

Figure 18:

## 2.5 Radiazione Cherenkov e radiazione di transizione

Esaminiamo ora degli effetti fisici relativi all'interazione tra particella incidente e mezzo rivelatore i quali hanno scarsa rilevanza nel computo dell'energia persa ma sono utilissimi nel fornire informazioni sulle caratteristiche della particella incidente. Questi sono l'effetto Cherenkov e la radiazione di transizione.

### 2.5.1 Radiazione Cherenkov

L'emissione di radiazione Cherenkov da parte di una particella carica è un fenomeno che stato osservato da Cherenkov nel 1934 e spiegato da Frank e Tamm nel 1937. Il fenomeno è legato alle proprietà dielettriche del materiale e avviene quando la velocità della particella è maggiore della velocità di propagazione della luce nel materiale che sta attraversando. Sebbene irrilevante per la perdita di energia, l'effetto Cherenkov è utilizzato come un mezzo per misurare la velocità delle particelle.

In un mezzo con indice di rifrazione  $n(\omega)$  il campo elettrico generato da una particella carica all'interno del mezzo polarizza il mezzo stesso mentre si propaga con velocità  $c/n$ . Se la velocità della particella nel mezzo è  $\beta \ll c/n$  allora non vi è perdita di energia da parte della particella, ma se  $\beta > c/n$  il materiale polarizzato emette radiazione. Il motivo di tale emissione è legato alla polarizzazione e depolarizzazione del mezzo, che genera lungo la traccia una serie di onde sferiche il cui involuppo costituisce un fronte d'onda conico (vedi fig. 18). Il fenomeno è equivalente a quello del bang supersonico o alla formazione di una scia da parte di una barca che si muova con velocità maggiore di quella delle onde.

Gli atomi del mezzo si deformano per interazione con il campo elettromagnetico della particella, in modo che i centri di gravità della carica positiva e negativa all'interno degli atomi non coincidono più. Quindi, per particelle con velocità sufficientemente grande (rispetto alla velocità di fase della luce nel mezzo), una regione polarizzata viene generata seguendo una simmetria assiale. In questa regione, i singoli atomi agiscono come dipoli elettrici e creano un campo di dipolo. È questo campo di dipolo che è responsabile per l'emissione degli impulsi elettromagnetici della radiazione di Cherenkov.

La radiazione è emessa secondo un fronte d'onda conico con asse la direzione

della particella e apertura angolare  $\theta_C$  tale che

$$\cos\theta_C = \frac{1}{n\beta}$$

Ne viene che

1. dev'essere  $\beta > \frac{1}{n}$  e quindi la radiazione Cerenkov è un fenomeno a soglia, che avviene per  $\beta > \beta_{thr} = \frac{1}{n}$
2. misurare  $\theta_C$  corrisponde a misurare la velocità della particella.

Queste due caratteristiche stanno alla base del diffuso utilizzo sperimentale della luce Cherenkov, mediante l'utilizzo di rivelatori che utilizzano una o entrambe queste caratteristiche. Il numero di fotoni emessi per unità di percorso (e quindi l'energia persa) dipendono da  $\theta_C$  ( $\frac{dN}{dx} \propto \sin^2\theta_C$ ). Risulta che l'energia persa per effetto Cherenkov è  $dE/dx \approx z^2 \sin^2\theta_C [keV/cm]$ , cioè trascurabile rispetto quella persa per collisione.

#### Osservazioni:

- Qualsiasi mezzo trasparente può essere usato come rivelatore Cherenkov. Questo implica che sia possibile costruire rivelatori Cherenkov anche molto grandi ad esempio con l'acqua.
- A soglia risulta  $\gamma_{thr} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{thr}^2}} = \frac{n}{\sqrt{n^2-1}}$  e quindi, operando con gas a opportuna pressione ( $n \cong 1$ ) e' possibile avere delle soglie a elevati valori di  $\gamma$  e quindi discriminare tra loro particelle relativistiche di massa diversa (ad esempio misurando contemporaneamente l'impulso e  $\theta_C$ ). Questo risulta di grande utilità non essendo possibile utilizzare in tale regione l'informazione del potere frenante.

