

*Università del Salento*  
*Facoltà di scienze MM.FF.NN.*  
*Corso di laurea triennale in Fisica*  
*Anno accademico 2011/2012*

*Studio della risposta a  
radiazione ionizzante di un  
rivelatore a diamante sintetico*

***Relatrice:***

*Dott.ssa Stefania Spagnolo*

***Candidato:***

***Correlatore:***

*Dott. Gabriele Chiodini*

*Federica Oliva*

Lecce, 13 Aprile 2012



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>1 Rivelatori di particelle: materiali utilizzati</b>	<b>4</b>
1.1 Silicio - Diamante. Presente e Futuro. . . . .	5
1.1.1 I vantaggi della CVD . . . . .	6
<b>2 Interazioni di radiazione con il mezzo attraversato</b>	<b>9</b>
2.1 Interazione fotoni - materia . . . . .	9
2.1.1 L'effetto Compton . . . . .	9
2.1.2 Effetto fotoelettrico . . . . .	12
2.1.3 Produzione di coppie . . . . .	15
2.2 Passaggio di particelle cariche nella materia . . . . .	15
2.2.1 Formula di Bethe - Bloch . . . . .	15
2.2.2 Perdita di energia per gli elettroni . . . . .	16
2.2.3 Bremsstrahlung . . . . .	18
<b>3 Analisi dei dati</b>	<b>19</b>
3.1 Sorgenti di radiazione . . . . .	19
3.2 Introduzione a Geant4 . . . . .	20
3.3 Simulazione del setup sperimentale . . . . .	22
3.4 Analisi dei processi Compton . . . . .	23
3.5 Analisi del rilascio di energia totale al mezzo . . . . .	24
3.6 Carica indotta . . . . .	30
3.6.1 Confronto con i dati ottenuti in laboratorio . . . . .	36
<b>Conclusioni</b>	<b>41</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>42</b>

# Introduzione

Negli ultimi anni il diamante sintetico è studiato come materiale per futuri rivelatori di tracciamento ad alta precisione. Esso è considerato una promettente alternativa ai rivelatori al silicio, attualmente utilizzati, grazie alla maggiore resistenza a danneggiamento da radiazione. Tuttavia, a causa del fatto che il processo di produzione di diamante sintetico è ancora in fase di evoluzione, non esiste ad oggi per i dispositivi a diamante una caratterizzazione completa, in termini delle proprietà rilevanti per l'utilizzo nella rivelazione di radiazione ionizzante.

Un programma di ricerca e sviluppo di dispositivi a pixel basati su diamante, denominato Diapix, è stato proposto ed avviato di recente nell'ambito delle attività dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Nel contesto di questo programma di ricerca sono in corso, presso il laboratorio 'Rivelatori al Diamante' della sezione INFN di Lecce ed in altri laboratori INFN, misure di carica indotta in dispositivi a diamante esposti a vari tipi di radiazione ionizzante. In particolare, spettri di carica indotta da sorgenti  $\alpha$  e  $\beta$  sono stati misurati e facilmente interpretati in termini delle proprietà note del materiale e delle interazioni tipiche di particelle cariche con i mezzi attraversati.

La risposta del materiale diamante a sorgenti  $\gamma$  risulta di più difficile interpretazione a causa dei più complessi meccanismi di cessione di energia al mezzo da parte dei fotoni. In questo studio mi sono occupata di estrarre lo spettro di carica indotta in un dispositivo al diamante a partire dalle simulazioni delle interazioni di una sorgente  $\gamma$  con un blocchetto di diamante. Lo studio si è basato su una simulazione minimale basata su GEANT4[1] del setup sperimentale nel laboratorio 'Rivelatori a diamante' della sezione INFN di Lecce, che ha consentito di stimare l'energia mediamente rilasciata al mezzo e la sua distribuzione spaziale. Sfruttando le caratteristiche già note del diamante, l'energia rilasciata è stata convertita in molteplicità di cariche libere. Attraverso il concetto di libero cammino medio degli elettroni e lacune prodotte nel materiale, è possibile estrarre la carica indotta sugli elettrodi di raccolta del segnale.

I risultati dell'analisi consentono una comprensione qualitativa (e quantitativa) delle caratteristiche degli spettri di carica misurati in laboratorio.

# Capitolo 1

## Rivelatori di particelle: materiali utilizzati

Nell'epoca moderna la fisica sperimentale delle particelle necessita, generalmente, di una strumentazione costituita da rivelatori molto grandi e complessi.

Al CERN attualmente è in funzione l'acceleratore LHC (Large Hadron Collider) che consente di sondare i costituenti della materia e le forze fondamentali con una sensibilità mai prima raggiunta grazie all'energia di 7 - 8 TeV nel centro di massa della collisione e grazie all'abbondanza delle interazioni prodotte. Nelle regioni di collisione dei fasci sono installati rivelatori complessi, sistemi elaborati in cui si sfruttano differenti metodi di tracciamento e misura delle proprietà delle particelle prodotte nelle collisioni protone-protone. I rivelatori considerati presentano dimensioni diverse: i più vicini al punto di collisione dei fasci, i cosiddetti rivelatori di vertice, coprono regioni estese per decine di centimetri, mentre quelli più distanti sono caratterizzati da grandi calorimetri e spettrometri, le cui dimensioni sono dell'ordine di vari metri.

L'area d'applicazione nella fisica delle alte energie dei rivelatori a diamante sintetico in un prossimo futuro riguarda il tracciamento nei rivelatori di vertice. I 'vertex detectors' sono realizzati assemblando strati sottili di mezzo di rivelazione, attualmente silicio, avente spessore di poche centinaia di micrometri, con elettrodi segmentati sulla superficie. Lo scopo primario dei rivelatori è il conseguimento di un'elevata precisione spaziale nella registrazione delle tracce cariche uscenti dal punto di collisione. Essa è necessaria a causa dell'elevata densità di tracce di particelle cariche derivanti da una collisione ad alte energie ed è, allo stesso tempo, essenziale per distinguere tracce derivanti da vertici secondari, spostati rispetto al punto in cui si verifica la collisione primaria p-p che possono derivare da decadimenti di particelle instabili prodotti nell'interazione primaria.

## 1.1 Silicio - Diamante. Presente e Futuro.

La nostra può essere etichettata come era del silicio in quanto, senza di esso, importanti rivoluzioni quali quella digitale ed informatica non sarebbero avvenute. Come anticipato, il silicio ha un ruolo importante anche nella fisica agli acceleratori di particelle dove, a partire dagli anni '70, i sistemi di tracciamento di precisione in numerosi apparati sperimentali sono realizzati con sensori a semiconduttore. Tuttavia, gli attuali rivelatori a silicio presentano alcuni limiti, i quali compromettono la possibilità di un utilizzo dei rivelatori a silicio realizzati con le attuali tecnologie in futuri esperimenti in cui la frequenza delle interazioni previste comporterà una eccessiva dose di radiazione assorbita dal materiale di cui sono costituiti i dispositivi più vicini al punto di collisione dei fasci. La radiazione assorbita può provocare, con il tempo, il deterioramento della superficie del silicio e della struttura cristallina interna, con un conseguente aumento del rumore intrinseco del rivelatore e una elevata probabilità di cattura delle cariche libere da parte di difetti indotti nel materiale. Una conseguenza importante è la riduzione dell'efficienza nella rivelazione delle particelle ionizzanti.

Una possibile soluzione a questi problemi è rappresentata dall'utilizzo di un nuovo materiale per la rivelazione: il diamante. Esso è una delle tante forme allotropiche del carbonio, elemento fondamentale sul nostro pianeta. L'incremento dell'utilizzo del sesto elemento chimico rappresenta una sorta di svolta, un passaggio epocale, tanto che il XXI secolo potrebbe essere definito il secolo del carbonio. La struttura del diamante è caratterizzata da una estrema stabilità dovuta al fatto che ciascun atomo forma quattro legami covalenti con i suoi atomi vicini diretti ai vertici di un tetraedro regolare che coinvolgono gli orbitali ibridi  $sp^3$ .

Gli atomi di carbonio sono legati in modo tale da formare un reticolo, il cosiddetto reticolo a diamante, la cui lunghezza di legame è pari a 0.1545 nm. Un'ulteriore forma allotropica del carbonio è la grafite la cui ibridizzazione  $sp^2$  produce tre legami coplanari covalenti che formano dei fogli di strutture esagonali planari caratterizzati da una distanza di legame pari a 0.1415 nm; deboli forze di tipo Van Der Waals legano un piano all'altro. Il motivo delle caratteristiche così differenti delle due forme allotropiche del carbonio risiede interamente nella diversa disposizione spaziale degli atomi, dettata dai legami che producono la struttura reticolare[2].

Il diamante presenta numerose proprietà fisiche e chimiche interessanti ma la bassa reperibilità e l'alto costo ne hanno finora limitato notevolmente l'utilizzo.

La sua introduzione nella attività di ricerca e sviluppo per la realizzazione di nuove tecnologie di rivelazione per la fisica delle alte energie è effettivamente recente. A causa dell'interesse per le applicazioni industriali, già tra 1879 e il 1928, si iniziarono a studiare tecniche di sintetizzazione di questo materiale. Dal 1940 vennero compiuti studi in particolare in Unione Sovietica e negli Stati Uniti e solo nel 1953 venne riprodotto in maniera riproducibile il diamante in laboratorio.

Il diamante sintetico si differenzia da quello naturale in quanto il primo è prodotto mediante un processo tecnologico, mentre il secondo attraverso un processo geologico.

Le tecniche di sintetizzazione possono essere sostanzialmente suddivise in:

- tecniche ad alte energie (**H**igh **P**ressure **H**igh **T**emperature);
- tecniche a basse energie (**C**hemical **V**apor **D**eposition) .

La CVD è la tecnica più utilizzata al momento.

### 1.1.1 I vantaggi della CVD

**CVD** è l'anagramma di Deposizione Chimica da Vapore, tecnica che, come indicato dal nome, permette di ottenere su di un substrato solido il deposito di un elemento a partire da un precursore molecolare in fase gassosa. Nel caso del diamante, il precursore è tipicamente metano mescolato ad idrogeno molecolare. In opportune condizioni di composizione della miscela e a seguito di processi di eccitazione delle specie gassose, si verificano i processi di deposizione di carbonio sulla superficie del substrato. Se gli atomi di carbonio si depositano su diamante si parla di crescita omoepitassiale in quanto la natura del materiale di deposizione e del substrato è la stessa. Si parla, invece, di crescita eteroepitassiale o non epitassiale, quando gli atomi di carbonio si depositano su materiali differenti (prevalentemente silicio o materiali metallici).

I vantaggi potenziali che derivano dall'utilizzo del diamante CVD come mezzo sensibile a radiazione ionizzante sono molteplici:

- elevata resistenza alle radiazioni dovuta alla struttura fortemente legata del reticolo;
- mobilità elevata dei portatori di carica, la quale influenza la velocità di risposta del rivelatore;
- bassa corrente di buio a temperatura ambiente che consente di evitare il raffreddamento del materiale, che invece è necessario per i dispositivi in silicio;
- costante dielettrica bassa che comporta un basso livello di rumore nel dispositivo.

Il diamante è il materiale più duro e resistente conosciuto ed ha valore massimo nella scala empirica di Mohs della durezza.

La mobilità è definita come il rapporto tra la velocità di deriva dei portatori di carica e il campo elettrico che la determina. In generale, la velocità di deriva satura per valori elevati del campo applicato, pertanto l'andamento della mobilità è descrivibile, secondo [3], mediante la relazione:

$$\mu = \frac{\mu_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_{sat}}\right)^2}} \quad (1.1)$$

dove:

$\mu_0$  è la mobilità delle cariche per piccoli valori del campo elettrico;  
 $v_{sat}$  è la velocità di saturazione, cioè la velocità di deriva massima osservata;  
 $E$  è il campo elettrico applicato.

Misure di mobilità riportate in letteratura per campioni di diamante puri sono  $2.2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  per gli elettroni e  $1.6 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  per le lacune[3].

Per il silicio, invece, si ha un valore della mobilità di portatori di carica più basso, pari a  $1.35 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  per gli elettroni e  $0.48 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  per le lacune[4].

La configurazione elettronica del carbonio è  $1s^2 2s^2 2p^2$ .

Quando gli atomi formano il reticolo cristallino del diamante, gli stati possibili per i quattro elettroni più esterni compongono otto bande quasi-continue: quattro bande di valenza e quattro bande di conduzione. Un'altra differenza sostanziale tra carbonio e silicio è l'ampiezza della banda proibita, che separa il limite superiore della banda di valenza dal limite inferiore della banda di conduzione. Per il diamante si ha  $E_g = 5.48 \text{ eV}$ , mentre per il silicio  $E_g = 1.1 \text{ eV}$ . Il valore molto alto della energia di gap  $E_g$  per il diamante, fa di questo materiale un isolante. Ciò comporta un valore molto diverso della concentrazione di portatori di carica liberi  $n_i$  (per elettroni in bande di conduzione e di lacune in bande di valenza) rispetto al caso dei semiconduttori. In generale si ha:

$$n_i = \sqrt{N_C(T)N_V(T)} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (1.2)$$

dove:

$N_C$  è il numero di stati nella banda di conduzione;

$N_V$  è il numero di stati nella banda di valenza;

$k_B$  è la costante di Boltzmann;

$T$  è la temperatura;  $A$  è una costante indipendente dalla temperatura.

