

Figure 22: Distribuzioni dell'energia degli elettroni di rinculo dopo diffusione Compton.

2.6.3 Produzione di coppie

Quando $E_\gamma > 2mc^2$ si apre la soglia per la produzione di coppie elettrone-positrone da parte di un fotone (vedi fig. 19), che puo' essere assorbito convertendo la sua energia nella massa di una coppia particella-antiparticella. Questo fenomeno non puo' avvenire nel vuoto perche' non si conserverebbe la massa invariante del sistema (nulla quella del fotone, maggiore di $2mc^2$ quella della coppia elettrone-positrone). E' pertanto necessaria la presenza di un nucleo (ma basta anche un elettrone) che assorba l'impulso in eccesso. La trattazione del fenomeno e' piuttosto complessa, e ne vediamo qui solo alcuni cenni. Nel calcolo della sezione d'urto compaiono le stesse quantita' che abbiamo visto nel caso dell'irraggiamento degli elettroni e pertanto risulta (alle alte energie):

$$\mu_{pair} = \frac{7}{9} \frac{1}{L_R} \quad (18)$$

con L_R la gia' discussa lunghezza di radiazione. La lunghezza caratteristica per i due fenomeni e' pertanto la medesima essendo $\mu_{pair}^{-1} \sim L_R$. Il motivo di cio' e' che il processo di produzione di coppie $\gamma N \rightarrow Ne^+e^-$ ha molte analogie con il processo di irraggiamento da parte di un elettrone nel campo del nucleo $eN \rightarrow eN\gamma$ come evidenziato in fig. 23. Un fascio di fotoni di alta energia si attenua pertanto esponenzialmente secondo una lunghezza caratteristica μ_{pair}^{-1} e quindi un fotone ha una probabilita' di conversione pari a $(1 - e^{-\frac{7}{9}\frac{x}{L_R}})$ nell'attraversare un materiale di spessore x . Si ricordi infatti che la probabilita' di interazione e' $P_{int}(x) = 1 - P_{non_int}(x)$

$$N(x)/N(0) = P_{non_int}(x) = e^{-\mu x} = e^{-\frac{7}{9}\frac{x}{L_R}} \simeq 1 - \mu x \text{ se } \mu x \ll 1$$

In figura 19 e' invece possibile osservare la sezione d'urto per produzione di coppie al variare dell'energia del fotone incidente. Si noti infine che all'aumentare dell'energia la produzione di coppie e' fortemente piccata in avanti essendo l'angolo medio di emissione delle due particelle della coppia $\theta \sim mc^2/E_\gamma$.

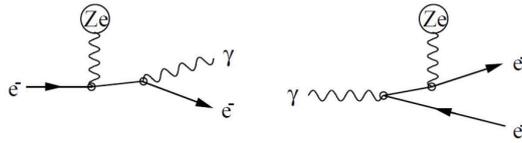


Figure 23: Meccanismi di produzione di coppie e radiazione di frenamento a confronto.

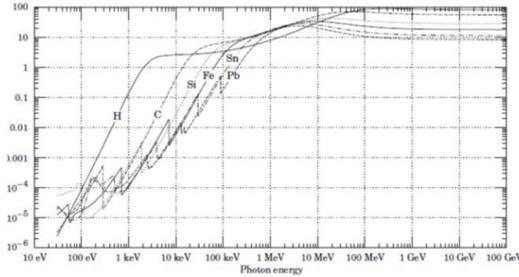


Figure 24: Lunghezza di assorbimento di fotoni su vari materiali al variare dell'energia.