### 2.5.2 Radiazione di transizione (cenni - non in programma)

Analogamente all'emissione di radiazione Cherenkov, la radiazione di transizione ha scarsa rilevanza da un punto di vista dell'energia persa dalla particella, ma può essere utilizzata per misurare la velocità ( $\gamma$ ) della particella incidente. L'emissione di radiazione di transizione avviene quando una particella carica relativistica passa da un mezzo (ad es. dal vuoto) ad un altro con diversa costante dielettrica. Non tratteremo il dettaglio di questo fenomeno ma citeremo solamente la dipendenza dell'intensità della radiazione emessa dalle caratteristiche cinematiche della particella incidente.

L'energia irradiata risulta essere

$$I = \frac{1}{3}\alpha\hbar\omega_p\gamma$$

essendo  $\hbar\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\alpha N_e}{m}}$ , con  $\alpha$  la costante la struttura fine,  $N_e$  la densità di elettroni e  $m$  la massa dell'elettrone;  $\hbar\omega_p \approx 20eV$  nel caso di radiatore plastico. Come e' possibile notare l'intensità della radiazione e' proporzionale al  $\gamma$  della particella incidente. Citiamo solamente questo fenomeno senza trattarlo nel dettaglio.

## 2.6 Interazione dei fotoni con la materia

La radiazione elettromagnetica puo convertire parte o tutta la sua energia per interazione con gli atomi e i nuclei atomici. I principali effetti che caratterizzano i seguenti:

- effetto fotoelettrico;
- effetto Compton;
- produzione di coppie elettrone-positone.

Si noti che in tutti questi fenomeni vi e' un trasferimento parziale o totale dell'energia dal fotone a particelle cariche, fondamentale per permettere il successivo trasferimento di energia al rivelatore, come visto nei paragrafi precedenti.

Richiamiamo brevemente quanto detto nel paragrafo 2.1.3 (eq. 2) relativamente all'assorbimento di un fascio di fotoni nel passaggio attraverso la materia. Il numero di fotoni che non hanno interagito in funzione della profondita'  $x$  di penetrazione nel materiale e' pari a  $N(x) = N(0)e^{-\mu x}$ . Il coefficiente di assorbimento  $\mu$  (probabilita' di interazione per unita' di lunghezza) e' dato dal prodotto tra il numero di atomi per unita' di volume,  $N$ , e la sezione d'urto  $\sigma$ :  $\mu = N\sigma$ . Nel caso dei fotoni la sezione d'urto  $\sigma$  e' data dalla somma delle diverse sezioni d'urto fotoelettrica ( $\sigma_{pe}$ ), Compton ( $\sigma_C$ ) e di produzione di coppie ( $\sigma_{pair}$ ) e pertanto il coefficiente di assorbimento totale lo possiamo esprimere come la somma dei coefficienti di assorbimento relativi alle varie reazioni:  $\mu = \mu_{pe} + \mu_C + \mu_{pair}$ .

### 2.6.1 Effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico puo' essere descritto come una reazione del tipo  $\gamma + A \rightarrow A^+ + e^-$  in cui un fotone, con energia maggiore dell'energia di legame  $E_b$  dell'elettrone viene assorbito da un atomo  $A$  ionizzandolo ed emettendo un elettrone di energia

$$E_e = E_\gamma - E_b$$

Si noti che l'assorbimento del fotone puo' avvenire solo in presenza dell'atomo, in quanto altrimenti la massa invariante non sarebbe conservata, essendo maggiore prima dell'assorbimento. L'impulso e' bilanciato dall'atomo (nucleo) che non porta via (quasi) nessuna energia e (quasi) tutta l'energia e' trasferita all'elettrone.