$N_C$  ed  $N_V$  si possono calcolare dalla statistica di Fermi-Dirac, valida per i fermioni, e la loro dipendenza da  $T$  determina l'andamento  $T^{3/2}$  che moltiplica l'esponenziale nella relazione 1.2.

La tabella 1.1.1 riassume la differenza tra il silicio e il diamante per quanto riguarda il valore della  $E_g$ , la densità di portatori di carica e la resistività che ne deriva. Dalla bassissima concentrazione di portatori di carica a temperatura ambiente, discende un vantaggio netto del diamante sul silicio rispetto al rumore termico. Infatti, nel caso del silicio la carica libera prodotta dal passaggio di radiazione ionizzante (che quantificheremo nel seguito) può essere osservata solo dopo aver eliminato il rumore termico mediante la realizzazione di una giunzione p-n polarizzata inversamente che garantisce lo svuotamento del mezzo dalle cariche libere. Tale accorgimento non è necessario nel caso del diamante che è intrinsecamente libero

	$E_g$ [eV]	$n_i$ [ $cm^{-3}$ ]	Resistività[ $\Omega cm$ ]
<b>Diamante</b>	5.48	$< 10^{-26}$	$> 10^{15}$
<b>Silicio</b>	1.124	$1.45 \cdot 10^{10}$	$2.3 \cdot 10^5$

Tabella 1.1: Differenze sostanziali tra diamante e silicio.

da portatori di carica a temperatura ambiente. Accanto a questi numerosi pregi, occorre menzionare un importante difetto di questo materiale che è legato ai meccanismi di sintesi. Gli strati del diamante policristallino presentano molti grani, la cui presenza si deve alla crescita non epitassiale nel diamante ed è causa di difetti nell'interfaccia tra un grano e l'altro. La densità dei difetti è massima all'interfaccia che è a contatto con il substrato nella fase di crescita. La dimensione dei grani, infatti, cresce con lo spessore del materiale depositato. Queste disomogeneità della struttura cristallina causano un deterioramento delle proprietà elettroniche che, in generale, incide nell'efficienza di rivelazione dei rivelatori realizzati con diamante sintetico.

Attualmente il maggior produttore di diamante sintetico è la De Beers Industrial Diamonds (Debid), che realizza prototipi di rivelatori di qualità via via migliore con il passare degli anni. La collaborazione **RD42**, a cui partecipa il **CERN**, oltre a varie diverse istituzioni degli USA ed europee, ha prodotto la maggior parte degli studi di tali dispositivi con l'obiettivo di caratterizzarli ed ottimizzarli per l'uso nell'ambito della fisica agli acceleratori.

## Capitolo 2

# Interazioni di radiazione con il mezzo attraversato

### 2.1 Interazione fotoni - materia

Le principali interazioni tra fotoni e materia sono:

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

In generale, effetto fotoelettrico e produzione di coppie dominano rispettivamente nel range di bassa energia e alta energia e prevalgono, rispetto all'effetto Compton, in materiali ad alto numero atomico  $Z$ . La figura 2.1 mostra la sezione d'urto di tali processi in mezzi con  $Z$  molto differente tra loro, il carbonio e il piombo, in funzione dell'energia del fotone. In particolare, si può osservare che l'effetto Compton è importante solo in materiali leggeri ad energie del fotone incidente comprese tra i 100 keV e 1 MeV.

#### 2.1.1 L'effetto Compton

L'effetto Compton, schematizzato in figura 2.2, può essere interpretato come una collisione relativistica tra un fotone avente una data energia iniziale  $E = h\nu_0$ , dove  $h$  rappresenta la costante di Planck e  $\nu_0$  la frequenza del fotone, ed un elettrone inizialmente a riposo. Nello stato finale si ha il fotone deviato di un angolo  $\theta$  rispetto alla sua direzione prima dell'urto, con energia differente da quella iniziale, ovvero  $E = h\nu$ , al quale si aggiunge il rinculo dell'elettrone, che acquista energia cinetica e il cui momento  $\vec{p}_e$  forma un angolo  $\phi$  con la direzione iniziale del fotone.

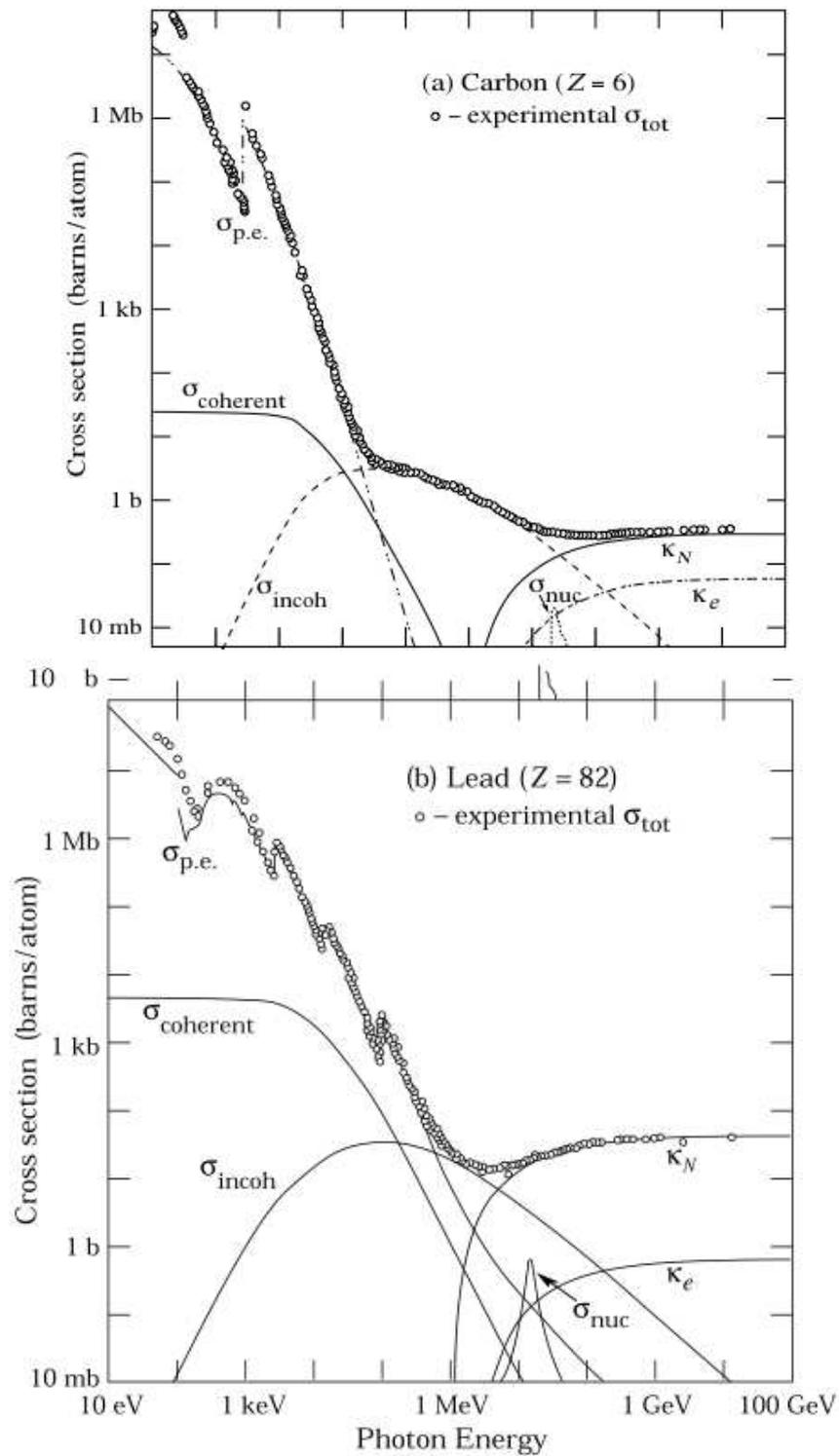


Figura 2.1: Sezione d'urto dei vari processi che determinano interazioni dei fotoni con i materiali attraversati;  $Z=6$  Carbonio (sopra) ,  $Z=82$  Piombo (sotto).

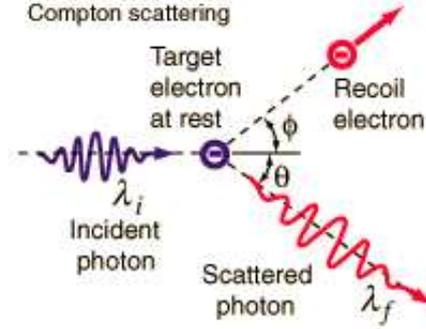


Figura 2.2: Effetto Compton.

Il momento iniziale del fotone viene indicato con  $\vec{p}_0$  e quello finale con  $\vec{p}$ . Per la conservazione dell'energia si ha:

$$m_e c^2 + cp_0 = \sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p_e^2} + cp \quad (2.1)$$

Per la conservazione del momento si ha:

$$\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{p}_e \Rightarrow \vec{p}_e = \vec{p}_0 - \vec{p} \quad (2.2)$$

dove:

$p_e$  è il momento dell'elettrone dopo l'urto;  
 $m_e$  è la massa dell'elettrone a riposo;  
 $c$  è la velocità della luce.

Dalla 2.2 discende:

$$p_e^2 = p_0^2 + p^2 - 2pp_0 \cos \theta$$

Sostituendo quest'espressione di  $p_e$  nella formula della conservazione dell'energia 2.1 si ha:

$$(p_0 c + m_e c^2 - pc)^2 = m_e^2 c^4 + c^2 p_e^2$$

da cui discende:

$$m_e c(p_0 - p) = pp_0(1 - \cos \theta)$$

$$\Delta p = (p - p_0) = \frac{pp_0(\cos \theta - 1)}{m_e c}$$

Tramite la relazione di De Broglie  $p = \frac{h}{\lambda}$  e  $p_0 = \frac{h}{\lambda_0}$  è possibile calcolare la variazione di lunghezza d'onda del fotone in funzione dell'angolo  $\theta$  che l'elettrone diffuso forma con la direzione iniziale del fotone. Quindi la 2.2 può essere scritta in termini di variazione di lunghezza d'onda come:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{(1 - \cos\theta)h}{m_e c}$$

L'energia del fotone uscente si può esprimere in funzione della sua energia iniziale ed è strettamente dipendente dal valore dell'angolo  $\theta$ :

$$E_\gamma = \frac{E_{\gamma_0}}{1 + \frac{(1 - \cos\theta)E_{\gamma_0}}{m_e c^2}}$$

Per un dato valore dell'energia iniziale del fotone, si può facilmente calcolare il valore massimo che l'energia dell'elettrone può assumere in corrispondenza di un urto frontale in cui il fotone è riflesso indietro.

$$E_{max} = \frac{2E_{\gamma_0}^2}{m_e c^2 + 2E_{\gamma_0}} \quad (2.3)$$

La distribuzione di probabilità per l'angolo di scattering  $\theta$  e quindi per i valori di  $E$  e di  $E_\gamma$  è dettata dalla sezione d'urto differenziale per il processo di scattering Compton. Tale sezione d'urto è calcolata in elettrodinamica quantistica tramite la formula di Klein-Nishina:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos\theta)]^2} \left(1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta^2)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}\right) \quad (2.4)$$

dove  $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2.179 \times 10^{-15}$  m è il raggio classico dell'elettrone.

In figura 2.3 è riportata la distribuzione di energia degli elettroni diffusi per effetto Compton per alcuni valori dell'energia iniziale del fotone. L'andamento della distribuzione è caratterizzato da un netto taglio, chiamato Compton Edge, in corrispondenza dell'energia massima che l'elettrone può acquistare e che rappresenta anche il valore più probabile.

### 2.1.2 Effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico, il cui studio valse ad Einstein il premio Nobel nel 1921, consiste nell'emissione di elettroni da parte di un metallo irraggiato con luce opportuna. Condizione necessaria affinché si abbia l'emissione, è rappresentata dal superamento della frequenza di soglia  $\nu_0$ , valore legato alle caratteristiche del metallo considerato, da parte della radiazione incidente di frequenza  $\nu$ . Risulta, in aggiunta, che l'energia cinetica di un elettrone emesso

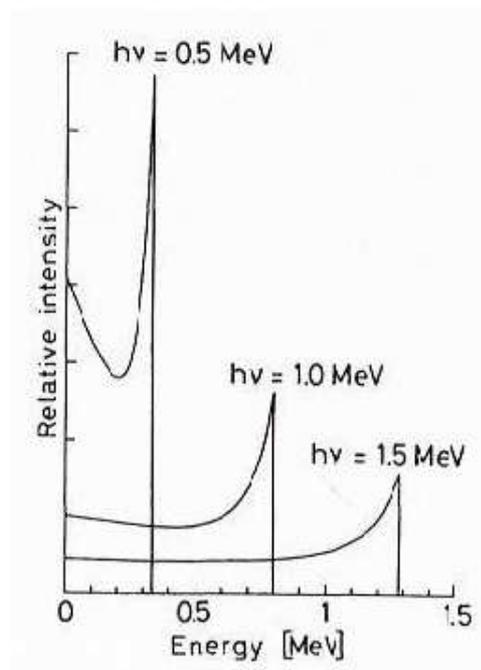


Figura 2.3: Compton Edge.

