{CANTITO PRODOTTA È } Q = e \frac{E_0}{w} \Rightarrow \text{CON } w = \text{ENERGIA MEDIA PER LA PRODUZIONE DI UNA COPPIA DI CARICHE} \\ (e^- \text{ E IDEE } I^+)$$

DEFINIZIONE: CHIAMIAMO POTERE FRÈNANTE (o SPECIFIC ENERGY LOSS) LA SEGUENTE QUANTITÀ: $S = -\frac{dE}{dx}$ CHE PUÒ ESSERE

$$\text{ESPLICATIVA UTILIZZANDO LA FORMULA DI BETHE: } -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} n_e \ln \left(\frac{2m_e v}{I} \right) \Rightarrow \text{QUESTO MI RAPPRESENTA LA}$$

QUANTITÀ DI ENERGIA SCAMBIASTA PER INTERAZIONE CON UN e^- ATOMICO (IONIZZAZIONE O ECITAZIONE) DA UNA PARTICELLA PROETTILE DI CARICA Ze IN UN MEZZO CON $n_e = [e^- \cdot \text{cm}^{-3}]$.

POSSIAMO ORA PORRE LE SEGUENTI IPOTESI: TRAIETTORIA RETTILINEA (e^- MOLTO LEGGERO), UNITÀ DI DURATA BREVE (e^- FERMO, PROETTILE RAPIDO) E CHE SI TRAVERSA SOLO L'IMPULSO TRASFERITO PERPENDICOLARMENTE AL CAMMINO (LE COMPONENTI PARALLELE SI COMPENSAANO A VICENDA).



$$\text{ONO } F_\perp = e E_\perp \text{ MA } \Delta p_\perp = \int_{-\infty}^{+\infty} F_\perp dt = \int_{-\infty}^{+\infty} q E_\perp \frac{dx}{v} = \frac{e}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} E_\perp dx \Rightarrow \text{APPALIAMO IL}$$

TEOREMA DI GAUSS PER UNA SUPERFICIE CILINDRICA COASSIALE CON LA TRAIETTORIA, DI WIDCHEZZA INFINTA E RAGGIO b (P. I.).

$$\int E \cdot d\vec{u} = h \pi z e \Rightarrow \int E_\perp 2\pi b dx = h \pi z e \Rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} E_\perp dx = \frac{2ze}{b} \text{ MA QUINDI } \Delta p_\perp = \frac{2ze^2}{bv}$$

DA QUI SI RICAVA CHE $E = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2}{m_e} \frac{z^2 e^4}{(bv)^2}$ E CORRISPONDE ALL'ENERGIA PERDuta IN UN SINCOLO URTO SU UN e^- . ORA PER SAPERE L'ENERGIA TOTALE PERDuta DA INTEGRATO E SU TUTTI GLI e^- $\Rightarrow dNe = n_e 2\pi b db dx$

$$\Rightarrow \frac{dNe}{dx} = n_e 2\pi b db \cdot \text{ DA QUI } -\frac{dE}{dx} = n_e 2\pi \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{2}{m_e} \frac{z^2 e^4}{(bv)^2} b db = n_e \frac{2^2 e^4}{m_e} \frac{1}{bv^2} \ln \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right) \Rightarrow \text{A WI}$$

SI PUÒ SOSTITUIRE $\begin{cases} b_{\max} & \rightarrow \frac{1}{E_{\min}} \\ b_{\min} & \rightarrow \frac{1}{E_{\max}} \end{cases}$ CON: 1) $E_{\min} = I$ (ENERGIA MINIMA DI IONIZZAZIONE) \Rightarrow ENERGIA MINIMA AFFINCHÉ UN e^- EFFETTUO UN SALTO QUANTICO NELLA MATERIA. SE $E < E_{\min}$ ALLORA NON SI PUÒ AVERE TRASFERIMENTO DI ENERGIA

2) $E_{\max} \Rightarrow$ ENERGIA MASSIMA TRASFERITA E CORRISPONDE ALL'ENERGIA TRASFERITA IN UN URTO FRONTALE.

