

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DELL'INSUBRIA

Dipartimento di Scienza e Alta Tecnologia - Como



Anno Accademico 2019/2020

# **PRESHOWER ATTIVO PER L'ESPERIMENTO ELIOT**

LAUREA TRIENNALE IN FISICA

CANDIDATO:  
Martina Mozzanica

Matricola 733128

RELATORE:  
Prof.ssa Michela Prest

CORRELATORE:  
Dr. Federico Ronchetti

Como, Dicembre 2020

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>1 Fenomeni coerenti di fasci di leptoni in cristalli</b>	<b>5</b>
1.1 La fisica dei cristalli . . . . .	5
1.1.1 Il potenziale continuo . . . . .	7
1.1.2 Il channelling . . . . .	7
1.1.3 Il dechannelling . . . . .	9
1.2 I cristalli curvi di Silicio . . . . .	9
1.2.1 Il channelling . . . . .	10
1.2.2 Effetti di volume . . . . .	11
1.3 L'emissione di radiazione . . . . .	13
1.3.1 La radiazione di channelling . . . . .	14
1.3.2 Il bremsstrahlung coerente . . . . .	15
1.4 Il progetto ELIOT . . . . .	16
1.4.1 I test su fascio estratto . . . . .	17
<b>2 Il Preshower attivo</b>	<b>19</b>
2.1 Il Preshower . . . . .	19
2.1.1 I fotomoltiplicatori . . . . .	19
2.1.2 Le fibre WLS . . . . .	22
2.1.3 Gli scintillatori . . . . .	23
2.2 Il setup di caratterizzazione . . . . .	27
2.3 La catena di acquisizione . . . . .	28
<b>3 Caratterizzazione del Preshower</b>	<b>30</b>
3.1 L'analisi della traccia delle particelle . . . . .	30
3.2 La selezione degli eventi d'interesse . . . . .	31
3.3 La misura dell'efficienza . . . . .	36
<b>Conclusioni</b>	<b>40</b>
<b>Elenco degli acronimi</b>	<b>42</b>
<b>Elenco delle figure</b>	<b>43</b>
<b>Elenco delle tabelle</b>	<b>45</b>

<b>Bibliografia</b>	<b>46</b>
<b>Ringraziamenti</b>	<b>48</b>

# Introduzione

I rivelatori di particelle sono strumenti che permettono di tracciare e identificare le particelle elementari cariche o neutre. Un'ampia classe di rivelatori è rappresentata dagli scintillatori, dispositivi costituiti da materiali che, colpiti dalla radiazione, emettono luce di scintillazione nello spettro del visibile. Il primo esempio dell'utilizzo di materiali scintillanti per la rivelazione di particelle risale al 1903 con lo sfinteriscopio di Crookes. Ad occhio nudo, Crookes riuscì ad osservare una luce debole prodotta dalle particelle  $\alpha$  incidenti su uno schermo di solfuro di zinco (ZnS). Nel 1944, Curran e Baker sostituirono all'occhio nudo il fotomoltiplicatore, un dispositivo capace di convertire la luce in un segnale elettrico, garantendo alto guadagno e basso rumore.

Gli scintillatori, già dagli anni '50, sono tra i materiali più utilizzati per la rivelazione di radiazione, in ambiti che spaziano dalla fisica delle particelle all'astrofisica, dalla fisica medica alle applicazioni ambientali. Gli scintillatori possono essere di due tipi: organici o inorganici. Gli scintillatori inorganici (come lo NaI(Tl)), sono costituiti principalmente da cristalli contenenti piccole quantità di impurezze attivatrici; hanno uno stopping power elevato dovuto all'alto numero atomico e all'alta densità e un'uscita luce notevole ma tempi di risposta lunghi (circa 500 ns).

Al contrario, gli scintillatori organici sono costituiti da materiali con un basso numero atomico che vengono spesso drogati per aumentarne l'efficienza e sono caratterizzati da un tempo di risposta veloce, di pochi nanosecondi. Si dividono in: cristalli organici, che hanno una risposta che dipende dalla direzione di incidenza delle particelle; liquidi organici, soluzioni liquide di uno o più scintillatori organici in un solvente organico oppure plastiche, soluzioni di scintillatori in un solvente plastico solido. Tra i rivelatori basati su scintillatori, vanno annoverati i calorimetri, rivelatori in grado di misurare l'energia delle particelle.

Questo lavoro di tesi riguarda lo sviluppo di un calorimetro utilizzato come preshower per il test di cristalli curvi di silicio. Questi cristalli, caratterizzati da un reticolo periodico, hanno caratteristiche peculiari, in quanto sono in grado di deflettere la traiettoria di particelle cariche producendo lo stesso effetto di un campo magnetico elevato; si basano sul principio di channelling, il confinamento all'interno del reticolo cristallino. Nel 1976 il fisico russo Edward Tsyganov propose di utilizzare il channelling in cristalli orientati per deflettere particelle cariche. Negli acceleratori si usano magneti di grandi dimensioni mentre i cristalli curvi sono device di piccole dimensioni (un tipico cristallo a strip ha dimensioni del tipo 0.5 mm x 7 cm x 3 mm nella direzione del fascio) che permettono di ottenere lo stesso risultato in spazi contenuti.

Se un cristallo curvo è attraversato da particelle cariche leggere (elettroni o positroni), oltre alla deflessione, si assiste all'emissione di radiazione elettromagnetica. Per studiarne l'intensità è necessario utilizzare un fascio estratto di elettroni/positroni e misurare l'energia

della radiazione prodotta al loro passaggio attraverso il cristallo curvo, utilizzando un calorimetro a cristalli ad alta risoluzione.

In questa tesi verrà costruito e analizzato un preshower, ovvero un calorimetro a campionamento costituito da strati alternati di scintillatore e di materiale assorbente, che verrà posizionato davanti al calorimetro a cristalli. L'attività si inserisce nel progetto ELIOT (ELeCtromagnetic processes In Oriented crysTals) della Commissione Scientifica Nazionale V dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Il progetto si propone di generare sorgenti di raggi  $\gamma$  intense tramite l'utilizzo di cristalli orientati attraversati da un fascio di elettroni e/o positroni. Nell'interazione possono essere prodotti uno o più fotoni: il calorimetro misura l'energia totale mentre il preshower realizzato verrà utilizzato per fornire informazioni sulla molteplicità dei fotoni. Il test del cristallo verrà effettuato presso una linea di fascio estratto dell'acceleratore DESY con un fascio di elettroni di energia massima di 6.3 GeV.

La tesi si suddivide in tre capitoli: nel primo, si presentano i cristalli orientati e i fenomeni che li caratterizzano, come il channelling e, nel caso di cristalli curvi, anche gli effetti di volume. Si tratta l'emissione di radiazione dovuta all'interazione delle particelle con il cristallo, con particolare attenzione alla radiazione di channelling e al bremsstrahlung coerente. Nell'ultima parte del primo capitolo si presenta brevemente il progetto ELIOT e il test su fascio estratto.

Nel secondo capitolo vengono descritti i principali componenti del preshower, il setup sperimentale utilizzato per la caratterizzazione e la catena di acquisizione dei segnali.

Nel terzo ed ultimo capitolo, si descrive l'analisi dei dati acquisiti per la caratterizzazione del preshower attivo con raggi cosmici misurando l'efficienza degli scintillatori di due dei piani del preshower con spessore diverso: CHICO (3 mm) e GUMMO (9 mm).

# Capitolo 1

## Fenomeni coerenti di fasci di leptoni in cristalli

I cristalli sono materiali caratterizzati da proprietà ideali per applicazioni nell'ambito dei rivelatori di particelle: dai calorimetri elettromagnetici ai sistemi di tracciamento nella fisica delle alte energie, dalla fisica dello spazio alla fisica medica. Questo lavoro si inserisce in un particolare campo di studio dei cristalli, ovvero il loro utilizzo per la "manipolazione" dei fasci di particelle, in ottica di collimazione, estrazione e produzione di fasci di fotoni.