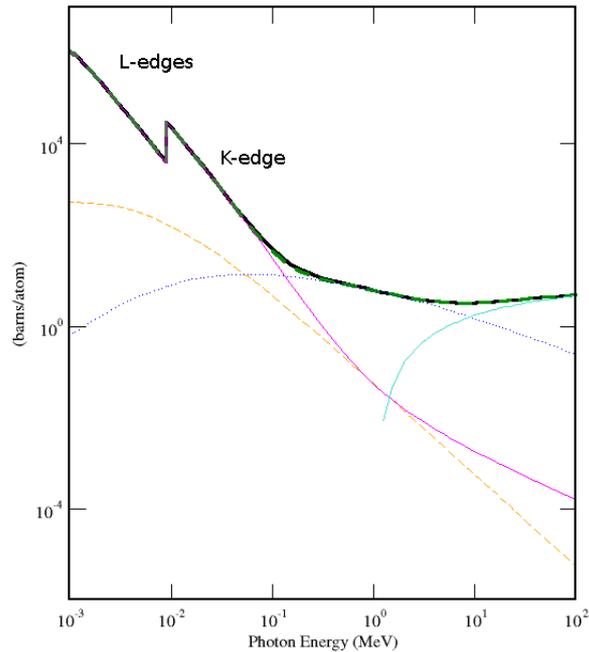


Figura 2.4: Sezione d'urto per l'effetto fotoelettrico in funzione dell'energia iniziale del fotone.

varia proporzionalmente all'aumento alla frequenza della luce incidente:

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - B.E.$$

dove:

la costante  $h$  risulta essere pari alla costante di Planck;

$B.E.$  rappresenta l'energia di legame dell'elettrone liberato.

L'interpretazione di questo fenomeno, che richiede la descrizione corpuscolare della radiazione, aprì le porte allo sviluppo della meccanica quantistica. La figura 2.4 mostra una tipica sezione d'urto per l'effetto fotoelettrico in funzione dell'energia del fotone incidente. Come si può notare lo spettro di fotoassorbimento è caratterizzato da picchi in corrispondenza delle energie di legame per i vari livelli energetici del materiale considerato; il picco a energia più alta (K-edge) corrisponde all'assorbimento di un fotone con emissione di elettroni del livello 1s, i più fortemente legati al nucleo; al diminuire dell'energia del fotone si incontra il picco corrispondente all'emissione dal secondo livello energetico denominato L-edge e così via. Per energie superiori al K-edge la sezione d'urto varia proporzionalmente alla quinta potenza del numero atomico  $Z$ .

### 2.1.3 Produzione di coppie

Un altro processo importante è la conversione di un fotone in una coppia elettrone-positrone. Per la conservazione del momento questo processo necessita della presenza di un terzo corpo, il nucleo. L'energia minima che deve avere il fotone per creare una coppia è pari a 1.022 MeV, uguale al doppio dell'energia a riposo di un elettrone.

## 2.2 Passaggio di particelle cariche nella materia

Il risultato dei processi precedentemente descritti è la produzione di particelle cariche, quali elettroni o positroni, nella materia. In generale il passaggio di particelle cariche in un mezzo comporta una cessione di energia quasi continua della particella carica proiettile agli atomi o molecole del mezzo che vengono eccitati o ionizzati. Alla base di tale fenomeno il meccanismo dominante è l'interazione puramente elettromagnetica del proiettile carico con gli elettroni degli atomi del materiale attraversato. La quantità con cui si descrive a livello macroscopico tale fenomeno è la 'collision stopping power', ovvero la perdita media di energia per unità di spessore dovuta alle collisioni inelastiche della particella carica con gli elettroni del mezzo.

### 2.2.1 Formula di Bethe - Bloch

La formula di Bethe-Bloch è una correzione quantistica alla formula già ricavata da Bohr per il calcolo della perdita di energia media per unità di lunghezza di particelle cariche nella materia. Essa è derivata per una particella pesante (cioè con massa  $M \gg m_e$ ) con carica  $ze$ , massa  $M$  e velocità  $v$ . L'espressione ottenuta è:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right] \quad (2.5)$$

Nella pratica, normalmente, sono aggiunte due correzioni a questa formula: la correzione di densità  $\delta$  e la correzione di shell C che descrivono rispettivamente effetti rilevanti ad alta e bassa energia della particella:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

con:

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g};$$

$r_e$  : raggio classico dell'elettrone, definito nel paragrafo 2.1.1;  
 $m_e$  : massa dell'elettrone;  
 $N_a$  : numero di Avogadro;  
 $I$  : potenziale medio di eccitazione;  
 $z$  : carica della particella incidente in unità di  $e$ ;  
 $\beta$  : velocità della particella incidente normalizzata a  $c$ , velocità della luce;  
 $\gamma$  :  $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ .

Le altre costanti dipendenti dal mezzo sono:

$Z$  : numero atomico;  
 $A$  : peso atomico;  
 $\rho$  : densità di massa.

$W_{max}$  è la massima energia trasferibile in una singola collisione ed è pari a:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (2.6)$$

dove  $s = m_e/M$  e  $\eta = \beta\gamma$ . L'espressione della 2.6 nel caso dell'elettrone:

$$W_{max} = \frac{m_e c^2 \eta^2}{1 + s\sqrt{1 + \eta^2}} \quad (2.7)$$

Mentre nel caso  $M \gg m_e$ , vale l'approssimazione:

$$W_{max} = 2m_e c^2 \eta^2 \quad (2.8)$$

## 2.2.2 Perdita di energia per gli elettroni

La formula di Bethe-Bloch, così come scritta nella 2.5, non è valida per gli elettroni poiché l'ipotesi fatta riguardo alla massa del proiettile, che deve essere di gran lunga superiore a quella dell'elettrone, viene a cadere; inoltre nella trattazione intervengono altri effetti dovuti al fatto che l'elettrone proiettile e quello bersaglio costituiscono un sistema quantistico di particelle identiche. E' possibile utilizzare metodi computazionali per riadattare la formula di Bethe-Bloch e renderla valida anche per gli elettroni, come esposto nell'articolo [5].

In generale la perdita di energia media per unità di percorso, normalizzata alla densità di massa del mezzo, è data da:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{0.153536 \text{ MeV cm}^2/\text{g}}{\beta^2} \frac{Z}{A} B(T)$$

in cui  $B(T)$  è funzione dell'energia cinetica della particella,  $T$ .  
 Le altre variabili sono definite come nel paragrafo 2.2.1.  
 L'espressione di  $B(T)$  varia in base alla natura della particella.

Per elettroni e positroni si ha:

$$B(T) = B_0(T) - 2\ln(I/mc^2) - \delta.$$

dove  $I$  e  $\delta$  sono stati definiti nel paragrafo 2.2.1.

Per gli elettroni :

$$B_0(T) = \ln[\tau^2(\tau + 2)/2] + [1 + \tau^2/8 - (2\tau + 1)\ln 2]/(\tau + 1)^2$$

dove  $\tau = T/mc^2$  è l'energia cinetica in termini di energia a riposo.

L'energia di eccitazione media  $I$  dipende nel dettaglio dalla struttura elettronica, dal legame tra le particelle e dallo stato di aggregazione fisica del mezzo. Apposite tabelle [5] riassumono i valori di  $B$  per numerosi materiali al variare dell'energia cinetica dell'elettrone in passi di 50 keV. La parametrizzazione utilizzata varia in tre distinti intervalli di energia cinetica  $T$  i cui limiti dipendono dal materiale. Per il carbonio le regioni sono:

$$T < T_0 ; T_0 < T < T_1 ; T > T_1$$

dove:

$$T_0 = 0.447 \text{ MeV} ; T_1 = 50.6 \text{ MeV}.$$

Si ha inoltre:

$$\frac{Z}{A} = 0.499542 \text{ e } I = 78 \text{ eV}$$

Per esemplificare la discussione, consideriamo una particella con energia cinetica pari a:  
 $T \simeq 0.3 \text{ MeV}$ .

La formula empirica per il regime di energia considerato con  $T < T_0$  si riduce a:

$$B(T) = B_0(T) + b_0$$

$$b_0 = -2 \ln\left(\frac{I}{mc^2}\right)$$

dove per il carbonio  $b_0 = 17.5748$ .

Il valore di  $B_0$  risulta essere uguale a:  $B_0(T) \simeq -0.992$ , pertanto  $B(T) \simeq 16.58281$ . Inoltre  $\beta^2 \simeq 0.603$ .

Si ottiene quindi:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \simeq 2.109 \frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^{-2}}$$

Il valore della densità del diamante, pari a  $3.5 \text{ g/cm}^3$ , implica che l'energia mediamente rilasciata nel mezzo è uguale a  $0.735 \text{ keV}$  per un percorso di  $1 \mu\text{m}$ .

### 2.2.3 Bremsstrahlung

Con il termine Bremsstrahlung si indica il fenomeno di irraggiamento (produzione di radiazione elettromagnetica) da parte di una particella carica in seguito ad una deflessione subita a causa di un campo esterno. La particella in moto perde, quindi, energia cinetica a seguito della produzione di un fotone. Dal momento che la sezione d'urto del processo è proporzionale a  $\frac{1}{m^2}$ , dove  $m$  è la massa della particella carica considerata, di fatto la Bremsstrahlung, per energie inferiori alle centinaia di GeV, è un effetto rilevante solo per elettroni e positroni. Il rate di perdita di energia per irraggiamento cresce linearmente con l'energia e supera quello dovuto ad eccitazione e ionizzazione del mezzo in corrispondenza di un valore dell'energia, denominato energia critica, che per elettroni, nel caso del carbonio è dell'ordine di  $100 \text{ MeV}$ .

## Capitolo 3

# Analisi dei dati

In questo capitolo si intende descrivere una simulazione della risposta di un rivelatore a diamante dello spessore di  $300 \mu\text{m}$  a radiazione  $\gamma$  di energia pari a qualche centinaio di keV.

### 3.1 Sorgenti di radiazione

La fase di studio e test di dispositivi per la rivelazione di particelle si avvale di radiazione nota che è utilizzata per comprendere la risposta del prototipo ed eventualmente calibrarlo. Molto frequente in laboratorio è l'utilizzo di raggi cosmici; il rate basso, tuttavia, ne consente l'utilizzo solo per rivelatori di grande area. Presso i grandi laboratori che ospitano gli acceleratori di particelle, è possibile utilizzare fasci di particelle di test, messi a disposizione per finalità di sviluppo e test di apparati sperimentali. Nei piccoli laboratori lo studio di dispositivi di piccole dimensioni come i rivelatori a diamante richiede l'utilizzo di sorgenti radioattive che forniscono radiazione di bassa energia con caratteristiche note. Esistono sorgenti radioattive di molti tipi: le particelle  $\alpha$ , le particelle  $\beta$  e le particelle  $\gamma$ , in cui si verificano processi come:

- **decadimento  $\alpha$** , in cui un nucleo pesante decade in uno stato energetico più stabile emettendo particelle  $\alpha$ , ossia nuclei di elio, fortemente interagenti a causa della carica  $+2e$  e di grande massa; le energie cinetiche delle particelle  $\alpha$  sono dell'ordine di pochi MeV. Un esempio è l'Americio(Am) che emette particelle  $\alpha$  con energia pari a 5.5 MeV;
- **decadimento  $\beta$** : in cui un neutrone decade in un protone, un elettrone ed un neutrino; lo spettro delle particelle  $\beta$  è continuo con un valore massimo che dipende dall'elemento radioattivo. Un esempio di sorgente  $\beta$  è lo Stronzio(Sr) in cui l'energia massima degli elettroni emessi è pari a 0.55 MeV.

Esistono sorgenti  $\gamma$  che emettono fotoni di energie dell'ordine delle transizioni nucleari (comprese tra 100 keV e 1 MeV) in associazione ad altri processi di decadimento nucle-

are. Inoltre isotopi che decadono emettendo positroni (con un processo analogo al decadimento  $\beta$ ) costituiscono sorgenti gamma in quanto il positrone emesso si annichila con un elettrone del mezzo con la produzione di fotoni.

## 3.2 Introduzione a Geant4

Geant[1] è un software per la simulazione del passaggio di particelle attraverso materiali basato su tecniche Monte Carlo. La sua grande versatilità lo ha reso uno strumento di utilizzo pressochè universale nella fisica delle particelle, che rappresenta l'ambiente culturale in cui Geant è nato ed è tuttora sviluppato. Tuttavia, di recente, Geant ha servito applicazioni in ambienti differenti come la fisica medica e l'astrofisica.

La sigla '**GEANT**', alla fine degli anni '70 con l'introduzione di Geant1, rappresentava l'acronimo di **GE**nerazione **ANd** **T**racking, adesso invece è facilmente riconducibile a **GE**ometry **ANd** **T**racking. Geant fu sviluppato in FORTRAN e ha costituito una componente importante delle CERNLIB, le librerie software mantenute al CERN per gli scopi della fisica sperimentale delle particelle. Geant3 è ancora in uso in alcuni esperimenti tuttavia non è più sviluppato. Infatti nel '93 ha preso avvio lo sviluppo della versione Geant4 per adattare il software ai moderni linguaggi di programmazione. Le funzionalità di Geant4 sono riassunte nello schema 3.1, dove sono evidenziati i blocchi costituenti fondamentali.