CAMBIAVAMO ORA IL SISTEMA DI RIFERIMENTO E CI METTIAMO IN QUELLO DEL PROETTILE A RIPOSO E L' e^- IN MOTU CON

velocità v . ora $M_0 \gg m_e \Rightarrow \Delta p_{\max} = \gamma m_e v$ da cui deriva che $\Delta E_{\max} = \frac{(\Delta p_{\max})^2}{2m_e} = 2m_e v^2$

avendo che possiamo fare ora è confrontare il ΔE_{\max} con T_{M_0} , che risulta essere $T_{M_0} = \frac{1}{2} M_0 v^2$,

quando, $\frac{\Delta E_{\max}}{T} = 4 \frac{m_e}{M_0} \Rightarrow M_0 = M_L = k_{\text{mp}} \Rightarrow \frac{\Delta E_{\max}}{T_{M_0}} = \frac{m_e}{m_p} \approx \frac{1}{2000} \Rightarrow$ se ho un λ da 5 MeV ho

BISOGNA DI MISURARE DI COLLISIONI PERCHÉ AD OGNI VERTO PERDE 2.6 keV DI ENERGIA. DA QUI SI PUÒ SCRIVERE LA FORMULA
FINALE DI BETHE: $-\frac{dE}{dx} = \alpha \pi \frac{z^2 e^4}{m_e v^2} n_e \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right)$ \Rightarrow CASO NUOVO RELATIVISTICO, VA BENE PER PARTICELLE PESANTI.

DO NOTARE LA DIPENDENZA DA V^2 E Z DEL PROFIETTIVO È DA V^2 DEL MEZZO. QUESTA LEGGE CI DA L'ENERGIA MEDIA PERSA, PER I PICCOLI DISTANZE L'È PERSA È UNA VARIABILE STOCHASTICA CON DISTRIBUZIONE DI LANDAU.

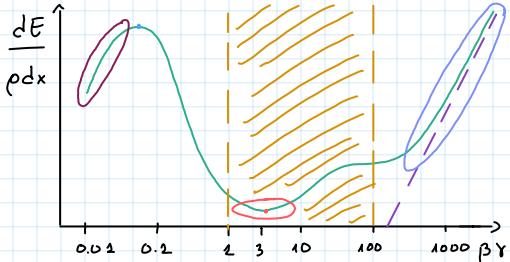
LIMITI DI VALUTAZIONE $\rightarrow V \rightarrow 0$: LA FUNZIONE DIVERGE E CORRISPONDE A UN SCHERMATURA E NEUTRALIZZAZIONE DELLA CARICA
 $\rightarrow V \rightarrow \infty$: EFFETTI ULTRA RELATIVISTICI PIÙ ALTRI PROCESSI (COME BREMSSTRAHLUNG)

INTRODUCIAMO UN PAIO DI VECCHI DI SCALA: 1) $n_e = \frac{2}{A} \rho u_A$ (PER ELEMENTI LEGGERI $\frac{2}{A} \approx \frac{1}{2}$) DA QUI SI RICAVA

$$-\frac{dE}{pdx} = \alpha \pi \frac{z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{2}{A} u_A \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \Rightarrow \text{SPECIFIC ENERGY LOSS}$$

$g(cm)^{-2}$ \Rightarrow STESSO VALORE DI PERDITA DI ENERGIA IN TUTTI I MATERIALI

2) PLOTTANDO A SECONDA DI βY CI SI ACCORGE DI UN MINIMO PER $\beta Y \approx 3$



- SCHERMATURA
- PUNTO A BASSA F
- HIP (HIGHEST IONIZING PARTICLE)
- PENDITA DI ENERGIA PER COLLOSIONE
- BREMSSTRAHLUNG

RICORDANDO CHE $\beta Y = \frac{P_C}{m_C^2}$ VEDIAMO QUALE VALORE TIPICO DI

PARTICELLE: 1) α CON $T_\alpha \approx 5 \text{ MeV}$, $m_\alpha c^2 \approx 6 \cdot 10^3 \text{ MeV} \Rightarrow \beta Y = \frac{\sqrt{2m T_\alpha}}{m c^2} \approx 0.05$