La prima parte di questo capitolo presenta un'introduzione generale sulla fisica dei cristalli, per poi analizzare i cristalli dritti utilizzando l'approssimazione di potenziale continuo, ovvero assumendo una distribuzione di carica continua all'interno del cristallo [1]. Verranno presentati gli effetti di channelling e dechannelling di un fascio di particelle che attraversa un cristallo dritto. Nella seconda parte verranno presentate le caratteristiche di un cristallo curvo e le differenze rispetto a un cristallo dritto, introducendo, oltre al channelling, gli effetti di volume (volume capture e volume reflection).

Nella terza parte del capitolo verrà introdotta l'emissione di radiazione da parte di leptoni che attraversano un cristallo. Infine, nell'ultima parte, verrà descritto l'esperimento ELIOT e la presa dati su uno dei fasci dell'acceleratore DESY.

### 1.1 La fisica dei cristalli

La fisica dei cristalli è una branca della fisica dello stato solido che si propone di studiare gli aggregati cristallini, le loro proprietà fisiche e i cambiamenti di queste proprietà causati dall'influenza di vari fattori [2].

Molti dei metalli e dei solidi esistenti in natura sono cristallini e quindi caratterizzati da una struttura periodica: gli ioni del materiale si dispongono in modo da avere una distribuzione ordinata nello spazio, cioè su un reticolo tridimensionale periodico.

Queste strutture possono crescere fino a raggiungere dimensioni macroscopiche, come si vede in figura 1.1, che mostra la miniera di Náica (Messico), una miniera di piombo e argento conosciuta per i suoi straordinari cristalli di gesso [3].

La periodicità era stata ipotizzata come un modo per spiegare le regolarità geometriche trovate nei materiali cristallini e nel 1913 venne confermata sperimentalmente da L. Bragg [5]. Sapendo che la distanza interatomica di un solido cristallino è dell'ordine degli



Figura 1.1: Grotta dei cristalli di Náica, Messico [4].

$\text{\AA}$  ( $10^{-10}$  m), che risulta essere la lunghezza d'onda dei raggi X, Bragg utilizzò lo scattering dei raggi X con il reticolo ionico per mostrare che i solidi cristallini hanno effettivamente un reticolo periodico.

In natura, oltre ai solidi cristallini, esistono anche i solidi amorfi, come ad esempio il vetro: pur avendo caratteristiche macroscopiche simili a quelle di un solido cristallino, non sono caratterizzati da un reticolo periodico. La figura 1.2 mostra la differenza tra il reticolo di un solido cristallino e quello di un solido amorfo.

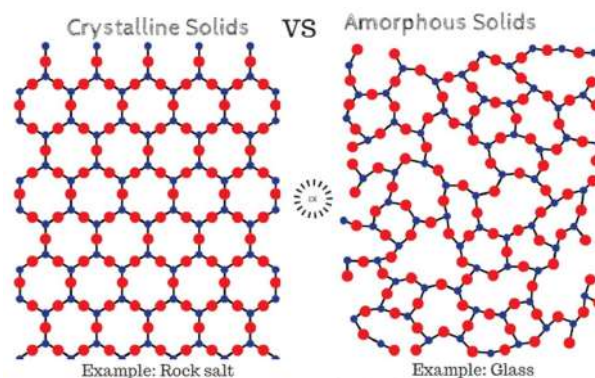


Figura 1.2: Struttura interna di un solido cristallino e di un solido amorfo [4].

È stato dimostrato [5] che in 3 dimensioni esistono 14 reticoli periodici cristallini chiamati reticoli di Bravais. Il reticolo di Bravais consiste in tutti i punti che sono caratterizzati da un vettore di posizione  $\vec{R}$  per cui:  $\mathbf{R} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3$  con  $n_1, n_2, n_3$  interi (sia positivi che negativi) e  $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$  vettori primitivi, ovvero appartenenti a piani diversi.

Le particelle (atomi, molecole, ioni) che costituiscono un solido sono tenute insieme da legami chimici, che conferiscono al solido caratteristiche peculiari. I solidi possono essere classificati a seconda del tipo di legame che unisce le particelle: solidi covalenti come il diamante, solidi ionici ( $\text{NaCl}$ ), solidi metallici ( $\text{Fe}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Ag}$ ) e solidi molecolari ( $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Cl}_2$ ), caratterizzati dalle forze di dispersione di Van Der Waals.

Il lavoro di questa tesi prevede il test di un rivelatore per la presa dati su un fascio con cristalli realizzati per manipolare il fascio stesso. Nelle prossime sezioni verranno descritti cristalli dritti e curvi confrontandoli con materiali amorfi e analizzando il loro comportamento in funzione dell'angolo di incidenza delle particelle rispetto ai piani cristallini.

Per una trattazione completa si veda [6].

### 1.1.1 Il potenziale continuo

Quando una particella carica attraversa un cristallo con un angolo di incidenza piccolo rispetto al piano cristallografico, il suo moto è determinato dagli effetti coerenti del piano atomico. In questa condizione è possibile considerare un potenziale medio generato dal reticolo cristallino e quindi assumere una distribuzione di carica continua all'interno del cristallo (approssimazione continua). Il potenziale medio risulta essere:

$$U_{pl}(x) = Nd_p \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y, z) dy dz \quad (1.1)$$

dove  $N$  è il numero di atomi per unità di volume e  $d_p$  è la distanza interplanare.

Partendo dal modello di Thomas-Fermi, Lindhard [7] approssima il potenziale  $V(r)$  a:

$$V(r) = \frac{Z_i Z e^2}{r} \phi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right) \quad \text{con} \quad \phi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right) = 1 - \left(1 + \frac{3(a_{TF})^2}{r^2}\right)^{-1/2} \quad (1.2)$$

con  $Z_i$  numero atomico,  $Ze$  carica della particella,  $r$  distanza tra la particella e l'atomo,  $\phi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right)$  funzione di screening con  $a_{TF}$  raggio di screening di Thomas-Fermi ( $a_{TF} = 0.8853 r_B Z^{-1/3}$ ,  $r_B = 0.529 \text{ \AA}$ ).

Utilizzando l'approssimazione di Lindhard si ottiene il potenziale continuo generato da un singolo piano del cristallo:

$$U_{pl}(x) = 2\pi Z_i Z e^2 N d_p \left( \sqrt{x^2 + 3(a_{TF})^2} - x \right) \quad (1.3)$$

Il potenziale dipende dal materiale di cui è fatto il cristallo e dalla distanza interplanare  $d_p$ , quindi, più il canale è largo più aumenta la forza di confinamento. La figura 1.3 mostra il moto di una particella in un cristallo con un potenziale continuo  $U(x)$ .

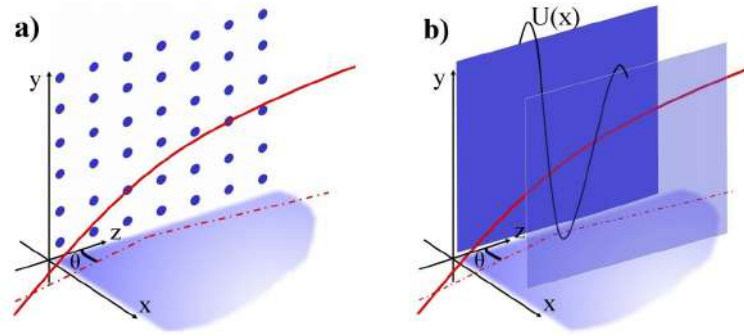


Figura 1.3: a) Una particella (linea rossa) in moto in un cristallo con un piccolo angolo di incidenza. b) La particella risente del potenziale  $U(x)$  dovuto ai piani del reticolo (linea nera) [6].

### 1.1.2 Il channelling

Il channelling (o confinamento), in fisica dello stato solido, è il fenomeno per cui una particella carica può muoversi in determinate direzioni, all'interno di un cristallo, restando



incanalata tra i piani cristallografici, perdendo più lentamente energia rispetto a quello che succede con un materiale amorfo [5].