Le categorie che si trovano più in basso sono quelle più generiche e basilari. La categoria **Global** definisce tutte le unità di misura e le costanti numeriche utilizzate.

Le categorie **Materials** e **Particles** contengono la rappresentazione delle proprietà fisiche delle particelle e dei materiali utilizzati nella simulazione.

**Geometry**, come facilmente intuibile, consente la descrizione della geometria del sistema in cui le particelle si propagano.

Il **Tracking** è l'elemento centrale in cui si descrive la propagazione delle particelle attraverso i materiali mediante la simulazione di tutti i processi fisici rilevanti che determinano perdita di energia, deviazione della traiettoria o assorbimento della particella tracciata. Al di sopra di queste, le categorie **Event** e **Run** permettono la gestione di eventi singoli e di un loro insieme omogeneo. Le categorie **Readout** e **Visualization** sono responsabili della rappresentazione e del salvataggio degli eventi simulati. Durante il tracciamento di una particella in Geant è possibile accedere, per ciascun passo del processo(step), alle seguenti informazioni:

- **X, Y, Z**, coordinate della posizione delle particelle nel sistema di riferimento definito dalla geometria del setup utilizzato e identificatore del volume in cui tale punto della traccia si colloca;
- **KineE**, l'energia cinetica posseduta dalla particella;

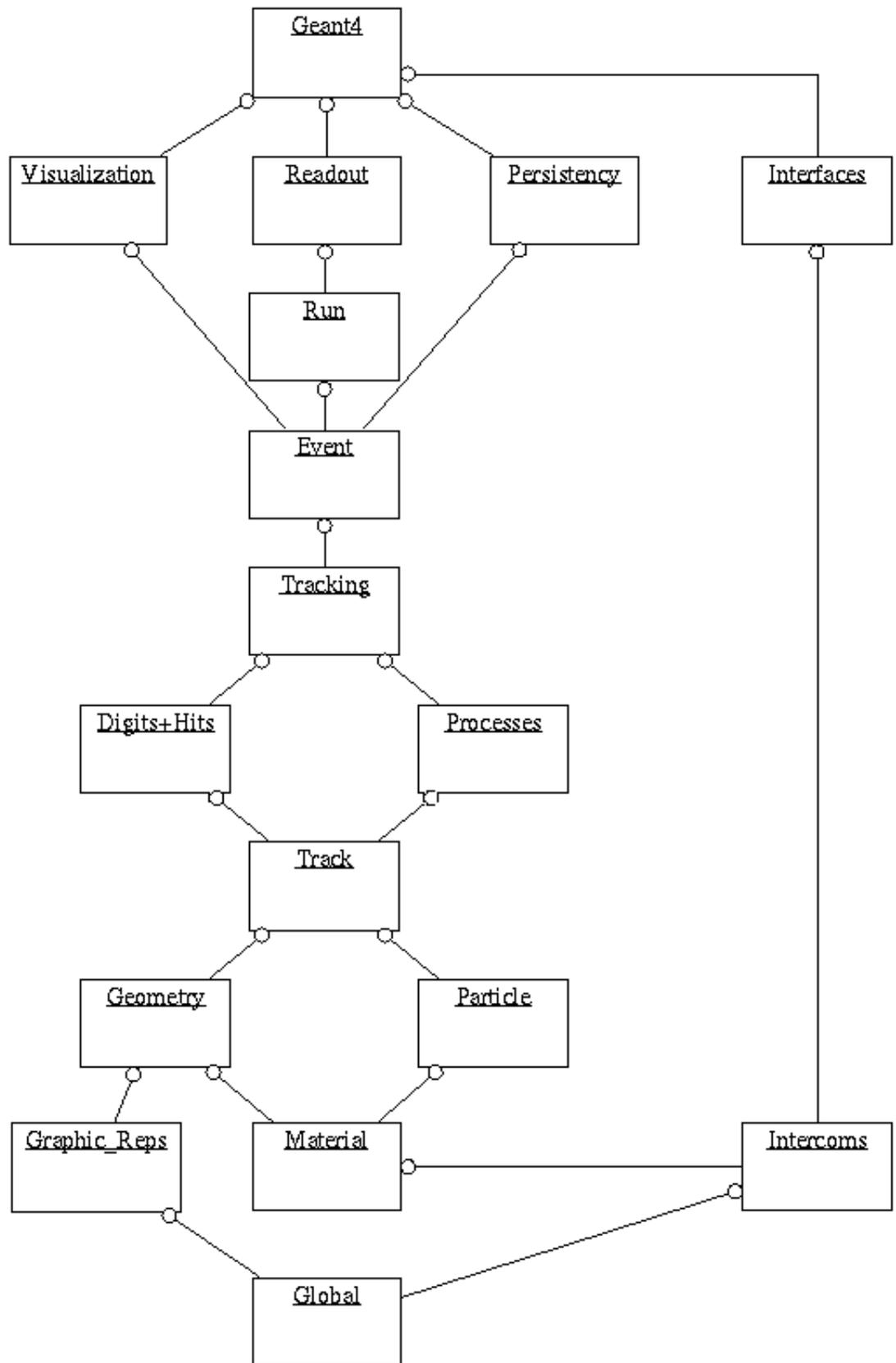


Figura 3.1: Classi costituenti di Geant4.

- **dEStep** è l'energia rilasciata dalla particella al mezzo nel passo che si conclude a X, Y, Z;
- **StepLength** e **TrakLength** rappresentano la distanza percorsa dalla particella nel mezzo. La **StepLength** è la distanza percorsa nel mezzo nello step considerato mentre la **TrackLength** fornisce direttamente la distanza totale percorsa dalla particella nel mezzo. Essa può assumere un valore maggiore della lunghezza del rivelatore in quanto non è detto che la particella viaggi sempre nella stessa direzione, anzi, è più probabile che essa venga deviata come conseguenza delle interazioni avvenute nella materia.

La suddivisione della traccia in passi successivi è dettata da una serie di condizioni, ciascuna delle quali determina la definizione di un nuovo passo:

- cambiamento di materiale attraversato;
- interazione della particella con il mezzo secondo uno qualsiasi dei processi possibili;
- perdita totale dell'energia della particella tracciata.

### 3.3 Simulazione del setup sperimentale

L'obiettivo è simulare la risposta di un detector planare a diamante irraggiato da una sorgente di Sodio Na22. Quest'isotopo del sodio si comporta come una sorgente di fotoni di energia di 511 keV, che sono prodotti in coppie di momento uguale o opposto dall'annichilazione di positroni provenienti da decadimenti  $\beta$  nel nucleo. Il rivelatore policristallino utilizzato è stato acquistato presso la Diamond Detectors Ltd, ha dimensioni  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ , spessore  $300 \mu\text{m}$  ed ha entrambe le facce metallizzate con elettrodi che coprono l'intera superficie. È stato simulato in GEANT4 un setup in cui il un blocchetto di diamante di dimensioni uguali a quello caratterizzato in laboratorio è posto a un millimetro di distanza da una sorgente puntiforme di fotoni di energia uguale a 512 keV e direzione normale alla superficie del diamante. In queste condizioni si sono simulati  $10^7$  eventi corrispondenti a emissione di un fotone dalla sorgente. Per confronto si è anche utilizzata una simulazione di 300000 eventi in ciascuno dei quali un fotone della stessa energia è emesso da una sorgente puntiforme isotropa collocata a una distanza di 1 mm da un blocco di diamante di spessore pari a 5 mm.

I dati Monte Carlo sono stati analizzati isolando gli eventi in cui è avvenuta un'interazione del fotone con il diamante, considerando l'energia depositata nel mezzo in ciascuno di essi dagli elettroni liberati nei differenti processi iniziati da interazioni del fotone nel diamante. Tale analisi è stata affrontata con una macro di Root [6], un framework di analisi statistica di dati di ampio utilizzo nella fisica sperimentale, con cui si sono ottenute le distribuzioni delle variabili rilevanti per l'emulazione della risposta del diamante al passaggio di fotoni.

### 3.4 Analisi dei processi Compton

Come operazione preliminare, si può stimare il numero degli eventi Compton attesi teoricamente, da confrontare con quello osservato nelle simulazioni. Questo numero può essere ottenuto moltiplicando la probabilità che si verifichi un processo Compton per il numero di eventi totali considerati.

La probabilità è calcolabile come segue:

$$p = NL\sigma$$

dove:

per  $\sigma$ , sezione d'urto, è possibile leggere dalla figura 2.1 un valore approssimato di 2 barn per atomo;

L è lo spessore che la particella proiettile può attraversare, nel nostro caso 300  $\mu\text{m}$ ;

$N = \frac{N_A \rho}{A}$ , rappresenta la densità volumetrica di centri di scattering (cioè atomi),

usando i dati seguenti:

$A = 12 \text{ g/mol}$  è il peso molecolare del carbonio;

$N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ , numero di Avogadro, numero di atomi contenuti in una mole;

$\rho = 3.5 \text{ g/cm}^3$  è la densità del mezzo diamante;

La probabilità di avere uno scattering Compton per  $L=300 \mu\text{m}$  risulta pari circa all'1.2%.

Un calcolo analogo per  $L=5 \text{ mm}$  da  $p = 18\%$ .

Gli eventi in cui si registra un processo Compton sono rispettivamente:

125818, cioè pari a circa l'1% dei dati totali, per il diamante di spessore 300  $\mu\text{m}$ ;

61155, circa il 20% per il diamante di spessore 5 mm. Si procede ora all'estrazione dalla simulazione dell'energia massima dell'elettrone diffuso per effetto Compton. Dalla teoria dello scattering Compton si ricava l'energia massima dell'elettrone Compton, con la relazione 2.3.

Per  $E_\gamma = 512 \text{ keV}$  si ottiene:

$$E_{max} = 341.3 \text{ keV}$$

E' opportuno considerare le distribuzioni dell'energia cinetica del primo elettrone scatterato nell'evento e l'energia Compton somma delle energie cinetiche di tutti gli elettroni eventualmente prodotti nel diamante in un singolo evento.

In figura 3.2 e 3.4 si riporta, rispettivamente, lo spettro di energia degli elettroni dif-

fusi da un fotone di energia di 512 keV per il diamante di spessore 300  $\mu\text{m}$  e per quello di spessore 5 mm. Si può osservare che entrambi gli spettri sono compatibili con l'energia di Edge di 341.3 keV attesa teoricamente. A causa degli eventi con processi Compton multipli questo spettro non rappresenta completamente l'energia totale associata a particelle cariche potenzialmente dissipabile nel diamante attraverso la produzione di coppie elettrone nella banda di conduzione e buche nella banda di valenza. Per una piccola frazione di eventi si ottiene più di un processo Compton; ciò accade in 3000 casi sul totale di dieci milioni di eventi nel caso di uno spessore di 300  $\mu\text{m}$  e 12797 eventi per il diamante di spessore 5 mm. Naturalmente in questo modo la spalla Compton assumerà una coda insolita il cui valore massimo non sarà più quello calcolato in precedenza, bensì:

$$E_{max} = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{2E_{\gamma_i}^2}{m_e c^2 + 2E_{\gamma_i}}$$

dove N rappresenta il numero di processi Compton per evento.  $E_{\gamma_i}$  ha naturalmente il valore di 512 keV per  $i=0$  mentre per  $i \neq 1$  si considera il valore dell'energia cinetica del fotone deviato per effetto Compton. Le distribuzioni ottenute in questo caso sono riportate in figura 3.3 e 3.5. A questa distribuzione contribuiscono, sebbene in misura marginale, l'energia cinetica di elettroni emessi in seguito ad assorbimento fotoelettrico ed elettroni secondari prodotti da fotoni di Bremsstrahlung. Come atteso, la maggiore abbondanza di processi Compton multipli nel caso dello spessore di 5 mm, comporta una coda a destra della Compton Edge di 341.3 keV molto più importante rispetto al caso del sensore di spessore pari a 300  $\mu\text{m}$ .

In figura 3.6 si riporta la profondità nel diamante a cui si verifica lo scattering Compton che risulta distribuita uniformemente.