2) μ COSMICI, $\langle E_\mu \rangle \approx 1 \text{ GeV} \Rightarrow \gamma \approx 10$. FANNO PARTE DELLA CATEGORIA DEI HIP E HANNO UN

$$\frac{dE}{pdx} \approx (1.5 - 2) \frac{\text{MeV}}{g(cm)^{-2}} \Rightarrow$$

SONO MOLTO PENETRANTI, INOLTRE L'ENERGIA DEPOSITATO DA QUESTI

DIPENDE DALL'ANGOLI DI INCIDENZA COL MEZZO (TIPO IL RUELATORE) $E = \left(\frac{dE}{pdx} \right)_{\text{HIP}} \frac{pd}{\cos \theta}$



RANGE

ORA SI PUÒ STUDIARE IN QUANTO SPAZIO SI FERMA UNA PARTICELLA, PER LE PESANTI IL CAMMINO È QUASI NETTUINZO E QUINDI È BEN DEFINITO. IL RANGE SOSTANZIALMENTE È LA PROFONDITÀ DI PENETRAZIONE DELLA PARTICELLA E RISULTA ESSERE FACILE CALCOLARLO PER PARTICELLE PESANTI.

$$R = - \int_E^\infty \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE = - \int_E^\infty \frac{1}{\frac{dE}{pdx}} \frac{1}{\rho} dE \Rightarrow$$

IL TERMINE $\frac{dE}{pdx}$ È UNIVERSALE E ρ È UNA COSTANTE

$\Rightarrow R \propto \rho^{-1}$, CERCHIAMO DI TROVARLO

*

STUDIAMO AL VARIARE DI R IL RAPPORTO TRA

I (I MISURATA CON R) E I_0 (I SENZA R) \Rightarrow



\Rightarrow ESSENDO STOCHASTICO LA MISURA SI HA CHE R VARIA ED È UTILE CONSIDERARE UN R MEDIO.

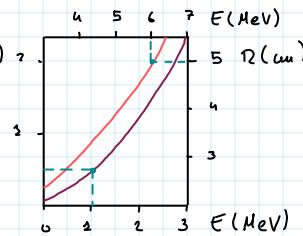
INOLTRE MISURARE R MI PORTA A CAPIRE L'ENERGIA INIZIALE DEL PROETTILE, SE CONSIDERIAMO ORA L IN ARIA SI HA

$$\text{CHE SE : } E(d) = 1 \text{ MeV} \Rightarrow R = 0.5 \text{ cm}$$

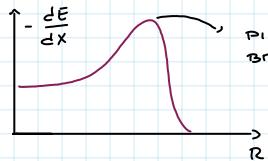
$$\cdot E(d) = 6 \text{ MeV} \Rightarrow R = 5 \text{ cm}$$

$$\text{INOLTRE } \rho_{\text{gas}} \approx 10^{-3} \rho_{\text{suo}}, \Rightarrow R(d)_{\text{suo}} \approx 10^3 R(d)_{\text{gas}}$$

$$\text{QUINDI } R_{\text{suo}}(d) \approx \mu \text{ m}$$



UN ALTRO PARAMETRO DA POTER CONTROLLARE È IL RIASSO DI ENERGIA IN FUNZIONE DELLA DISTANZA DI PENETRAZIONE: CURVA DI BRAGG



\Rightarrow IL GRAFICO MOSTRA CHE IL RIASSO MASSIMO DI ENERGIA LO SI HA IN PROSSIMITÀ DELLA DISTANZA MASSIMA (DHA IL RANGE).

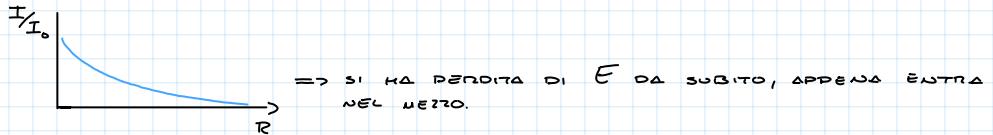
$$\text{INOLTRE SI È VISTO } -\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{R^2}$$

COMMENTO SUICHI E-

IL TERMINÉ "RANGE" È MOLTI DEFINITO, LA MASSA DEL PROETTILE È SIMILE A QUELLA DEL bersaglio DUNQUE SI POSSONO AVERE GRANDI CAMBIAMENTI DI DIREZIONE E PUÒ ESSERE CEDUTA MOLTA E IN UN SINGOLO URTO.