Questo effetto accade solamente quando l'angolo di incidenza della particella è minore di un certo angolo critico rispetto all'asse di simmetria del cristallo. Attraversando la materia, la particella subisce una serie di scattering ad angoli piccoli che la guidano in un canale specifico del reticolo cristallino. La figura 1.4 mostra l'effetto di channelling in un cristallo.

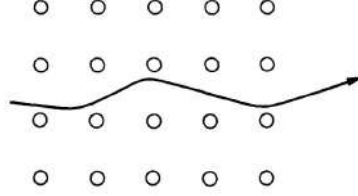


Figura 1.4: Schema del channelling in un cristallo [8].

La particella incontra meno elettroni rispetto a quelli che incontrerebbe in un qualsiasi altro materiale (amorfo) e di conseguenza la perdita di energia descritta dalla Bethe-Bloch non risulta più valida. In generale l'angolo critico necessario per il channelling è piccolo, circa  $1^\circ$  per  $\beta \simeq 0.1$ , e decresce con l'energia.

Una particella carica intrappolata nella buca di potenziale tra due piani del reticolo cristallino si dice essere in channelling planare; questo accade se la componente trasversale del momento della particella non è sufficiente per superare la barriera di potenziale.

Indicato con  $\alpha$  l'angolo di disallineamento tra la traiettoria della particella e il piano cristallino, è possibile definirlo come il rapporto tra il momento trasversale  $p_t$  e il momento parallelo  $p_l$  della particella rispetto al piano del cristallo. Utilizzando l'approssimazione di potenziale continuo, si determina l'energia trasversa  $E_t$ :

$$E_t \simeq \frac{p_t^2 c^2}{2E} \alpha^2 + U(x) \quad (1.4)$$

dove, assumendo che  $p_t \ll p_l$ ,  $E = \sqrt{p_t^2 + p_l^2 + m^2 c^2} \simeq \sqrt{p_l^2 + m^2 c^2} = E_l$ .

La condizione che determina il confinamento della particella tra i piani del cristallo è data dal fatto che la sua energia trasversa deve essere minore del massimo valore della barriera di potenziale:

$$\frac{p_t^2 c^2}{2E} \alpha^2 + U(x) \leq U_{max} \quad (1.5)$$

Sapendo che  $pc^2 = vE$ , il valore critico dell'energia trasversa si ha quando  $E_t = U_{max}$ . Si riesce così a determinare l'angolo di disallineamento critico, detto angolo critico:

$$\alpha_c = \sqrt{\frac{aU_{max}}{pv}} \quad (1.6)$$

Per un cristallo di silicio [6] si ha che  $U_{max} = 20$  eV che implica  $\alpha_c = 280 \mu\text{rad}$  a 500 MeV,  $\alpha_c = 9.42 \mu\text{rad}$  a 450 GeV e  $\alpha_c = 2.39 \mu\text{rad}$  a 7 TeV. Si noti come l'angolo critico decresca come la radice quadrata dell'energia. Inoltre gli effetti di scattering multiplo coulombiano diventano meno significativi ad alte energie.

### 1.1.3 Il dechannelling

Nel calcolo della traiettoria della particella incidente viene assunta la conservazione dell'energia trasversa rispetto al reticolo cristallino. Questa assunzione non risulta vera in realtà a causa dei processi di scattering della particella con gli elettroni e i nuclei atomici. Questi eventi possono modificare oppure aumentare l'energia trasversa che, se risulta sufficientemente grande da superare la barriera di potenziale, causa l'uscita della particella dalla zona di confinamento. Questo processo è detto dechannelling [6].

Il dechannelling è dovuto principalmente a due fenomeni: lo scattering multiplo sui nuclei e quello sugli elettroni. Il primo domina nei cristalli con spessore piccolo mentre il secondo nei cristalli con spessore grande.

Il numero di particelle in channelling che risulta ridotto a causa del dechannelling può essere approssimato ad un decadimento esponenziale [1]:

$$N(z) = N_0 e^{-z/L_D} \quad (1.7)$$

dove  $N(z)$  è il numero di particelle in channelling nella posizione  $z$  lungo il cristallo,  $N_0$  è il numero di particelle in channelling iniziale e  $L_D$  è la lunghezza di dechannelling.  $L_D$  cambia in base a quale dei due processi di scattering sopracitati risulta dominante e cresce linearmente al crescere dell'energia [1].

## 1.2 I cristalli curvi di Silicio

Come descritto nella sezione precedente, quando una particella carica attraversa un reticolo ordinato, rispettando alcune condizioni, si riesce a confinare la particella in una regione del cristallo (channelling). Utilizzando un cristallo curvo, le particelle risultano forzate a seguire la curvatura del cristallo e quindi vengono deflesse.

I cristalli curvi sono dispositivi in grado di deflettere particelle cariche relativistiche producendo lo stesso effetto di un campo magnetico elevato, grazie all'interazione coerente tra le particelle e il reticolo cristallino. La figura 1.5 mostra il channelling di una particella in un cristallo dritto e in uno curvo.

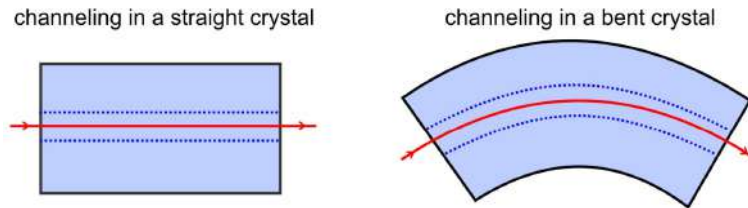


Figura 1.5: Channelling in un cristallo dritto e in un cristallo curvo dove la particella risulta forzata a seguire la curvatura del cristallo stesso [6].

La traiettoria di una particella in un cristallo curvo risulta deviata di un angolo  $\phi_c = l/R$  dove  $l$  è la lunghezza del cristallo e  $R$  è il raggio di curvatura. La descrizione del potenziale interplanare della sez. 1.1.1 risulta valida anche per i cristalli curvi in cui il raggio di curvatura ha un effetto trascurabile rispetto alla struttura cristallina microscopica.

### 1.2.1 Il channelling

Una particella in un cristallo curvo che risulta confinata secondo la curvatura del cristallo risente, oltre che del potenziale interplanare, di una forza centrifuga. La figura 1.6 mostra una particella ideale che entra nel cristallo sia nel sistema di riferimento del laboratorio (a) sia nel sistema di riferimento che ruota con la particella stessa (b).

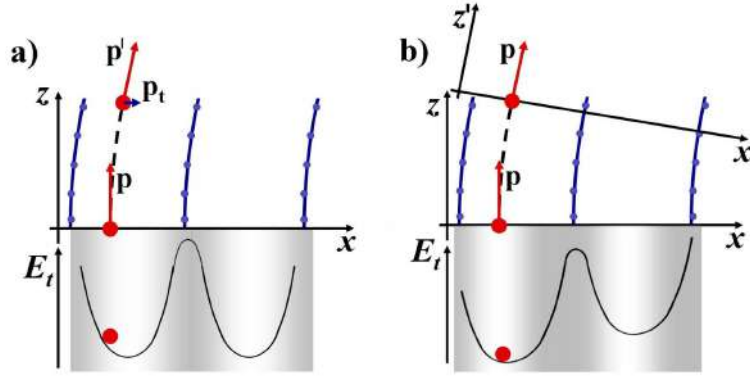


Figura 1.6: Particella con  $E_t = 0$  in channelling in un cristallo curvo: a) sistema di riferimento inerziale del laboratorio in cui la particella ha un angolo di disallineamento rispetto al piano del reticolo cristallino curvato; b) sistema di riferimento non inerziale che ruota con la particella dove si ha la presenza di una forza centrifuga [6].

Considerando la figura 1.6 b in cui si aggiunge il termine di forza centrifuga, che modifica il potenziale interplanare  $U(x)$ , si ottiene un potenziale efficace pari a:

$$U_{eff}(x) = U(x) + \frac{pV}{R}x \quad (1.8)$$

dove  $R$  è il raggio di curvatura del cristallo che si assume costante, ovvero si assume che la curvatura del cristallo sia un arco di circonferenza.