### 3.5 Analisi del rilascio di energia totale al mezzo

A partire dallo spettro di energia degli elettroni prodotti nel mezzo, discusso in precedenza, si intende ora stimare l'energia totale depositata nel mezzo per singolo evento. La figura 3.7 illustra l'energia persa dagli elettroni che si propagano nel diamante di spessore 300  $\mu\text{m}$  in ciascun evento. Nel caso di produzione di più di un elettrone, i depositi di energia lungo le singole tracce cariche prodotte nell'evento sono sommati per ottenere l'energia totale dissipata nel diamante. Si può osservare che lo spettro di energia depositata differisce notevolmente dallo spettro degli elettroni diffusi per effetto Compton. Il motivo principale della differenza risiede nel fatto che gli elettroni hanno una probabilità elevata di attraversare tutto il materiale senza perdere tutta la loro energia. Infatti, in figura 3.8 si può osservare

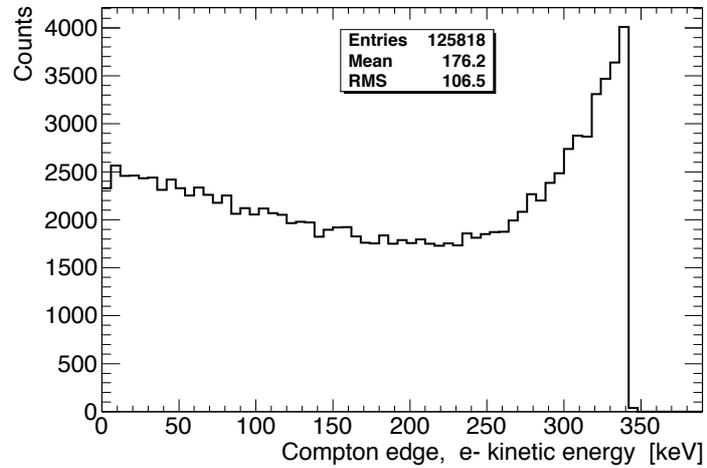


Figura 3.2: Energia cinetica dell'elettrone diffuso per Effetto Compton da fotoni provenienti una sorgente gamma di Na22 collimata in un sensore Diamante dello spessore di  $300 \mu\text{m}$ . Non si considerano processi Compton prodotti dal fotone deviato dopo un precedente urto Compton.

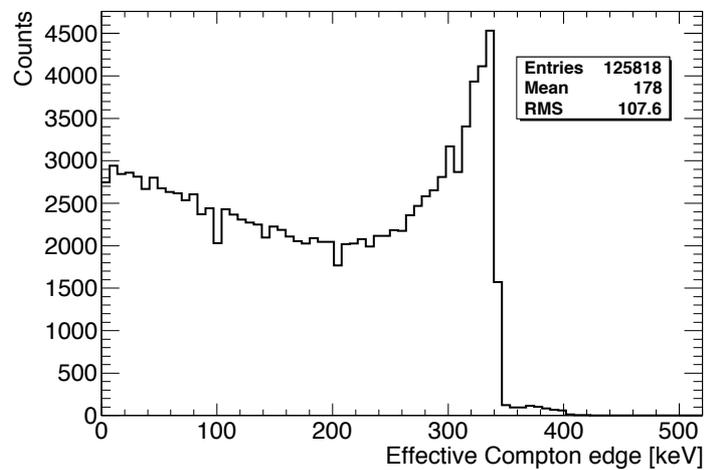


Figura 3.3: Energia totale di elettroni prodotti per effetto Compton da una sorgente gamma di Na22 collimata in un sensore Diamante dello spessore di  $300 \mu\text{m}$ . In questo caso l'energia dell'elettrone diffuso successiva al primo è sommata alle energie cinetiche degli elettroni precedentemente prodotti.

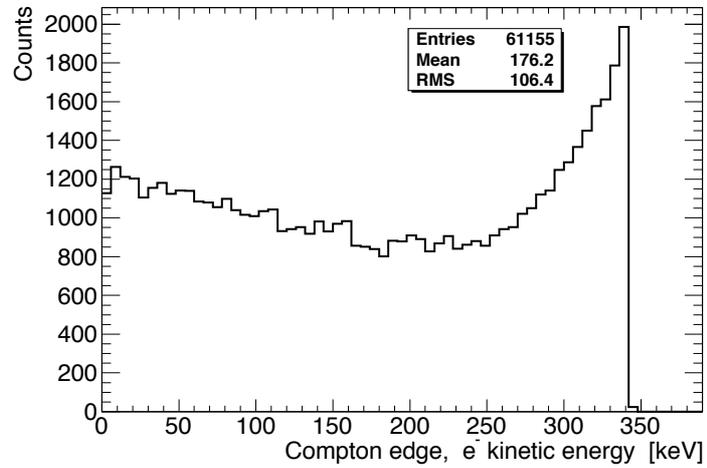


Figura 3.4: Energia cinetica dell'elettrone diffuso per effetto Compton da fotoni provenienti una sorgente gamma di Na22 isotropa in un sensore Diamante dello spessore di 5 mm. Non si considerano processi Compton prodotti dal fotone deviato dopo un precedente urto Compton.

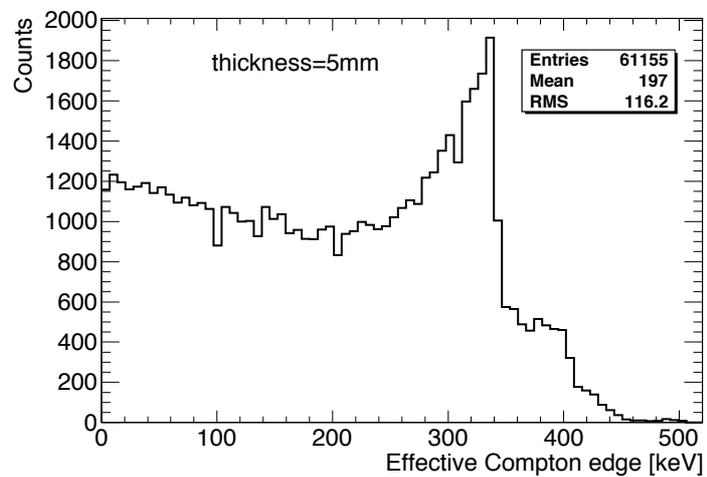


Figura 3.5: Energia totale di elettroni prodotti per effetto Compton da una sorgente gamma di Na22 isotropa in un sensore Diamante dello spessore di 5 mm. In questo caso l'energia dell'elettrone diffuso successiva al primo è sommata alle energie cinetiche degli elettroni precedentemente prodotti.

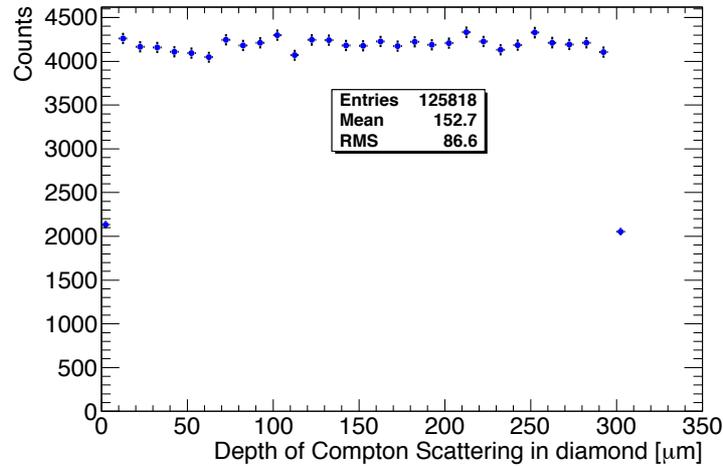


Figura 3.6: Profondità alla quale è stato scatterato il primo elettrone per processo Compton per evento.

la distribuzione di energia degli elettroni che lasciano il diamante con energia cinetica non nulla, in una frazione degli eventi pari a circa il 30%.

E' possibile sommare, evento per evento, l'energia residua di elettroni che sfuggono al diamante all'energia totale depositata per eccitazione o ionizzazione nel mezzo; questa quantità è riportata in figura 3.9 e risulta molto prossima allo spettro di energia di partenza degli elettroni prodotti nel mezzo. Analogamente, la figura 3.10 mostra la correlazione tra l'energia depositata nel mezzo e la profondità a cui avviene lo scattering Compton; si può osservare che per processi avvenuti nel primo strato di  $50 \mu\text{m}$  lo spettro di energia depositata mantiene traccia della spalla Compton con un addensamento di valori tra 300 keV e 341 keV.

La figura 3.11 mostra l'energia totale ceduta al mezzo per eccitazione e ionizzazione in funzione della lunghezza di traccia carica totale. È evidente che la distribuzione risulta da diversi contributi con caratteristiche diverse. La figura 3.12 mostra l'energia depositata in funzione della lunghezza di traccia per elettroni rispettivamente assorbiti e non assorbiti nel mezzo; esse, inoltre, si riferiscono alla propagazione nel diamante esclusivamente del primo elettrone diffuso per effetto Compton da fotoni emesso dalla sorgente. Le distribuzioni presentano più code nel caso che l'energia totale dissipata da tutte le particelle cariche venga considerata, come illustrato in figura 3.13.

Tenendo conto che l'energia mediamente necessaria a produrre coppie elettrone - buca nel diamante è nota in letteratura ed è pari a  $13.6 \text{ eV}$ [7], è possibile convertire lo spettro di energia depositata (figura 3.7) in una distribuzione di molteplicità di cariche libere prodotte nel diamante irraggiato da Na22; tale distribuzione è riportata in figura 3.14.

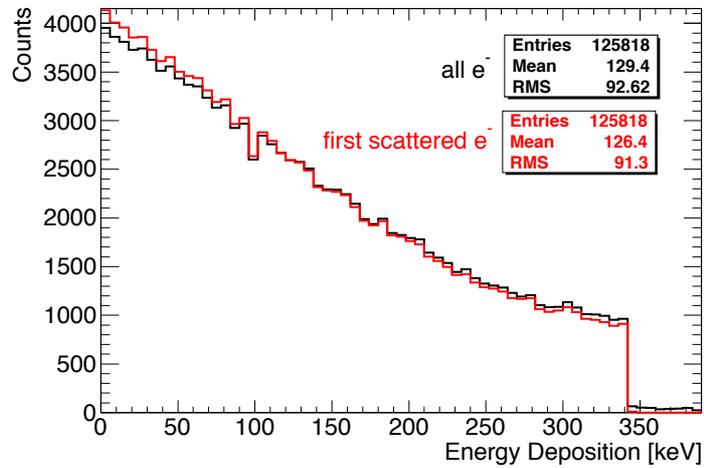


Figura 3.7: Energia rilasciata per eccitazione e ionizzazione da parte di elettroni prodotti per effetto di interazioni di fotoni da una sorgente  $\gamma$  di Na22 collimata in un sensore di diamante dello spessore di  $300 \mu\text{m}$ . Il deposito di energia totale (curva nera) è confrontata con il deposito di energia relativo esclusivamente all'elettrone diffuso nel primo scattering Compton (curva rossa) che si verifica nell'evento.

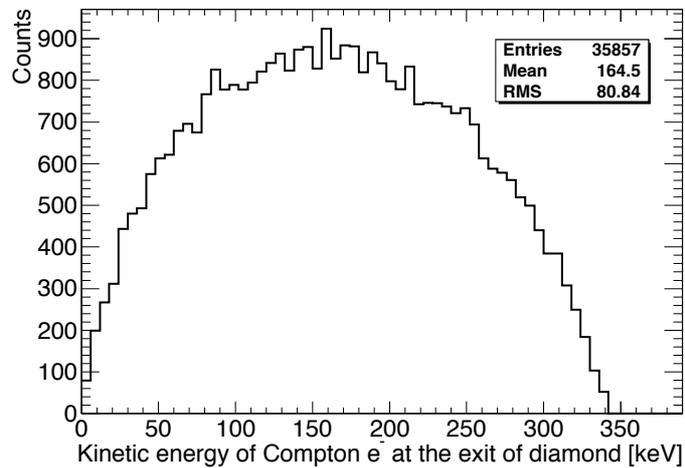


Figura 3.8: Energia residua degli elettroni prodotti per interazione del fotone da sorgente  $\gamma$  di Na22 collimata in un sensore di diamante dello spessore di  $300 \mu\text{m}$  e non assorbiti dal mezzo.

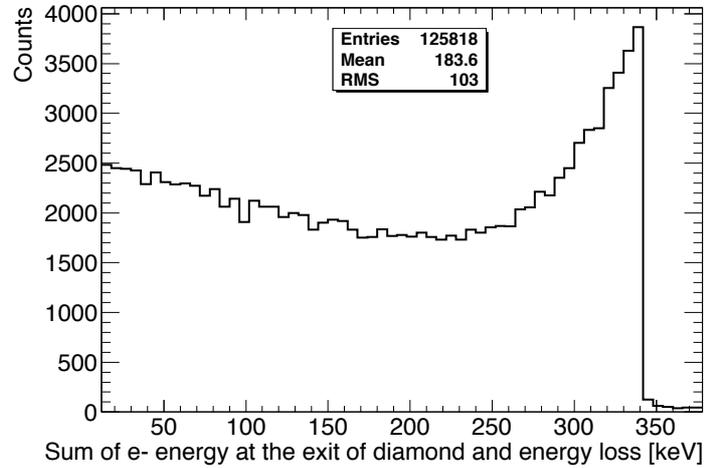


Figura 3.9: Somma dell'energia cinetica di elettroni all'uscita del blocchetto di diamante e dell'energia ceduta per eccitazione e ionizzazione del mezzo. Gli elettroni sono prodotti da scattering Compton di fotoni da una sorgente  $\gamma$  di Na22 isotropa e da processi conseguenti. Lo spessore del diamante è di  $300 \mu\text{m}$ .