2.6.4 Considerazioni sull'interazione dei fotoni con la materia

Come abbiamo visto le sezioni d'urto dei vari processi di interazione dipendono dall'energia e dalle caratteristiche del materiale su cui incidono e pertanto anche la sezione d'urto totale σ_T ha una forte dipendenza dall'energia del fotone incidente e dal numero atomico del materiale (vedasi figura 20). L'importanza relativa dei 3 processi dipende sostanzialmente dall'energia del fotone e dal numero atomico del materiale assorbitore. In fig. 19 e' possibile osservare come contribuiscono i diversi meccanismi (fotoelettrico, Compton e produzione di coppie) alla sezione d'urto totale per interazioni su carbonio e piombo. Il coefficiente di assorbimento risultante μ sara' dato dalla somma dei vari coefficienti di assorbimento: $\mu = \mu_{pe} + \mu_C + \mu_{pair}$, essendo $\mu = N_0\sigma_T = \lambda^{-1}$ con λ il cammino libero medio (o lunghezza di assorbimento) visibile in figura 24. Si noti che vi e' un valore di energia, relativo al minimo della sezione d'urto totale, che corrisponde al massimo della lunghezza di interazione e quindi al massimo della trasparenza. Ogni elemento e' caratterizzato da una ben definita lunghezza di assorbimento e con un comportamento al variare dell'energia che identifica univocamente l'elemento in questione.

L'andamento del coefficiente di assorbimento sara' pertanto fondamentale nel valutare la probabilita' di interazione di fotoni di data energia dato che cio' avra' una diretta conseguenza sull'efficienza del rivelatore, se l'elemento in questione e' quello di cui il rivelatore e' costituito, ovvero sull'efficienza nel fermare la radiazione, se l'elemento in questione e' usato come schermo.

2.6.5 Gli sciami elettromagnetici

Come abbiamo visto alle alte energie i processi dominanti sono la produzione di coppie per i fotoni e la radiazione di frenamento per gli elettroni e positroni. Questi processi sono caratterizzati da una scala delle lunghezze che e' la lunghezza di radiazione L_R . Quando un elettrone o un fotone di alta energia colpiscono un materiale

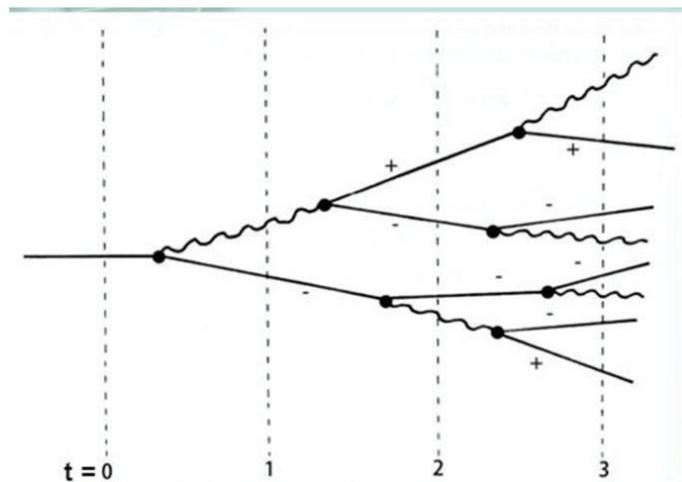


Figure 25: Schema dello sviluppo longitudinale di uno sciame elettromagnetico.

si ha la formazione di un processo a cascata (detta *cascata* o *sciame elettromagnetico*) in cui, mediamente dopo ogni lunghezza di radiazione, i fotoni creano coppie elettrone-positone mentre a loro volta gli elettroni (e i positoni) emettono fotoni dando quindi luogo ad un processo moltiplicativo. Dopo t lunghezze di radiazione lo sciame è composto da un numero $N(t) = 2^t$ particelle di energia $E(t) = E_0/2^t$ (ove si è supposto di suddividere a metà l'energia ad ogni processo di moltiplicazione). Quando l'energia media degli elettroni e positroni diventa inferiore all'energia critica il processo di moltiplicazione si ferma e gli elettroni perdono la loro energia per ionizzazione arrestando così la cascata.

Il processo, che dipende pertanto essenzialmente dalla lunghezza di radiazione del mezzo, si sviluppa in prima approssimazione secondo la seguente equazione

$$t_{max} = \frac{1}{\ln 2} \ln(E_0/E_c)$$

essendo $t_{max} = x_{max}/L_R$ la posizione del massimo dello sciame espressa in unità di lunghezze di radiazione ed E_0 l'energia del fotone (elettrone) incidente.