IN PONTECOLARE $\frac{dE}{dx} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{COLLUSIONE}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{RADIAZIONE}} \left(\text{CON } \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{RAD}} \propto \frac{1}{w^2}, z^2, E \right)$ IN PIÙ SI HA CHE

IL GRAFICO $\frac{I}{I_0}(R)$ RISULTA ESSERE



\Rightarrow SI HA PERDITA DI E DA SUBITO, APPENA ENTRA NEL MEZZO.

IONIZZAZIONE SPECIFICA

QUELLO CHE SI PUÒ FARÉ È STUDIARE LA QUANTITÀ DI CARICA GENERATA DALLA RADIAZIONE INCIDENTE:

$$\frac{dQ}{dx} = -\frac{e}{w} \frac{dE}{dx} \Rightarrow \text{DA WI SI RIALUA CHE } Q = \int_R^0 \frac{e}{w} \frac{dE}{dx} dx = e \frac{E}{w}, \text{ ENERGIA MEDIA DI IONIZZAZIONE}$$

QUELLO CHE POSSIAMO OSSERVARE È CHE STUDIANDO LA Q RILEVATA POSSIAMO CONOSCERE LA E INCIDENTE. LA SPETTROSCOPIA DI RADIAZIONI SI OCCUPA DI MISURARE LA DISTRIBUTIONE DELLA RADIAZIONE INCIDENTE.

LA RELAZIONE PER Q È EMPIRICA E CIÒ PONTE ALL'OSSERVAZIONE DI UNA FLUTTUAZIONE DEI PORTATORI DI CARICA IN QUANTO NON W È UN VALORE MEDIO, ERGO UNA SECONDO UNA SUA DISTRIBUTIONE.

DONNA IL PROCESSO DI IONIZZAZIONE NON È DI TIPO POISSONIANO TUTTAVIA SI PUÒ OSSERVARE CHE LA FLUTTUAZIONE È PROPORZIONALE A $\sigma_Q = \sqrt{F} \cdot \frac{E}{w}$ E CHE LA VARIANZA È SCRIVIBILE COME $V(N) = F \cdot N$ CON F = FATTORE DI FONO E

$F \in [0.1, 1] \Rightarrow$ VEDENDO CHE $E = Nw$ POSSIAMO STUDIARE LA RIDUZIONE PER LA VARIANZA A METÀ MASSIMO:

$$R_{\text{FWHM}} = 2.35 \frac{\sigma_E}{E} \text{ CON } \sigma_E = \sqrt{FN} w \Rightarrow R_{\text{FWHM}} = 2.35 \frac{\sqrt{FN}}{E} w = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \Rightarrow$$

AMMENO E PIÙ SUBISCE UNA RIDUZIONE DELLA RIDUZIONE (MI SI ALLARGA LA DISTRIBUTIONE), IN TUTTO CIÒ SI ACCIUNCONO I NUMORI DOTTI ALL'ELETTRONICA E AD EFFETTI SPECIFICI DEI RIVELATORI

INTERAZIONE DI FOTONI

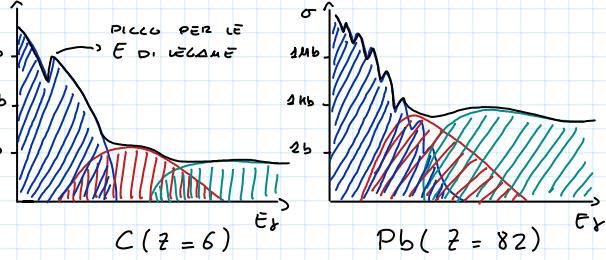
SONO SOSTANZIALMENTE LA CONVERSIONE IN ENERGIA CINETICA DI PARTICELLE CARICHE E QUESTO AVVIENE ATTENAUERSO FOTOELETTRICO, COMPTON O PAIR PRODUCTION, SONO I PROCESSI PRINCIPALI. PORTANO AD UN PARZIALE O TOTALE ASSORBIMENTO DI γ DAI $e^- \Rightarrow \gamma$ SPARISCE O SCATTERATO.