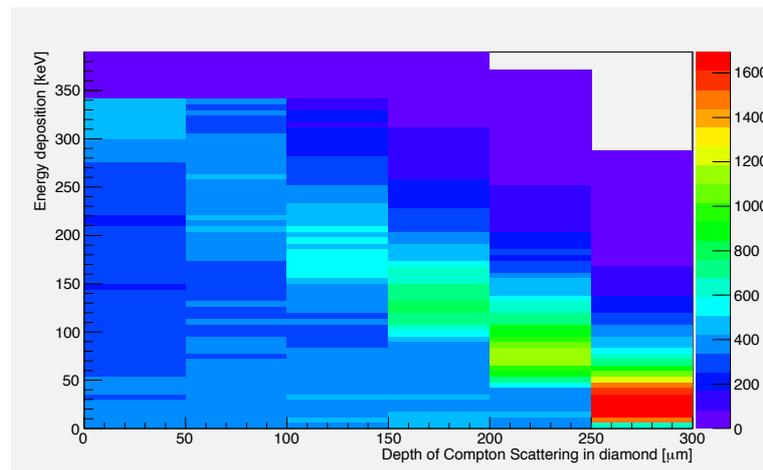


Figura 3.10: Energia rilasciata da una sorgente gamma di Na22 isotropa in un sensore Diamante di  $300 \mu\text{m}$  in funzione della profondità alla quale è stato scatterato l'elettrone.

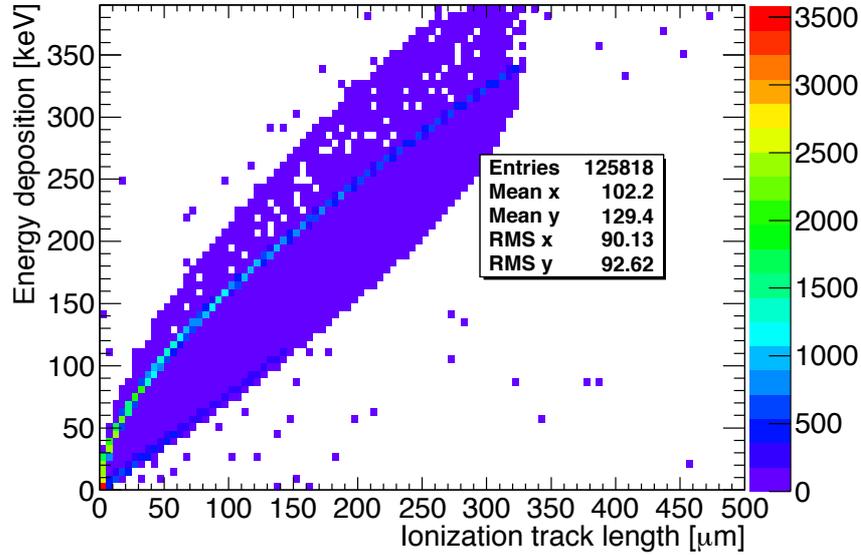


Figura 3.11: Energia totale ceduta al mezzo in funzione della lunghezza di traccia carica nel diamante. Gli elettroni sono prodotti da una sorgente  $\gamma$  di Na22 isotropa in un sensore Diamante di  $300 \mu\text{m}$ .

### 3.6 Carica indotta

Elettroni (in banda di conduzione) e buche (in banda di valenza) rappresentano delle cariche libere nel mezzo isolante che, sottoposte ad un campo elettrico, driftano verso gli elettrodi inducendo un segnale elettrico che sarà usato per rivelare il passaggio di radiazione.

Il rivelatore studiato in laboratorio è equipaggiato di un elettrodo su ciascuna faccia. Tra questi si stabilisce una differenza di potenziale che genera un campo elettrico uniforme nel volume del diamante. Il campo elettrico applicato è pari a  $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ .

Se i due elettrodi si trovano ad una distanza  $d$ , la corrente indotta da una singola carica  $q$  in movimento con velocità  $v$  è pari a :

$$i = \frac{qv}{d}$$

La vita media della carica in diamante ideale è teoricamente illimitata. Nei rivelatori reali vi è una concreta limitazione di questo periodo, dovuta principalmente al trapping, intrappolamento di carica, o a processi di ricombinazione. La formula precedente, integrata tra il tempo di produzione delle cariche libere (per esempio elettroni) e la vita media della carica, fornisce la proporzionalità esistente tra la carica indotta e quella generata tramite un nuovo parametro chiamato  $\delta^e$ , il libero cammino medio dell'elettrone. Esso rappresenta la distanza che l'elettrone percorre tra il punto in cui è stato creato ed il punto in cui si

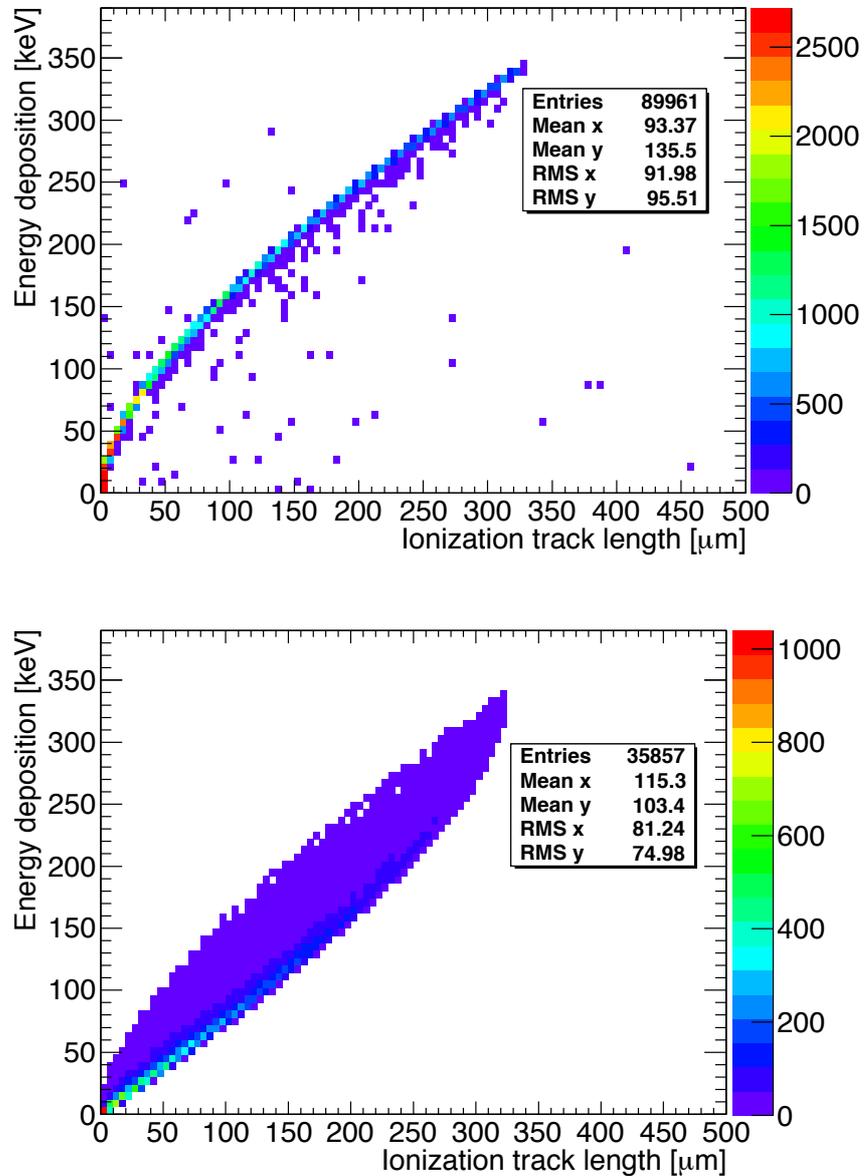


Figura 3.12: Energia ceduta al mezzo in funzione della lunghezza di traccia carica nel diamante del primo elettrone diffuso per effetto Compton. Gli elettroni sono prodotti da una sorgente  $\gamma$  di Na22 isotropa in un sensore Diamante di  $300 \mu\text{m}$ . Al plot in alto contribuiscono gli eventi in cui gli elettroni sono completamente assorbiti nel mezzo, mentre al plot in basso gli eventi in cui gli elettroni emergono dal diamante con energia cinetica non nulla.

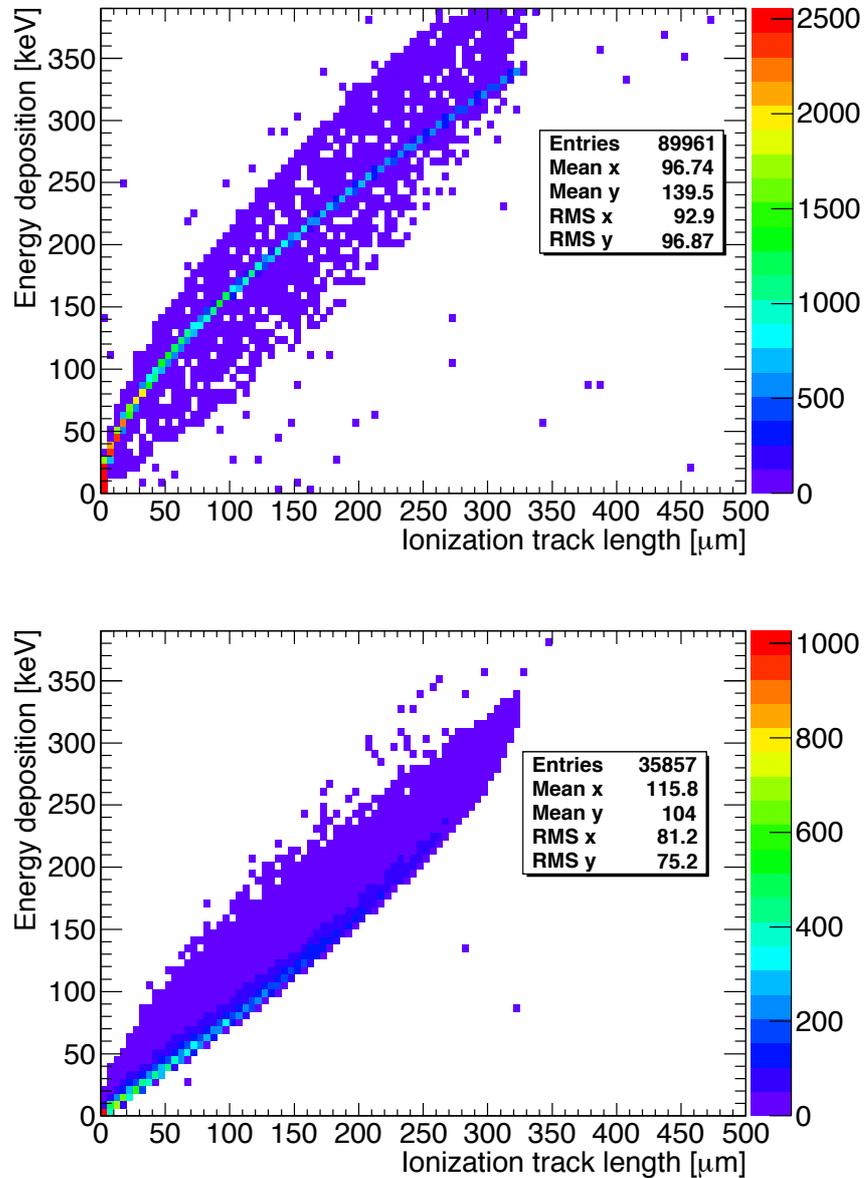


Figura 3.13: Energia totale ceduta al mezzo in funzione della lunghezza di traccia carica totale nel diamante a seguito da interazioni di fotoni da una sorgente  $\gamma$  di Na22 isotropa in un sensore Diamante di  $300 \mu\text{m}$ . Al plot in alto contribuiscono gli eventi in cui tutti gli elettroni sono completamente assorbiti nel mezzo, mentre al plot in basso gli eventi in cui almeno un elettrone emerge dal diamante con energia cinetica non nulla.