La relazione vale pertanto per qualsiasi mezzo se espressa in unità di lunghezze di radiazione e ci mostra che il massimo dello sciame aumenta solo logicamente con l'energia della particella incidente. In figura 25 si può vedere uno schema dell'evoluzione dello sciame mentre in fig. 26, si può seguire lo sviluppo longitudinale dell'energia depositata. Il forte contenimento dello sviluppo dello sciame rende possibile far rilasciare quasi completamente l'energia della particella incidente in un rivelatore di poche lunghezze di radiazione. Tale rivelatore diventa pertanto un calorimetro (calorimetro elettromagnetico) atto alla misura dell'energia di fotoni ed elettroni di alta energia. Si noti che si è parlato anche di elettroni, perché una volta iniziato il processo non vi è alcuna differenza se il processo è stato iniziato da un fotone o un elettrone.

2.7 Cenni sulla rivelazione di neutroni e neutrini

Nel caso di particelle che non interagiscono elettromagneticamente con gli atomi del mezzo la rivelazione è mediata da una prima interazione in cui vi è trasferimento di energia a particelle cariche (similmente a quanto abbiamo visto nel caso dei fotoni)

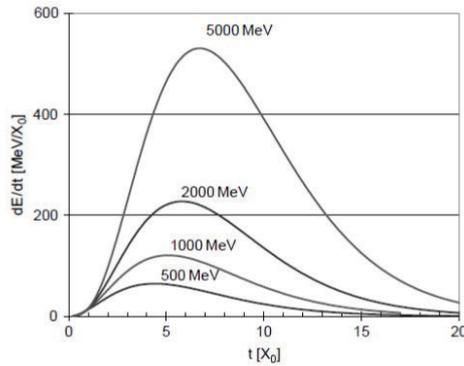


Figure 26: Schema dello sviluppo longitudinale dell'energia rilasciata da uno sciame elettromagnetico.

che successivamente interagiranno con il rivelatore. Consideriamo qui due casi: i neutroni ed i neutrini. E' ovvio che la loro rivelazione sar  mediata da forze diverse, nel caso dei neutroni quella forte, nel caso dei neutrini quella debole. Le reazioni a cui vanno soggetti i neutroni sono di circa $10 - 100 \text{ mb}$ e variano fortemente con l'energia; ad esempio alle basse energie un neutrone puo' essere catturato con emissione di nucleoni o nuclei leggeri (ad es. $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$) mentre al crescere dell'energia puo' dare luogo ad esempio a diffusione elastica o a cascate adroniche con la produzione di un gran numero di particelle.

La rivelazione dei neutrini, data la loro piccolissima sezione d'urto ($\sim 10^{-40} \text{ cm}^2$) con la materia, necessita di flussi di particelle molto elevati (ad esempio da reattori nucleari) e/o bersagli molto grandi. La rivelazione puo' avvenire ad esempio andando a rivelare l'elettrone emesso dalla reazione $\nu + n \rightarrow p + e^-$ oppure nella diffusione elastica $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$.

3 Metodi e tecniche di rivelazione delle particelle: alcune misure fondamentali

Negli esperimenti moderni, contrariamente ai primi esperimenti ove talvolta bastava individuare l'avvenuto passaggio di una particella, si cerca di determinare il maggior numero possibile di informazione relative alla reazione in esame. Idealmente si vorrebbero misurare i quadrimpulsi e le cariche di tutte le particelle finali, separando nello spazio e nel tempo tutte le particelle relative ad un determinato evento.

Cio' non e' mai possibile mediante l'uso di un unico rivelatore, e bisogna pertanto utilizzare diversi rivelatori e tecniche sperimentali contemporaneamente. La scelta dipendera' dal tipo di reazione che si vuole studiare e dalle condizioni di misura.

Molti dei metodi e dispositivi discussi di seguito sono comunemente usati nella fisica nucleare e delle particelle, ma in generale nella fisica delle alte energie, sia su esperimenti a bersaglio fisso che su collisionatori, comunemente si usano rivelatori molto grandi e complessi che integrano molti diversi sub-rivelatori in un singolo dispositivo. Tali sistemi si basano molto su elettronica veloce e computer per monitorare e controllare i sotto-rivelatori e per coordinare, classificare e registrare la vasta quantit  di informazioni che fluiscono da diverse parti dell'apparato. Per-