DEFINIZIONE: SEZIONE D'URTO \Rightarrow PROBABILITÀ CHE UNA PARTICELLA INTERAGISCA IN UNA DETERMINATA MANIERA, PUÒ ESSERE VISTA COME L'AREA EFFICACE DEL PROCESSO.

ORA SE CONSIDERIAMO UN FASCIO DI γ COLLIMATO DIRETTO VERSO UN MEZZO "FRENANTE" SI NOTA CHE L'INTENSITÀ DI CORRENTE segue la formula $I(x) = I(0) e^{-\mu x}$ CON μ = COEFFICIENTE DI ATTENUAZIONE LINEARE (PROBABILITÀ

DI INTERAZIONE PER UNITÀ DI CAMMINO $\Rightarrow \mu = \sigma_T \cdot n_e$ E $\sigma_T = \sigma_F + \sigma_C + \sigma_{PP} \Rightarrow$ COME SEMPRE PIÙ GRANDE È DENSO IL MATERIALE PIÙ I γ SONO ASSORBITI

QUELLO CHE SI PUÒ VEDERE È COME VARIA σ_T IN FUNZIONE DELLA E_γ , VEDIAMO DUE CASI: C ($z=6$) E Pb ($z=82$)



- FOTOELETTRICO: $\gamma + A \rightarrow A^+ + e^-$ con $E_e = E_\gamma - E_{\text{legame}}$; $\sigma_F \propto 2^5 E^{-3.5}$

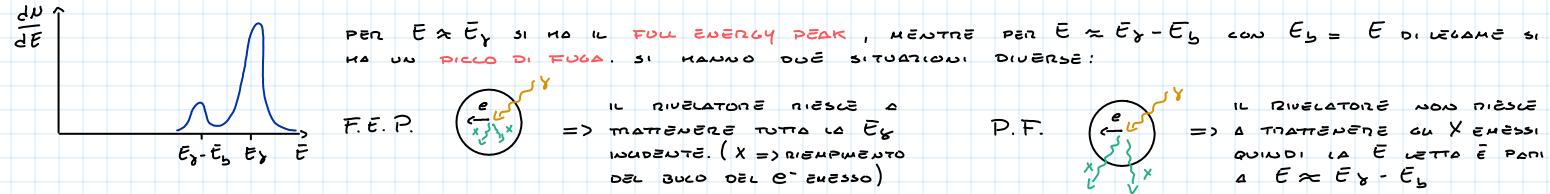
- COMPTON: $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ con $E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos(\theta))}$
 $E_e = E_\gamma - E_{\gamma'}$; $\sigma_C \propto z$

- PAIR PRODUCTION: $\gamma + N \rightarrow \gamma + e^+e^-$ con $E_{\gamma'} = 2me$; $\sigma_{PP} \propto z^2$

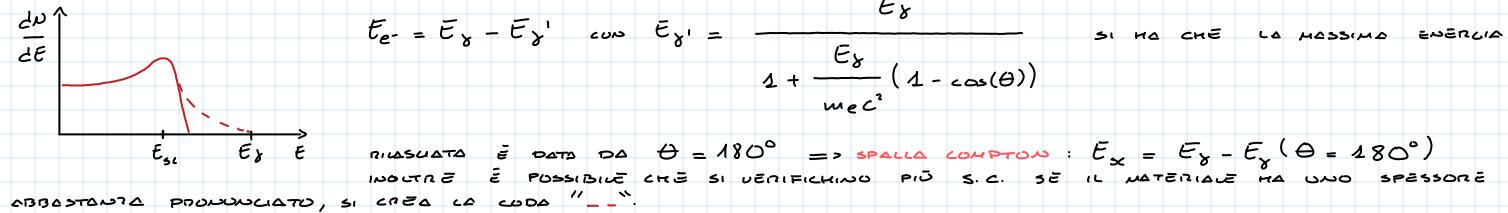
È APPREZZABILE IL FATTO CHE PER UNA SPECTROSCOPIA EFFICACE C'È BISOGNO DI UNA ALTA EFFICIENZA FOTOELETTRICA E QUINDI UN BIASCUO CON Z ELEVATA.