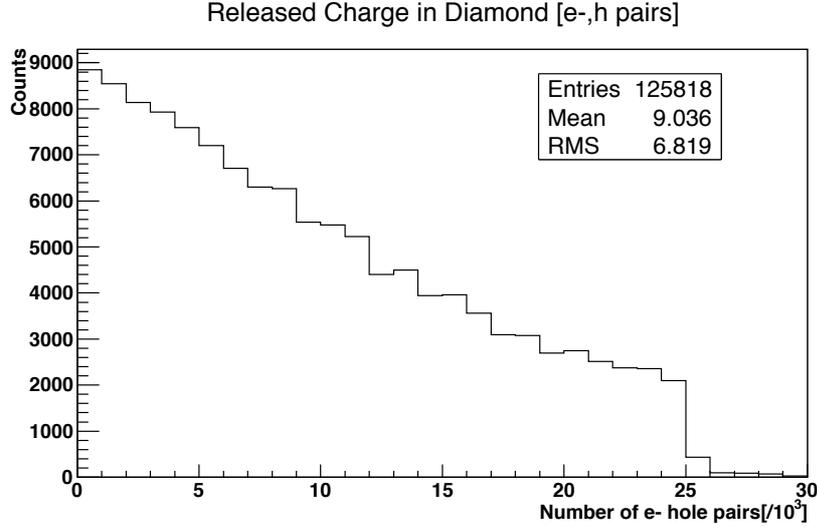


Figura 3.14: Molteplicità di coppie elettrone-buca prodotte in conseguenza dell'energia depositata nel mezzo dalle particelle ionizzanti, generate in seguito all'irraggiamento con una sorgente  $\gamma$  di Na22 isotropa di un sensore Diamante di  $300 \mu\text{m}$ .

arresta a causa di ricombinazioni o trapping.

$$q_{ind} = \int_0^\tau \frac{q}{d} v(E) dt = \frac{q\delta^e}{d} \quad (3.1)$$

Tenendo conto della formula 3.1 e utilizzando la legge di decadimento esponenziale per il numero di elettroni prodotti ad una distanza  $z$  dall'anodo, regolata dalla vita media dei portatori di carica, si ricava:

$$Q_{ind}^e = \frac{q\delta^e}{d} [1 - \exp(\frac{-z}{\delta^e})]. \quad (3.2)$$

Un'espressione analoga può essere ricavata per le buche:

$$Q_{ind}^h = \frac{q\delta^h}{d} [1 - \exp(\frac{z-d}{\delta^h})]. \quad (3.3)$$

Se  $\delta^e$  e  $\delta^h$  sono molto minori di  $d$ , spessore del rivelatore, vale l'approssimazione:

$$Q_{ind} = Q \frac{\delta^e + \delta^h}{d} = \frac{Q\delta^Q}{d}$$

dove  $\delta^Q = \delta^e + \delta^h$ . Nel caso del policristallo  $\delta^e$  è compresa sperimentalmente tra  $100 \mu\text{m}$  e  $200 \mu\text{m}$  [8].

Questi concetti sono stati utilizzati per valutare la carica indotta nei rivelatori testati in laboratorio a partire dalla simulazione; in particolare, si è valutata  $Q_{ind}$  per tre differenti

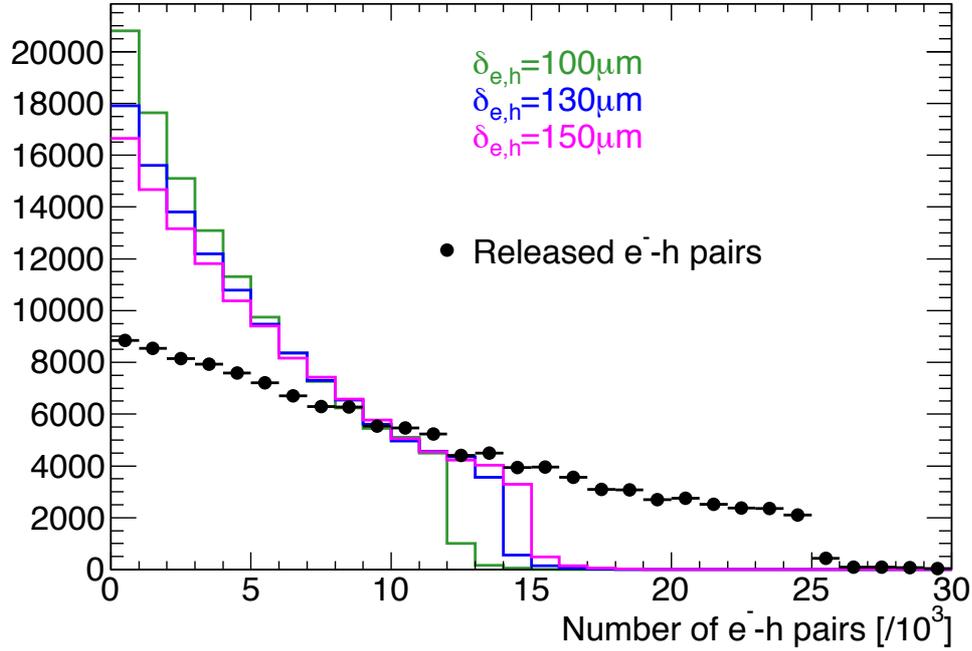


Figura 3.15: Simulazione della carica indotta sugli elettrodi di un sensore a diamante polarizzato con un campo di  $1 \text{ V}/\mu\text{m}$  a partire dalla carica generata irraggiando il rivelatore con una sorgente di Na22. Tre diversi valori del libero cammino medio dei portatori di carica sono stati ipotizzati.

valori del libero cammino medio dei portatori di carica  $\delta^{e,h}$ , compresi nel range sopra indicato, e si è fatta l'ipotesi che  $\delta^e \sim \delta^h$ . La carica indotta è stata stimata distribuendo lungo la traccia la carica totale rilasciata (nell'approssimazione di deposito uniforme di energia lungo la traccia) e applicando per ogni tratto, cioè ogni deposito elementare di carica, le equazioni 3.2 e 3.3 per elettroni e buche rispettivamente e infine sommando tutti i contributi.

In figura 3.15 le distribuzioni di carica indotta per i valori di  $\delta^{e,h} = 100, 130$  e  $150 \mu\text{m}$  sono riportate, sovrapposte alla distribuzione della carica generata dalla ionizzazione del mezzo per il sensore di diamante di spessore  $300 \mu\text{m}$ . La figura 3.16 mostra in un campione a più bassa statistica diversi valori di  $\delta^{e,h}$  considerati fino al valore asintotico ( $3 \text{ mm}$ ) in corrispondenza del quale si ha la coincidenza della carica indotta con quella generata.

Un parametro che descrive in maniera efficace le proprietà di un rivelatore è la **CCE** (**C**harge **C**ollection **E**fficiency) che rappresenta l'efficienza di raccolta di carica:

$$CCE = \frac{Q_{ind}}{Q}.$$

In figura 3.17 la distribuzione dell'efficienza di raccolta di carica stimata evento per evento

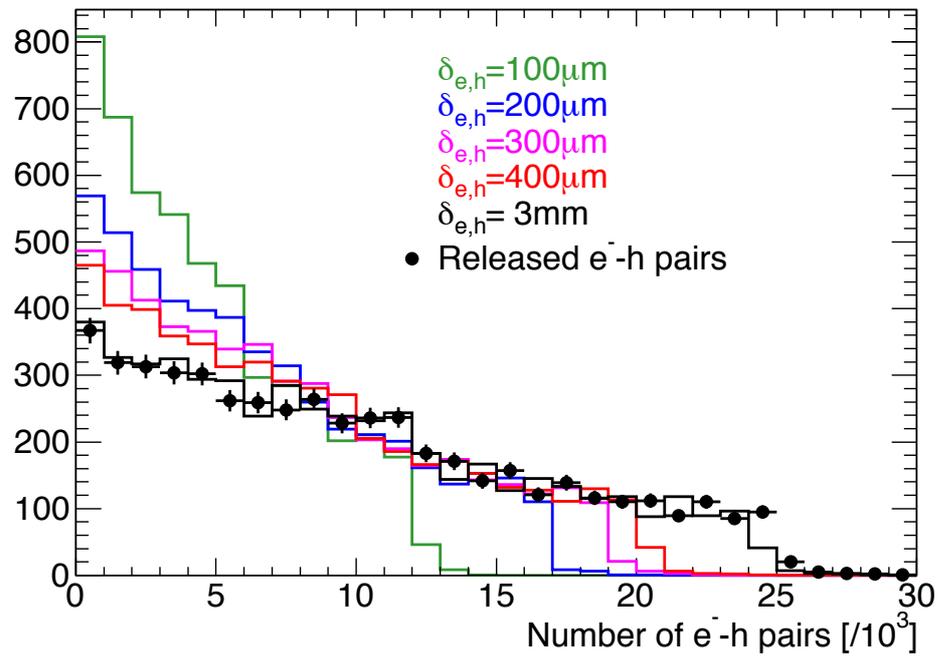


Figura 3.16: Simulazione della carica indotta sugli elettrodi di un sensore a diamante polarizzato con un campo di  $1\text{ V}/\mu\text{m}$  a partire dalla carica generata irraggiando il rivelatore con una sorgente di Na22. Diversi valori del libero cammino medio dei portatori di carica sono stati ipotizzati, incluso il limite di  $\delta$  molto maggiore dello spessore del materiale.

nella simulazione per i vari valori di  $\delta$  ipotizzati è riportata.

Nel caso di una particella che ionizzi uniformemente il materiale lungo l'intero spessore, è possibile calcolare la carica totale indotta in funzione della carica generata secondo la formula di Hecht:

$$Q_{ind} = Q \frac{\bar{\delta Q}}{d} [1 - \exp(-\frac{d}{\bar{\delta Q}})] \quad (3.4)$$

dove la Charge Collection Distance, CCD, indicata con  $\bar{\delta Q}$  per particelle  $\beta$  è legata ai liberi cammini medi dei portatori di carica dalla relazione  $CCD = \bar{\delta Q} = \delta^h + \delta^e$ . Nel caso di particelle  $\alpha$ , l'equazione 3.4 è valida per  $CCD = \delta^{h,e}$ , dal momento che alla carica indotta contribuisce esclusivamente il moto di un portatore di carica, il cui cammino libero medio determina la CCD. Naturalmente, il caso di interazioni indotte da fotoni non ricade nelle ipotesi semplici relative a  $\alpha$ , carica depositata in superficie, o  $\beta$ , carica depositata lungo tutto lo spessore del materiale. Tuttavia si può cercare di stimare quale valore della CCD efficace conduca ai valori di CCE stimati dalla simulazione. Dalle distribuzioni in figura 3.17 si ottengono le seguenti stime della efficienza di raccolta di carica media:

**CCE** = 0.45 per  $\delta^{e,h} = 100 \mu m$ ;

**CCE** = 0.52 per  $\delta^{e,h} = 130 \mu m$ ;

**CCE** = 0.56 per  $\delta^{e,h} = 150 \mu m$ ;

Invertendo la funzione 3.4 il cui andamento è mostrato in figura 3.18, si ottiene:

**CCD** = 160  $\mu m$  per  $\delta^{e,h} = 100 \mu m$ ;

**CCD** = 207  $\mu m$  per  $\delta^{e,h} = 130 \mu m$ ;

**CCD** = 232  $\mu m$  per  $\delta^{e,h} = 150 \mu m$ ;

Si può osservare che esiste un rapporto costante, pari a 1.6, tra la CCD efficace così stimata e i valori di  $\delta e, h$  usati nella simulazione.

### 3.6.1 Confronto con i dati ottenuti in laboratorio

L'andamento dei dati simulati è stato successivamente confrontato con quello di alcuni dati sperimentali raccolti in laboratorio. Lo spettro dell'integrale di carica dei segnali misurati in laboratorio è riportato in figura 3.19.

La conversione dalle unità in cui l'integrale di carica è stato misurato (nC) alla molteplicità di carica indotta dipende dalla elettronica di front-end utilizzata e richiede una accurata calibrazione del sistema di misura che al momento non è disponibile. Una curva di calibrazione determinata in condizioni simili a quelle di misura è riportata in figura 3.20. Se si suppone che questa calibrazione fornisca una ragionevole approssimazione delle

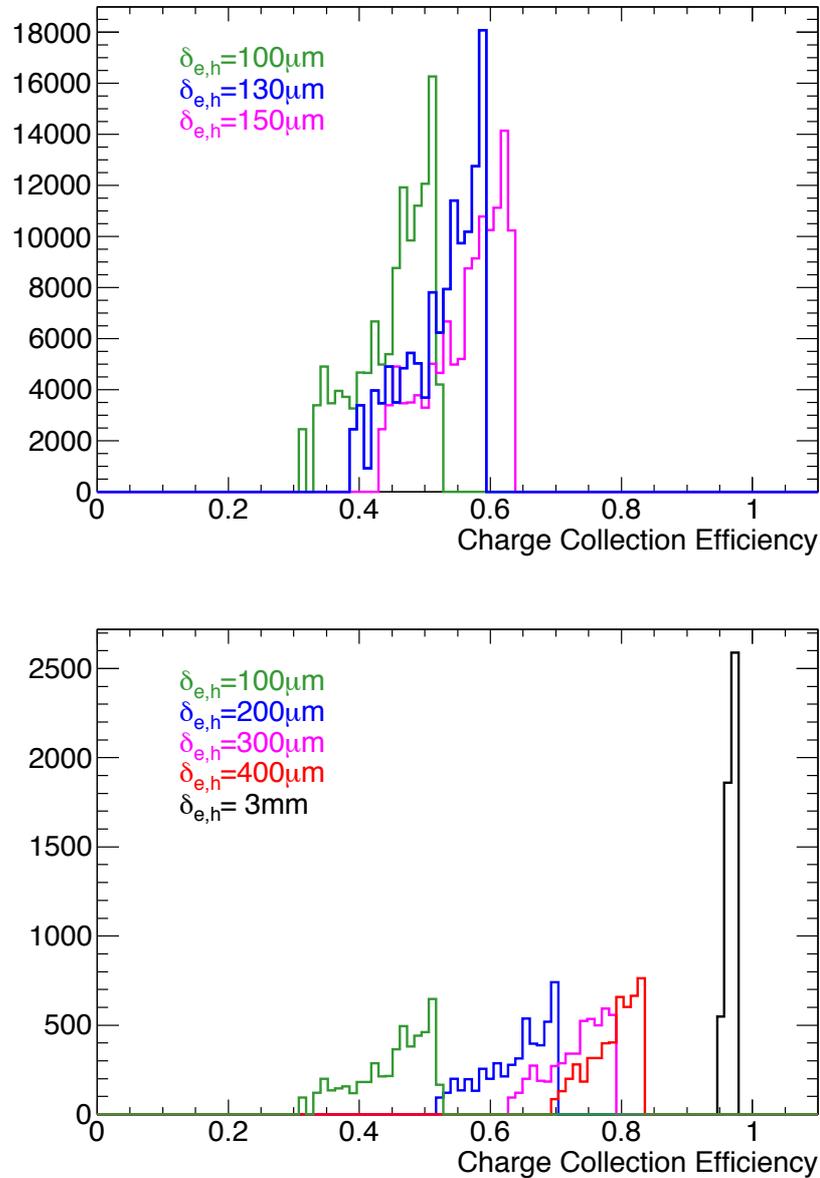


Figura 3.17: Efficienza di raccolta di carica stimata nella simulazione di un sensore a diamante polarizzato con un campo di  $1\text{ V}/\mu\text{m}$  a partire dalla carica generata irraggiando il rivelatore con una sorgente di Na22. Diversi valori del libero cammino medio dei portatori di carica sono stati ipotizzati, incluso il limite di  $\delta$  molto maggiore dello spessore del materiale. Le distribuzioni nel plot in alto sono stimate su tutto il campione ad alta statistica, mentre in basso sono riportate stime su una frazione della statistica per un range più ampio dei valori di  $\delta$ .