Si nota dall'eq. 1.8 che all'aumentare del raggio di curvatura  $R$  il potenziale efficace diminuisce e quindi la buca di potenziale risulta essere meno profonda.

Quando la forza centrifuga risulta pari alla forza prodotta dal campo elettrico generato dai piani atomici alla distanza critica  $x_c$ , si ha che:

$$\frac{pV}{R_c} = U'(x_c) \quad (1.9)$$

e il channelling non è più possibile. Per raggi di curvatura minori del raggio critico  $R_c$ , il confinamento non risulta più stabile.

Dato  $U_{max}$ , il limite per l'energia della particella trasversa al piano cristallino per un cristallo dritto, questo valore per un cristallo curvo diventa  $U_{max}^b(R) < U_{max}$ . Di conseguenza cambia il valore dell'angolo critico:

$$\alpha_c^b = \sqrt{\frac{2U_{max}^b(R)}{pV}} < \alpha_c \quad (1.10)$$

dove  $\alpha_c$  è l'angolo critico per un cristallo dritto dato dall'eq. 1.6.

Il channelling in cristalli curvi permette di deviare la traiettoria di particelle cariche ma con un angolo di accettazione che diventa più piccolo all'aumentare del raggio di curvatura.

### 1.2.2 Effetti di volume

Quando una particella attraversa un cristallo, non in channelling, il suo moto è approssimativamente lungo una traiettoria retta, escludendo gli effetti di scattering multiplo; per cui l'allineamento tra la traiettoria della particella e il piano cristallino varia durante il moto. In particolare esiste un intervallo della posizione di allineamento iniziale in cui la traiettoria della particella diventa tangente al piano del cristallo. Quando accade ciò, si possono avere due effetti: *volume capture* o *volume reflection*. Questi effetti si ottengono sia in cristalli dritti che in cristalli curvi. Si analizzano nel seguito gli effetti per i cristalli curvi.

#### Volume capture (VC)

Per ogni data traiettoria della particella nel cristallo, è possibile ottenere un effetto di dechannelling inverso. Una particella con un'energia trasversa maggiore del valore critico è in grado di perdere la sua energia a causa dello scattering multiplo e può essere ricatturata nella regione di channelling. Questo fenomeno è detto *volume capture*.

Quando in un cristallo curvo si ha il processo di dechannelling, viene contemporaneamente ruotata la direzione del canale di confinamento in base al moto della particella lungo il cristallo. Il disallineamento tra la particella e il canale di channelling cresce rapidamente e l'energia trasversa della particella si discosta dalla soglia di confinamento a causa del potenziale efficace.

L'effetto di volume capture può essere ottenuto nei cristalli curvi considerando la traiettoria inversa di una particella che va in dechannelling. Come viene presentato in figura 1.7, la particella entra nel cristallo con un angolo di disallineamento  $\alpha > \alpha_c$  e progressivamente si allinea alla curvatura dei piani cristallini. Dal punto di vista dell'energia trasversa, come si nota in figura 1.7, durante questa fase la distanza dalla soglia di cattura diminuisce e, vicino al punto di tangenza con il canale di confinamento, risulta permessa la cattura in channelling. Da questo punto in poi la particella si comporta come una particella in channelling.

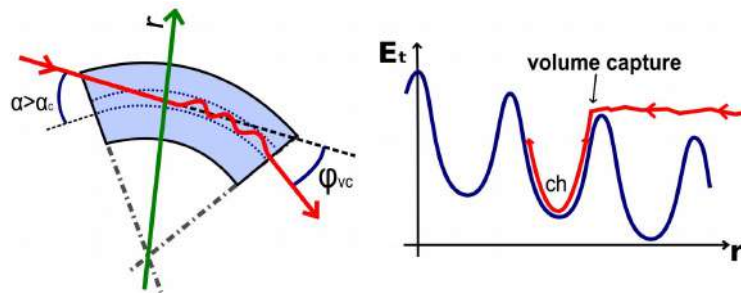


Figura 1.7: Volume capture in un cristallo curvo [6].

#### Volume reflection (VR)

Il processo di volume reflection si ha quando la particella devia il suo moto in un singolo punto all'interno del cristallo a causa dello scattering elastico con la barriera di potenziale atomica. Come l'effetto di volume capture, il processo di volume reflection si ha quando

la particella incidente ha un angolo di disallineamento maggiore di  $\alpha_c$ , per cui l'energia trasversa della particella supera la barriera di potenziale e la particella risulta in dechannelling. La particella che attraversa il cristallo ad un certo punto avrà una traiettoria tangente al canale di confinamento, ma, a differenza della volume capture, le fluttuazioni di energia trasversa non riescono a ricatturare la particella nel canale di confinamento. La traiettoria della particella raggiunge il punto di tangenza con il piano del cristallo e, in questo punto, la particella non ha più un'energia cinetica trasversa, quindi inverte il suo moto sotto l'influenza del potenziale interplanare. Questo fenomeno è chiamato volume reflection e se ne presenta uno schema in figura 1.8.

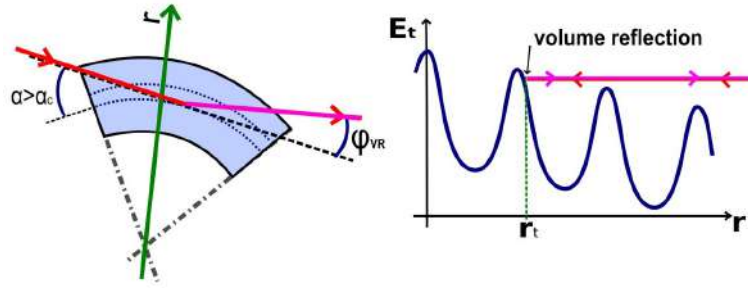


Figura 1.8: Volume reflection in un cristallo curvo [6].

La figura 1.9 presenta i risultati ottenuti al CERN [9] con un cristallo di 3 mm curvato di  $162 \mu\text{rad}$ : il grafico mostra l'angolo di deviazione delle particelle in funzione dell'angolo di orientazione del fascio rispetto al cristallo. La traiettoria delle singole particelle viene ricostruita, in ingresso al cristallo e in uscita, tramite rivelatori al silicio ad alta risoluzione spaziale.

In figura 1.9 vengono indicati gli effetti di channelling, volume capture e volume reflection. È chiaramente visibile l'aumento dell'accettanza angolare nel processo di volume reflection rispetto al processo di channelling.

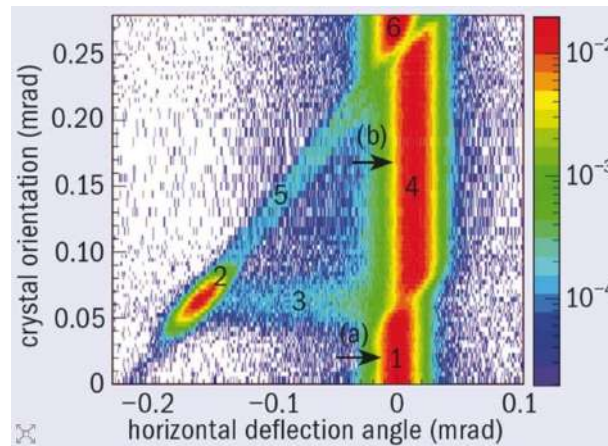


Figura 1.9: Angolo di deviazione delle particelle in funzione dell'angolo di orientazione del cristallo rispetto al fascio: 1) e 6) cristallo non allineato, 2) channelling, 3) dechannelling, 4) volume reflection, 5) volume capture [9].

### 1.3 L'emissione di radiazione

Gli aspetti che caratterizzano l'interazione di particelle cariche con i cristalli non influiscono solo sulla traiettoria della particella ma anche sul modo in cui queste particelle perdono energia. Di particolare interesse è lo studio dell'emissione di radiazione in cristalli curvi attraversati da leptoni in channelling o in volume reflection.