Una trattazione rigorosa dell'effetto fotoelettrico implica la conoscenza delle funzioni d'onda atomiche ed e' pertanto alquanto complessa. Tuttavia, ad energie del fotone maggiori dell'energia di legame degli orbitali K, la sezione d'urto fotoelettrica su di un materiale di numero atomico  $Z$  risulta approssimativamente essere

$$\sigma_{pe} \approx Z^5 \left( \frac{mc^2}{E_\gamma} \right)^3 \quad (13)$$

ove si puo' notare la forte dipendenza dall'energia e dal numero atomico del materiale, che ovviamente implichera' delle probabilita' di interazione molto diverse al variare dello stesso (si ricordi che la costante di assorbimento fotoelettrica  $\mu_{pe}$  e' data dal prodotto tra il numero di atomi per unita' di volume,  $N$ , e la sezione d'urto fotoelettrica  $\sigma_{pe}$ ,  $\mu_{pe} = N\sigma_{pe}$ ). In figura 19 e' possibile vedere l'andamento della

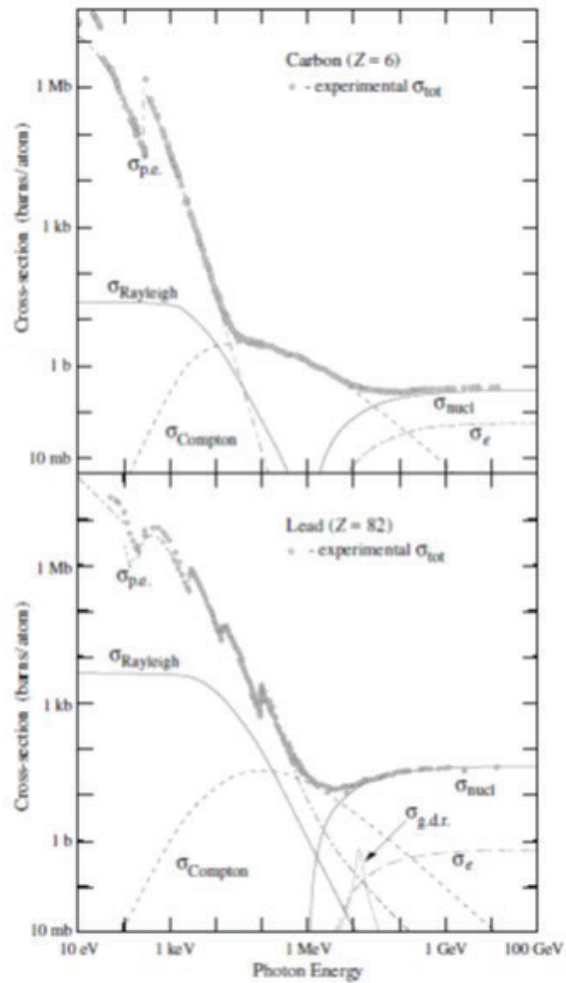


Figure 19: Sezioni d'urto al variare dell'energia di fotoni su carbonio e piombo.

sezione d'urto fotoelettrica su C e Pb al variare dell'energia del fotone. Questa è modulata dalla dipendenza dall'energia vista sopra e dalle diverse popolazioni elettroniche a cui ha accesso al variare dell'energia. Osservazione: Quando un fotone viene assorbito per effetto fotoelettrico la sua energia viene trasferita (quasi) completamente ad un elettrone. Se il rivelatore è sufficientemente spesso da fermare tale elettrone tutta l'energia verrà trasferita al rivelatore la cui risposta risulterà di tipo gaussiano.

### 2.6.2 Effetto Compton

La diffusione Compton (scoperta nel 1923) è una diffusione a due corpi (fotone su elettrone) che è descritta dall'assorbimento e riemissione di un fotone da parte di un elettrone atomico,

$$\gamma e \rightarrow \gamma e$$

Per energie molto maggiori dell'energia di legame, gli elettroni si possono considerare liberi e possono interagire con i fotoni tramite un processo elastico in cui l'elettrone assorbe parte dell'energia del fotone che varia pertanto la sua frequenza. Con un semplice calcolo di cinematica relativistica (lo si faccia come esercizio) si può vedere (vedi fig. 21) che la lunghezza d'onda  $\lambda'$  della radiazione diffusa dif-