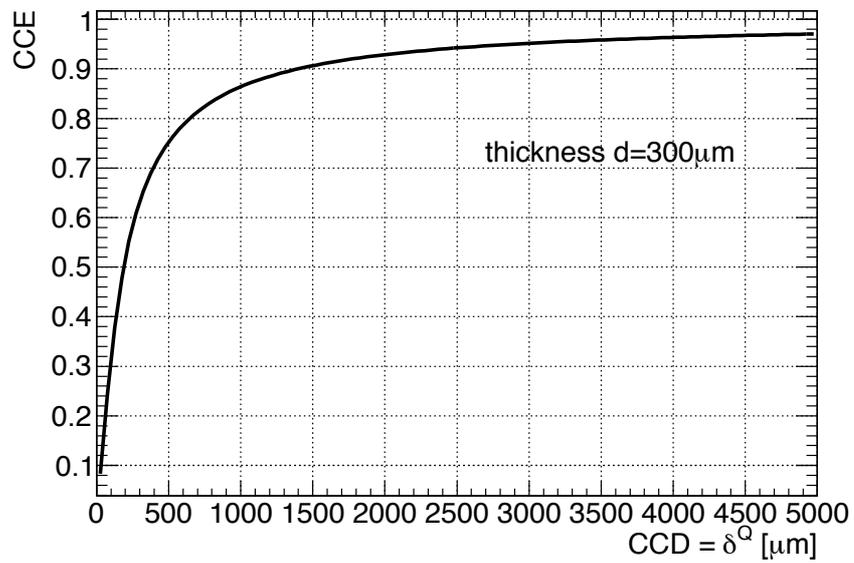


Figura 3.18: Equazione di Hecht: CCE in funzione della CCD per uno spessore del sensore di 300 μm.

costanti di calibrazione relative alla misura in 3.19, essa può essere applicata agli spettri di carica indotta simulati per riportarli in una scala di unità confrontabile con lo spettro misurato. Le distribuzioni simulate, dopo l'applicazione della conversione di molteplicità di carica in nC, sono riportate in figura 3.21. Da un confronto con i dati in figura 3.19 si osserva che l'andamento di massima e il range di valori osservati sono riprodotti dalla semplice simulazione che è stata messa a punto.

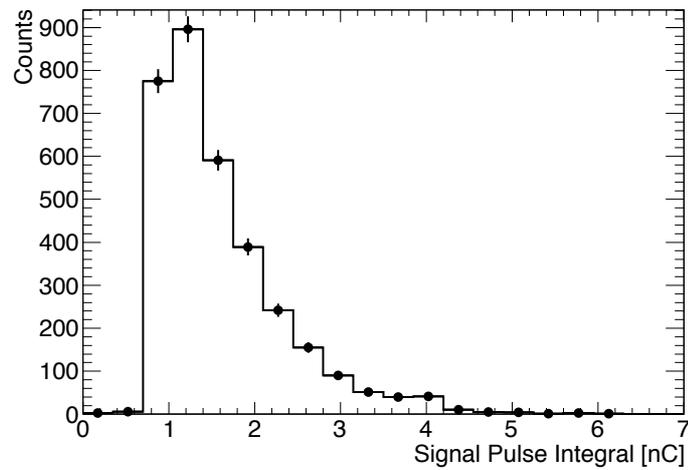


Figura 3.19: Integrale di carica del segnale osservato su un dispositivo a diamante sintetico (spessore  $300\ \mu\text{m}$ ) a singolo elettrodo di raccolta sottoposto a irraggiamento con una sorgente di fotoni di Na22.

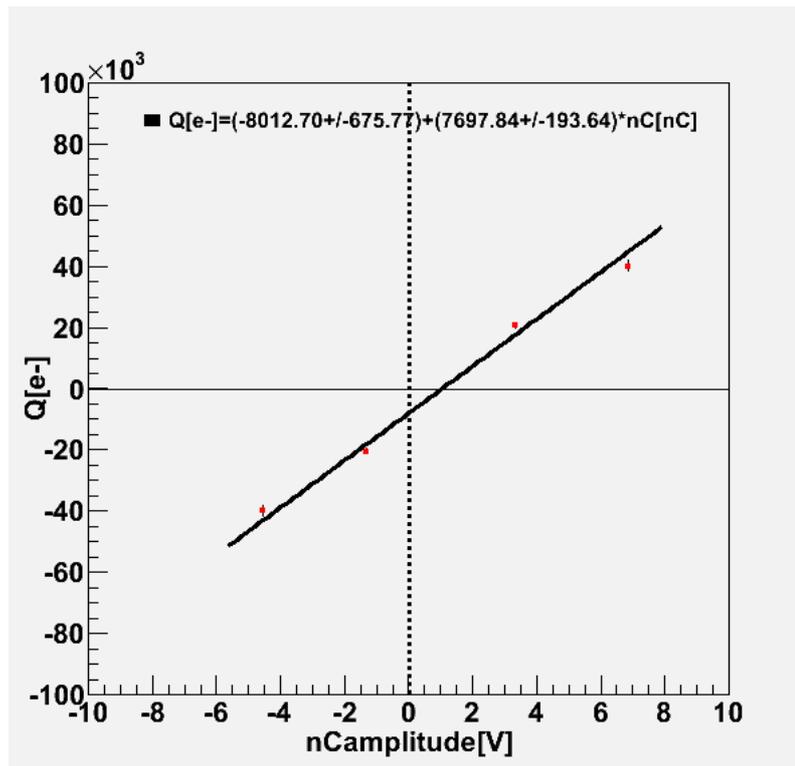


Figura 3.20: Curva di calibrazione: il numero di cariche ( $e^-$ ) raccolte, in ordinata, è messo in relazione con la carica integrata del segnale fornito dall'elettronica di front-end utilizzata in laboratorio espressa in nC.

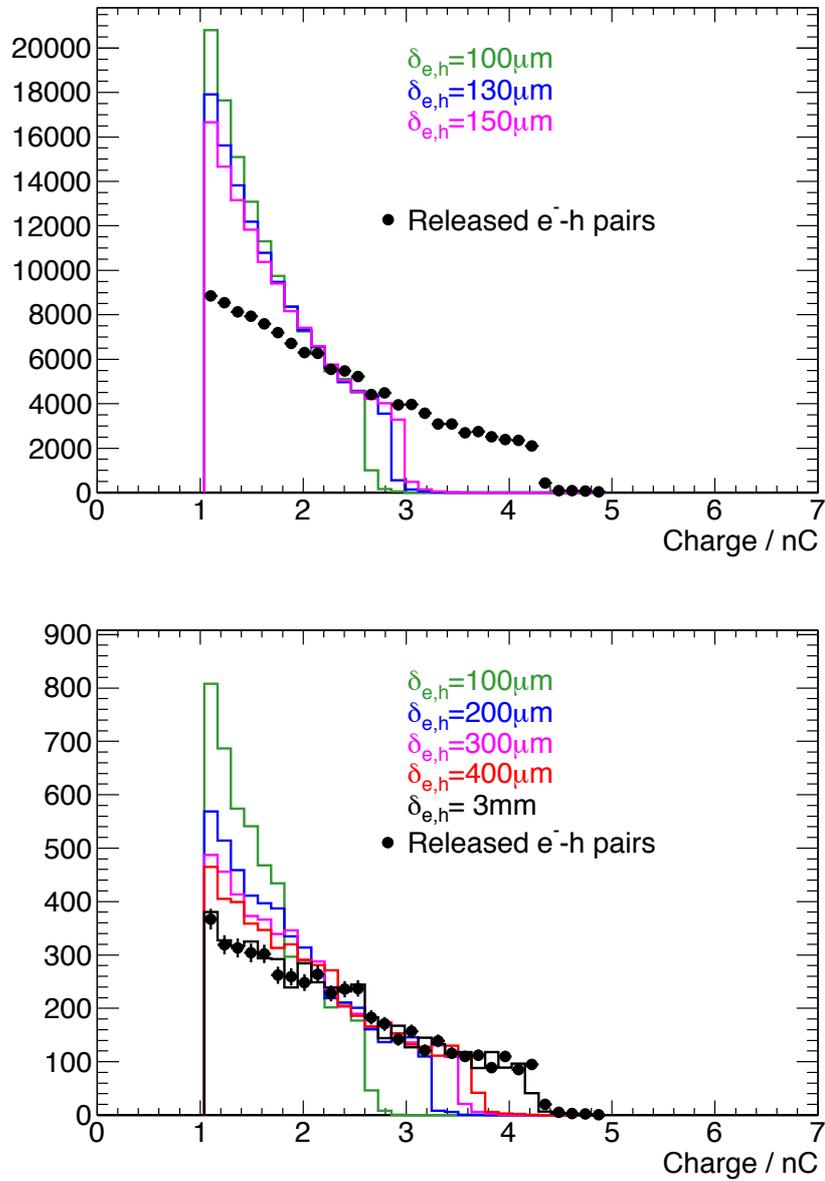


Figura 3.21: Simulazione della carica indotta sugli elettrodi di un sensore a diamante polarizzato con un campo di  $1\text{ V}/\mu\text{m}$  a partire dalla carica generata irraggiando il rivelatore con una sorgente di Na22. La quantità di carica è convertita in integrale di carica del segnale mediante costanti di calibrazioni che approssimano il setup sperimentale effettivamente utilizzato.

# Conclusioni

L'obiettivo dello studio riportato in questo lavoro è stato quello di elaborare una semplice simulazione che consentisse l'interpretazione di misure per la caratterizzazione di un prototipo di rivelatore a diamante sintetico. Questo materiale è un candidato ideale a sostituire il silicio nei rivelatori di vertice negli esperimenti agli acceleratori di particelle di futura generazione. Il carbonio nella forma cristallina del diamante, è infatti un materiale dalle enormi potenzialità, che è oggetto di numerosi studi volti al miglioramento della capacità di raccolta della carica rilasciata da radiazione ionizzante, in modo tale da poter migliorare l'efficienza di rivelazione di dispositivi per l'utilizzo nella fisica sperimentale delle alte energie.

In questo lavoro si sono poste le basi per la caratterizzazione della risposta del diamante sintetico moderno mediante sorgenti di radiazione  $\gamma$  che avendo interazioni poco frequenti con il mezzo, sondano le sue caratteristiche a profondità variabile. La simulazione è stata confrontata, seppure in modo semiquantitativo, con uno spettro di carica effettivamente misurato su un dispositivo reale irraggiato con una sorgente di fotoni.

La fisica nota del diamante sintetico, adattata al caso dei processi di cessione di energia innescati da scattering Compton, ha consentito di riprodurre le caratteristiche generali dello spettro misurato.

Studi più dettagliati saranno necessari per rendere il confronto più solido e utile nel campo della ricerca e sviluppo per nuovi materiali da utilizzare in rivelatori di precisione in ambiente ad altissima fluenza di radiazione.

# Bibliografia

- [1] **geant4.cern.ch**;
- [2] R.J.Tapper, *Diamond detectors in particle physics*, Reports on Progress in Physics, **63**(8), 1276-1284 (2000);
- [3] D. L. Dreifus, *Passive Diamond Electronic Devices*, in *Diamond: Electronic Properties and Applications*, Kluwer Academic Publishers, Norwell, 403, (1995);
- [4] W.R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag;
- [5] Stephen M. Seltzer e Martin J.Berger, *Improved procedure for calculating the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons*, Int. J. Appl. Radiat. Isot., **35**(7), 665-676, (1984);
- [6] **root.cern.ch**;
- [7] G.J. Schmid J.A. Koch R.A. Lerche M.J. Moran, *A neutron sensor based on single crystal CVD diamond*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **527**(3), 554-561, (2004);
- [8] C.Manfredotti, *CVD diamond detectors for nuclear and dosimetric applications*, Diamond and Related Materials,**14**(3-7), 531-540, (2005).