Per la deflessione della particella incidente i due effetti risultano molto diversi tra loro: il channelling devia leggermente la traiettoria della particella lungo il cristallo, mentre l'effetto di riflessione causa la deviazione della traiettoria della particella in un punto preciso e quindi in una piccola regione del cristallo. Considerando l'emissione di radiazione, la descrizione dei due effetti risulta simile in quanto in entrambi i casi l'interazione con il potenziale interplanare descritto nella sez. 1.1.1 risulta dominante rispetto alla deflessione della traiettoria.

In entrambi gli effetti, la particella interagisce con il potenziale interplanare producendo delle oscillazioni nella direzione trasversale rispetto al moto, come si mostra in figura 1.10. Nel channelling, l'energia trasversale della particella risulta minore della barriera di potenziale e il suo moto risulta confinato all'interno di un piano cristallino. Nella volume reflection, l'energia trasversale della particella risulta maggiore della barriera di potenziale e quindi la particella oscilla attraversando i piani cristallini.

Le oscillazioni quasi armoniche e l'interazione periodica con il reticolo cristallino aumentano la radiazione emessa nei due fenomeni.

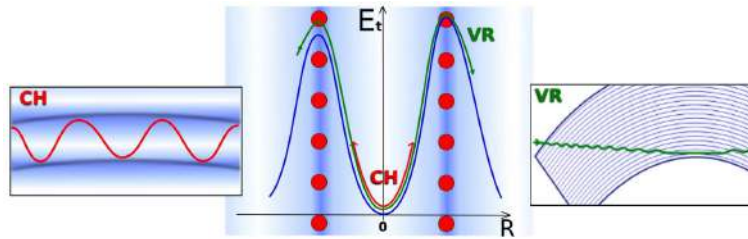


Figura 1.10: La particella in channelling (linea rossa) ha un moto di oscillazione tra i piani cristallini (destra) mentre la particella che subisce volume reflection (linea verde) oscilla attraversando i piani cristallini [6].

Se una particella positiva risulta, ad esempio, in channelling in una regione in cui la densità di elettroni è piccola, la probabilità di collisione con gli elettroni e la corrispondente perdita di energia diventano più piccole rispetto a quelle nei materiali amorfi. Quando si tratta di particelle leggere come elettroni o positroni, la maggior parte della perdita di energia in un materiale amorfo non dipende dalle collisioni ma dall'emissione di radiazione di bremsstrahlung determinata dallo scattering multiplo coulombiano. Una particella che attraversa un cristallo in channelling non è soggetta allo scattering multiplo coulombiano ma, oscillando in un potenziale quasi armonico, emette una radiazione il cui spettro può presentare dei picchi dovuti alle diverse armoniche presenti [6]. Al contrario, se una particella ha un angolo di incidenza maggiore dell'angolo critico, per cui non riesce ad entrare in channelling, emette una radiazione chiamata bremsstrahlung coerente. Se il cristallo è curvo la particella emette radiazione a causa della volume reflection, aspetto che può essere considerato come un'estensione del bremsstrahlung coerente.

Ci sono diverse applicazioni che potrebbero sfruttare l'aumento di emissione di radiazione nei cristalli: la realizzazione di fasci di fotoni intensi di alta energia, la produzione di sorgenti di positroni, la realizzazione di calorimetri compatti [6].

### 1.3.1 La radiazione di channelling

L'emissione della radiazione in channelling avviene nell'intervallo di energie da qualche centinaio di MeV fino a qualche GeV, per le energie tipiche dei fasci di elettroni e positroni utilizzati. In questo intervallo la radiazione emessa ha un carattere monocromatico; infatti il contributo di maggiore rilevanza è dato dalla prima armonica di oscillazione. Si riporta un esempio in figura 1.11 a sinistra, in cui sono chiaramente visibili i contributi dovuti alla prima e alla seconda armonica. La figura 1.11 a destra, invece, considera la radiazione emessa da un fascio di elettroni in cui non si ha presenza di una struttura spettrale. In questo caso gli elettroni risultano confinati in un potenziale non armonico.

A energie superiori si perde gradualmente la monocromaticità in quanto il contributo delle armoniche superiori risulta sempre più importante e lo spettro tende a diventare continuo.

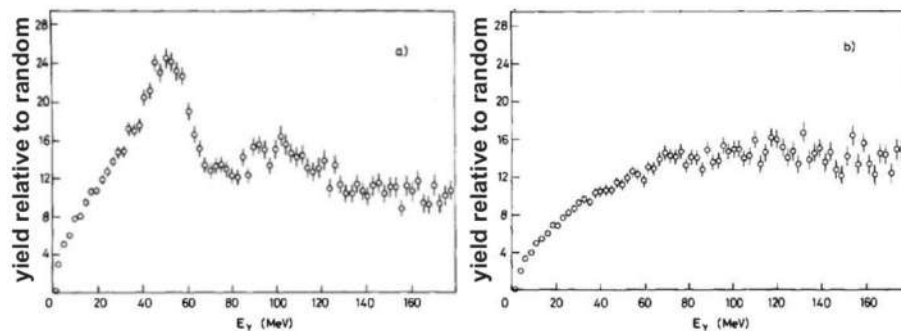


Figura 1.11: Spettro di energia dei fotoni emessi da un fascio di particelle di 10 GeV/c normalizzato rispetto al bremsstrahlung incoerente. A sinistra viene considerato un fascio di positroni: si vedono la prima e la seconda armonica. A destra viene considerato un fascio di elettroni in cui si ha un aumento di energia a causa del bremsstrahlung incoerente ma senza una struttura rilevante [6].

Si noti che se si considera un cristallo curvo, viene imposto un moto circolare in aggiunta al moto armonico, causato dal channelling, che ha due importanti conseguenze:

- l'interferenza viene ridotta a causa della traiettoria della particella che devia rispetto ad una linea retta;
- a basse energie si deve aggiungere una componente continua allo spettro di emissione causata dal moto circolare.

L'influenza di un cristallo curvo sulla radiazione di channelling viene mostrata in figura 1.12. Si nota che, al crescere della curvatura del cristallo, le parti dello spettro a media e alta energia decrescono (curve 3 e 4) mentre si aggiunge il contributo dovuto al moto circolare (curva 2).

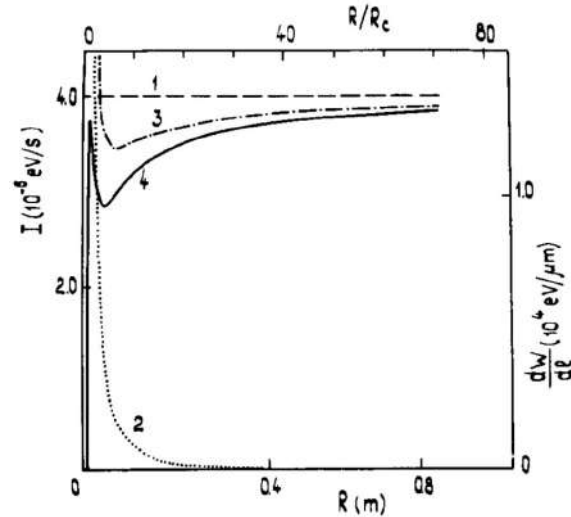


Figura 1.12: L'intensità della radiazione emessa ( $I$ ) per positroni relativistici in funzione sia del raggio di curvatura ( $R$ ) sia del suo rapporto con il raggio critico  $R/R_c$ : la curva 1 si riferisce a un cristallo dritto, la curva 2 indica il contributo del moto circolare, la curva 3 si riferisce a un cristallo curvo e la curva 4 include il contributo di una particella quasi in channelling in un cristallo curvo [6].

### 1.3.2 Il bremsstrahlung coerente

Il bremsstrahlung coerente (CB) ha luogo quando una particella attraversa un cristallo dritto con un angolo, rispetto ai piani del reticolo,  $\alpha > \alpha_c$  (angolo critico) ma comunque abbastanza piccolo perché sia valida l'approssimazione continua vista nella sez. 1.1.1. In queste condizioni il channelling non è permesso.

La particella attraversa i piani cristallini periodicamente e ciò fa sì che, per certe frequenze, la radiazione elettromagnetica emessa al passaggio della particella si sommi coerentemente, aumentando la radiazione totale.