QUELLO CHE ORO CONVIENE FARÈ È STUDIARE LO SPETTRO ENERGETICO DI OGNI PROCESSO SINGOLARMENTE

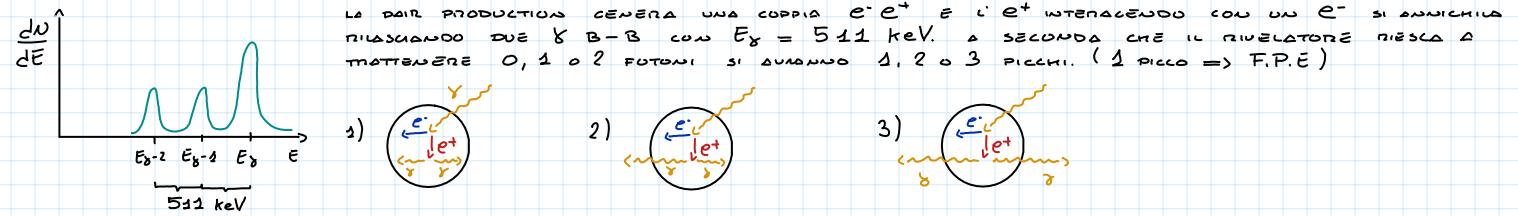
EFFETTO FOTOELETTRICO



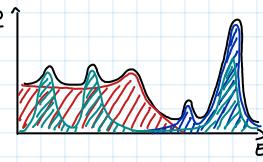
SCATTERING DI COMPTON



PAIR PRODUCTION



TUTTIORA NON DUNQÙ UN SOLO TIPO DI INTERAZIONE CHE VIENE REGISTRATA DALL'APPARATO, MA TUTTE E TRE, DI CONSEGUENZA DUNQÙ UNO SPETTRO ENERGETICO COMPOSTO.



IN TUTTO QÌ LA COMPONENTE DI RADIAZIONE ESTERNA ALL'APPARATO È IL RUMORE INTINTUSCO DELLE COMPONENTI ELETTRONICHE NON POSSONO ESSERE IGNORATE. SI FARÀ DUNQUE UNA CARATTERIZZAZIONE "A SELLO" PER STUDIARE IL RUMORE (FLUTTUAZIONI E DISTORSIONI DELLA SINGOLA MISURA) E LA RADIAZIONE DI FONDO (L'EFFECTO DEL RUMORE SULLA MISURA DELLO SPETTRO).

UNA VOLTA FATTA QUESTA OPERAZIONE SI INTRODUCCE LA SORGENTE DA STUDIARE, UN RIVELATORE IDEALE È COMPOSTO DA ELEMENTI CON Z GRANDI, MA GRANDI DIMENSIONI ED HA UNA BUONA RISOLUZIONE.

DAL MOMENTO CHE IL RIVELATORE NON OCCUPA TUTTO LO SPAZIO CIRCONSTANTE ALLA SORGENTE, PRESENTE DI SCHERMATURA, SI AVRÀ CHE POSSONO AVVENIRE I 3 TIPI DI INTERAZIONE FUORI QUESTO COMPORTA CHE IL RIVELATORE POTRA' OSSERVARE DEI: X CARATTERISTICA, γ COMPTON E $\gamma\gamma$ PAIR PRODUCTION ANCHE SE NON AVVIENE QUEL TIPO DI INTERAZIONE AL SUO INTERNO E DUNQUE DÀNE VITA AD UNO SPETTRO CON TUTTE LE CARATTERISTICHE APPENA DISCUSE (C: PICCO DI BACKSCATTERING, CONTINUO DI γ CON E_γ DIVERSA ECC...).