La particella risulta soggetta ad un moto periodico attraversando i piani cristallini con un periodo pari a  $d/\theta$  con  $d$  distanza interplanare e  $\theta$  angolo di incidenza. La figura 1.13 presenta uno schema di quanto appena descritto. La periodicità appare nello spettro del bremsstrahlung come dei picchi monocromatici che corrispondono alle armoniche del moto della particella, come è possibile notare in figura 1.13 a destra.

Allo stesso modo si può avere produzione di coppie elettrone/positrone coerente (CPP) in un cristallo, se l'angolo di incidenza della particella risulta maggiore rispetto all'angolo critico. Invece, quando la velocità della particella carica è circa parallela all'asse del cristallo o ad un piano cristallino, la traiettoria della particella viene forzata ad un moto di oscillazione all'interno della buca di potenziale, ovvero la particella è canalizzata tra i piani cristallini e di conseguenza emette radiazione di channelling (CR) [10].

La condizione di volume reflection è molto simile al bremsstrahlung coerente: l'energia trasversa supera la barriera di potenziale e la particella durante il moto riesce ad attraversare i piani cristallini. Anche in questo caso la particella oscilla a causa dell'interazione con il potenziale interplanare. La differenza della volume reflection rispetto al bremsstrahlung coerente è data dalla presenza di un cristallo curvo al posto di un cristallo dritto.



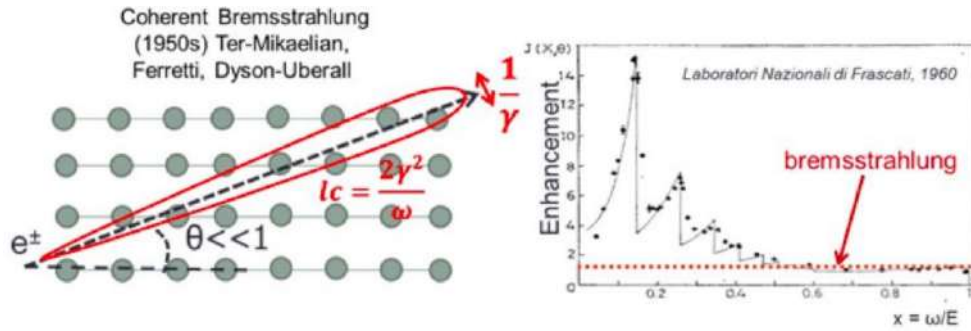


Figura 1.13: A sinistra uno schema del bremsstrahlung coerente mentre a destra l'aumento dell'intensità della radiazione di bremsstrahlung misurato presso i Laboratori Nazionali di Frascati [10].

## 1.4 Il progetto ELIOT

L'attività fatta per questa tesi si inserisce all'interno del progetto ELIOT (ELectromagnetic processes In Oriented crysTals) della Commissione Scientifica Nazionale V dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Nel progetto ELIOT si intende studiare l'influenza della struttura cristallina sull'interazione della radiazione con la materia e in particolare l'aumento di radiazione di bremsstrahlung prodotta da elettroni e positroni nei cristalli. È noto [11] come la struttura cristallina sia in grado di influenzare l'emissione di radiazione in un cristallo orientato attraversato da elettroni/positroni o fotoni di alta energia. L'incremento del bremsstrahlung è dovuto al bremsstrahlung coerente (CB) mentre l'incremento della creazione di coppie è dovuto alla produzione di coppie coerente (CPP). Inoltre, quando la traiettoria della particella incidente viene forzata ad un moto armonico, si aggiunge l'effetto di channelling radiation (CR), come descritto nella sez. 1.3.1.

Questi effetti possono essere sfruttati per produrre sorgenti di radiazione:

- CB genera fasci di radiazione  $\gamma$  intensi, monocromatici e linearmente polarizzati;
- CR genera fasci altamente monocromatici nella regione dei raggi X duri;
- cristalli curvi generano fasci gamma intensi attraverso il processo di volume reflection (VR). Rispetto ai cristalli non curvi, anche per angoli di incidenza superiori all'angolo critico, l'intensità dello spettro rimane elevata come per il channelling.

La figura 1.14 mostra come varia l'intensità della radiazione emessa in funzione dell'orientazione del cristallo rispetto al fascio incidente.

Come sorgenti di radiazione vengono utilizzati cristalli a basso  $Z$  per ridurre lo scattering multiplo coulombiano, con dimensioni opportune per ottimizzare le operazioni in un intervallo di energie tra 100 e 800 MeV. In particolare vengono utilizzati cristalli curvi e dritti costruiti a partire da wafer di silicio di alta qualità.

Il progetto ELIOT intende verificare la possibilità di creare sorgenti di raggi  $\gamma$  intense tramite l'utilizzo di questi cristalli orientati. Tra i vantaggi di tale sorgente di radiazione vanno considerati il costo contenuto e la non necessità di un laser potente. Questa sorgente di raggi X o  $\gamma$  basata su cristalli può trovare un'applicazione importante nella medicina, in particolare nell'ambito dell'oncologia o della produzione di radioisotopi.

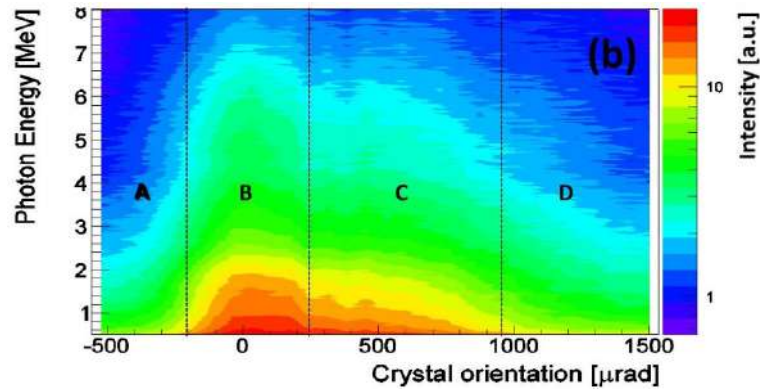


Figura 1.14: Intensità di radiazione in funzione dell'orientazione del cristallo: le regioni A e D per il CB, la regione B per il CR e la regione C per il VR [10].

#### 1.4.1 I test su fascio estratto

Per poter verificare il comportamento dei cristalli, che permettono emissione di radiazione, è necessario sottoporli a test con un fascio di elettroni e/o di positroni di energia da qualche GeV a centinaia di GeV. Nel 2019, l'unico fascio disponibile con queste caratteristiche è stato il fascio TB21 dell'acceleratore DESY. La figura 1.15 mostra uno schema della linea di fascio TB21, su cui il progetto ELIOT ha sottoposto a test svariati cristalli. Le linee di fascio estratto sono tre: TB21, TB22 e TB24. Il range di energia dei fasci di elettroni prodotti dal sincrotrone di DESY II è 0.45-6.3 GeV.

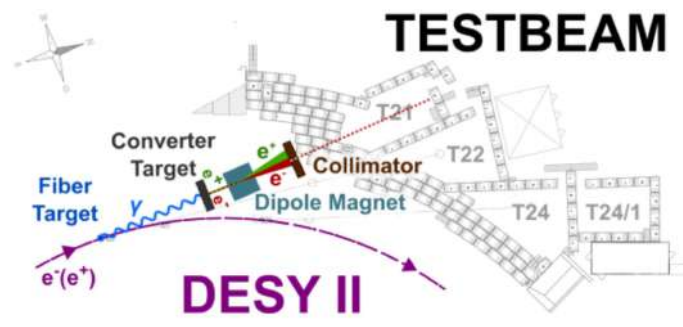


Figura 1.15: Schema della generazione dei fasci estratti di DESY II [12].

La figura 1.16 mostra il setup sperimentale del progetto ELIOT:

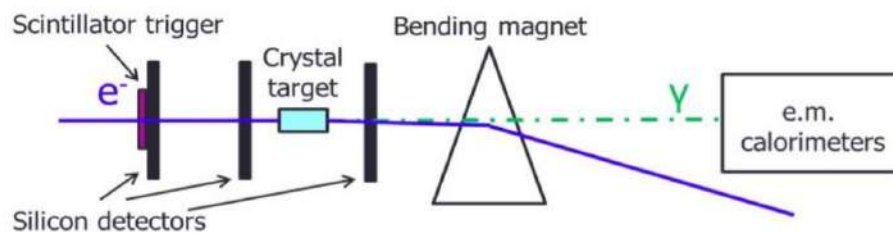


Figura 1.16: Setup sperimentale per l'esperimento ELIOT [10].

- il cristallo curvo viene posizionato sopra un goniometro ad alta precisione. Il goniometro risulta provvisto di due movimenti di rotazione e due movimenti lineari per orientare il reticolo cristallino rispetto alla direzione del fascio con una precisione di qualche  $\mu\text{rad}$ ;
- uno scintillatore plastico genera il trigger selezionando le particelle del fascio nella zona del cristallo;
- le tracce delle particelle vengono ricostruite in ingresso al cristallo tramite una coppia di telescopi al silicio [13] di dimensione  $1.92 \times 1.92 \text{ cm}^2$  e  $300 \mu\text{m}$  di spessore con una risoluzione spaziale di  $5 \mu\text{m}$  dal lato giunzione e  $10 \mu\text{m}$  dal lato ohmico;
- il rivelatore al silicio posto dopo il cristallo è costituito da una coppia di rivelatori al silicio single side di grandi dimensioni ( $9.5 \times 9.5 \text{ cm}^2$ ) [14]. Tale rivelatore ricostruisce la molteplicità delle particelle cariche in uscita dal cristallo, in cui, al passaggio del fascio primario, si sono generate coppie elettrone/positrone;
- gli elettroni (positroni) e le coppie create vengono deviate da un magnete, posto dopo il terzo rivelatore, che separa il fascio carico da quello dei fotoni (neutro). I fotoni emessi non subiscono deviazioni fino al calorimetro a cristalli ad alta risoluzione, che ne misura l'energia.

Nell'interazione del fascio con il cristallo, il numero di fotoni prodotto può essere superiore a 1. Il preshower costruito e testato in questa tesi ha come scopo quello di fornire informazioni sulla molteplicità dei fotoni prodotti, facendo in modo di campionare l'energia dello sciame elettromagnetico generato nella prima fase dello sviluppo.

## Capitolo 2

# Il Preshower attivo

Nel capitolo 1 è stato descritto il comportamento di cristalli dritti e curvi al passaggio di particelle cariche pesanti (protoni) e leggere (elettroni e positroni). In questo secondo caso viene emessa radiazione con aumento notevole rispetto a quello che succede in un materiale amorfo. L'energia totale della radiazione emessa viene misurata da un calorimetro omogeneo a cristalli di BGO.

Lo scopo di questo lavoro di tesi è stato quello di sviluppare un preshower, ovvero un calorimetro a campionamento, che è in grado di fornire informazioni sulla molteplicità dei fotoni nella radiazione emessa. È necessario che il preshower abbia un'alta granularità longitudinale a un costo possibilmente contenuto. Il rivelatore è costituito da strati di scintillatore letti da fibre wavelength shifter alternati a strati di piombo, che permettono ai fotoni di generare sciami elettromagnetici mentre gli scintillatori misurano l'energia depositata. Il preshower verrà utilizzato dal progetto ELIOT, descritto nella sez. 1.4, nella presa dati sulla linea di fascio TB21 dell'acceleratore DESY.

Nella prima parte del capitolo vengono descritti i fotomoltiplicatori, le fibre WLS e gli scintillatori utilizzati per la realizzazione del setup sperimentale, descritto nella seconda parte. Infine, nell'ultima parte del capitolo, si presentano il sistema di acquisizione dati e i dati raccolti dal preshower.

### 2.1 Il Preshower

Gli elementi che costituiscono il preshower sono: i fotomoltiplicatori, le fibre WLS e gli scintillatori plastici organici. Di seguito vengono descritte le caratteristiche principali, il principio di funzionamento e i modelli utilizzati.

#### 2.1.1 I fotomoltiplicatori

Un fotomoltiplicatore è un tubo a vuoto, solitamente in vetro, che è in grado di convertire piccoli segnali luminosi in una corrente misurabile basandosi sull'effetto fotoelettrico. I fotomoltiplicatori sono device veloci, lineari, a guadagno elevato e rumore contenuto [15]. La figura 2.1 presenta lo schema di un tubo fotomoltiplicatore.

Partendo dall'alto, dove incide la luce, le diverse fasi sono le seguenti:

1. la luce entra nel tubo attraverso una finestra d'ingresso;

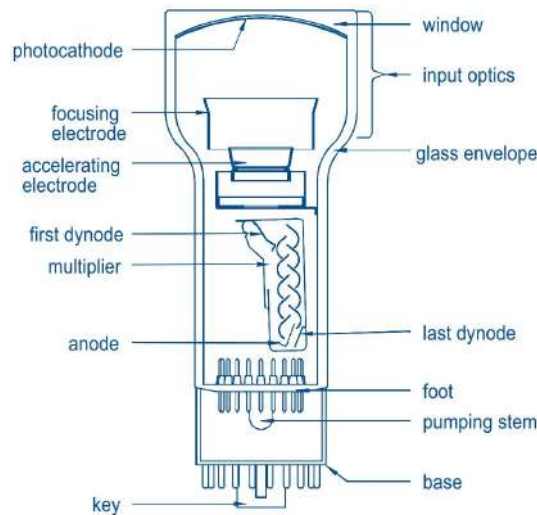


Figura 2.1: Schema di un fotomoltiplicatore [15].

2. i fotoni per effetto fotoelettrico emettono fotoelettroni. Questo processo avviene su un fotocatodo semitrasparente costituito da uno strato sottile di materiale emissivo, collocato sulla superficie interna della finestra d'ingresso;
3. grazie ad un sistema di elettrodi, i fotoelettroni vengono accelerati e focalizzati sul primo dinodo del tubo;
4. il processo di moltiplicazione dei fotoelettroni ha luogo nei dinodi, una serie di elettrodi, ricoperti da uno strato di materiale emissivo. Per ogni elettrone incidente, ogni dinodo emette diversi elettroni secondari che, a loro volta, vengono accelerati verso il dinodo successivo. In questo modo si ha una moltiplicazione elettronica che porta ad un guadagno complessivo da  $10^3$  a  $10^8$ , dipendente dal numero di dinodi;
5. gli elettroni secondari prodotti dall'ultimo dinodo vengono raccolti da una griglia anodica.

I potenziali a cui sono sottoposti gli elettrodi sono generati da un alimentatore ad alta tensione collegato a un partitore di tensione resistivo.

La figura 2.2 mostra i due fotomoltiplicatori circolari utilizzati per la costruzione del pre-shower. Il modello è del tipo XP2008 e presenta le seguenti caratteristiche [16]:

- diametro pari a 32 mm;
- la finestra di ingresso circolare è composta da una lastra di vetro calcico (lime glass) con indice di rifrazione pari a 1.52;
- il fotocatodo semitrasparente è stato realizzato con antimonio di cesio (SbCs) che risulta sensibile dalla radiazione ultravioletta al range visibile;
- il sistema di moltiplicazione è composto da 10 dinodi con focalizzazione lineare. Il materiale utilizzato per i dinodi è una lega di rame-berillio (CuBe);

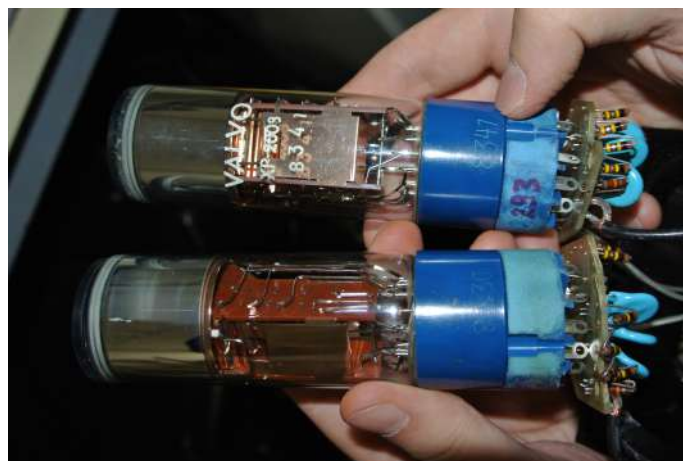


Figura 2.2: Foto dei fotomoltiplicatori XP2008.

- la tensione di alimentazione non deve superare i 1800 V mentre la temperatura non dovrebbe andare oltre 80°C.

Per minimizzare il rumore dovuto alla luce dall'ambiente esterno, i fotomoltiplicatori vengono inseriti in un contenitore di plastica nera, realizzato tramite una stampante 3D, all'interno del quale è inserito anche il  $\mu$ -shield. La figura 2.3 mostra i due fotomoltiplicatori inseriti nel contenitore.



Figura 2.3: Foto dei fotomoltiplicatori inseriti nell'housing con il  $\mu$ -shield.

Il funzionamento dei fotomoltiplicatori è stato verificato aumentando la tensione di alimentazione e registrando il numero di dark counts. Una volta selezionati i PM migliori (con minori conteggi di buio), al PM è stato interfacciato uno scintillatore su cui è stata appoggiata una sorgente di  $^{90}\text{Sr}$ , che decade  $\beta$ , verificando il rate di conteggio del sistema. La figura 2.4 presenta lo schema del setup sperimentale per la verifica del funzionamento del PM.

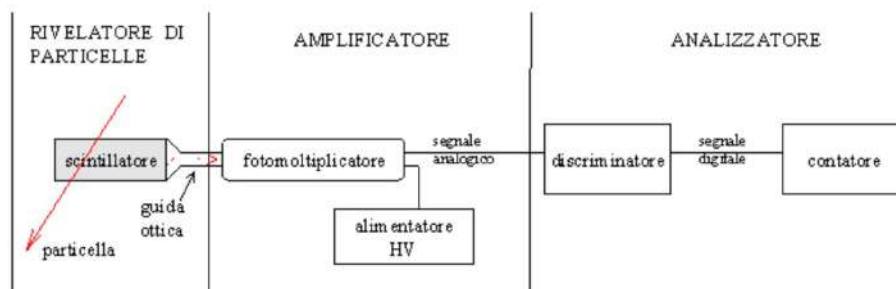


Figura 2.4: Setup per la verifica del funzionamento del PM [17].

Per analizzare il segnale elettrico uscente dal fotomoltiplicatore si utilizza un oscilloscopio, che funge da discriminatore, e infine un contatore; quindi si mettono in relazione i conteggi forniti da quest'ultimo, per una fissata base dei tempi, con diversi valori della tensione di alimentazione del fototubo stesso.

### 2.1.2 Le fibre WLS

Le fibre wavelength shifter (WLS) sono un tipo particolare di fibra ottica che assorbe la luce a una lunghezza d'onda e la riemette ad un'altra; sono utilizzate per trasportare la luce degli scintillatori ai rivelatori di luce, adattando la frequenza al range di sensibilità di tali rivelatori.

Le fibre WLS sono tubi cilindrici composti da una parte interna, chiamata *core*, e da una parte esterna, chiamata *cladding*; il core può essere circondato da più strati di cladding [18]. La figura 2.5 mostra uno schema del funzionamento delle fibre WLS che si basa sul fenomeno di riflessione totale interna (TIR). In generale, quando la radiazione entra nel core della fibra, ogni raggio può essere riflesso o rifratto dalla superficie di separazione tra il core e il cladding.

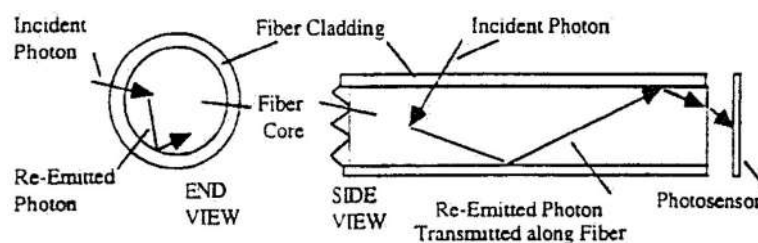


Figura 2.5: Schema di funzionamento delle fibre wavelength shifter [19].

Core e cladding sono composti da materiali con un indice di rifrazione ( $n$ ) diverso, tale per cui  $n_{core} > n_{cladding}$ . L'indice di rifrazione tipico del core è di 1.60 mentre quello del cladding è di 1.49 [19].

Il TIR accade quando la luce incidente è circa parallela all'asse della fibra e incontra la superficie della fibra con un angolo superiore all'angolo critico. In questo caso il raggio viene totalmente riflesso nel core e si propaga lungo tutta la fibra, senza perdite di intensità, fino ad arrivare sulla finestra d'ingresso del fotosensore.

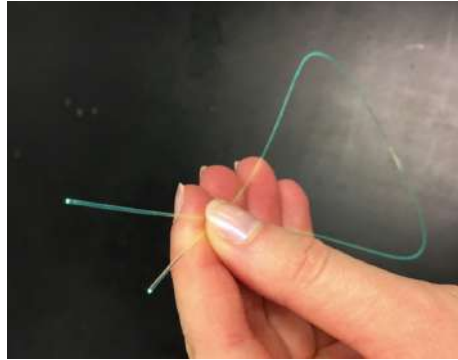
Le fibre WLS generalmente vengono stimulate da uno scintillatore che emette radiazione



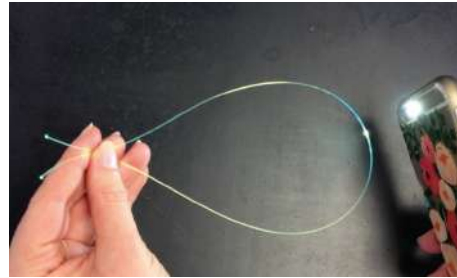
appartenente allo spettro visibile del blu o del viola. Al materiale di cui sono composte le fibre, si aggiungono piccole quantità di elementi droganti (coloranti) che assorbono fotoni ad una certa lunghezza d'onda, riemettendoli ad una lunghezza d'onda più grande.

La radiazione emessa risulta almeno parzialmente intrappolata in TIR e di conseguenza le fibre appaiono di un colore giallo/verde anche quando la luce proviene dall'ambiente.

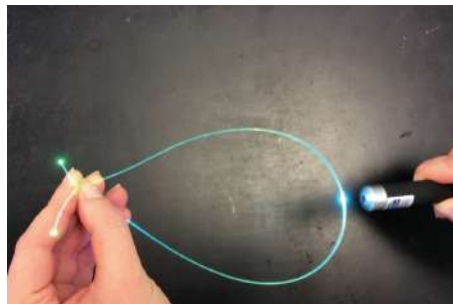
La figura 2.6 mostra come, incrementando la luce nel range del blu/verde, la fibra assorbe più fotoni e di conseguenza aumenta l'emissione rendendo il segnale in uscita più luminoso.



(a) Fibra WLS alla luce ambientale.



(b) Fibra WLS illuminata da un cellulare.



(c) Fibra WLS illuminata da un laser UV.

Figura 2.6: Fibre WLS illuminate con diversi tipi di radiazione [20].

Le fibre utilizzate sono del tipo Y-11, con le seguenti caratteristiche [18]:

- spettro di emissione nel range del verde;
- picco dello spettro di assorbimento a circa 430 nm;
- picco dello spettro di emissione a circa 476 nm (shifter dal blu al verde);
- lunghezza di attenuazione maggiore di 3.5 m.

La figura 2.7 mostra gli spettri di emissione e di assorbimento delle fibre Y-7, Y-8 e Y-11.

### 2.1.3 Gli scintillatori

Gli scintillatori sono rivelatori composti da materiali scintillanti che possiedono una proprietà nota come luminescenza. Quando sono esposti a certe forme di energia, come luce,



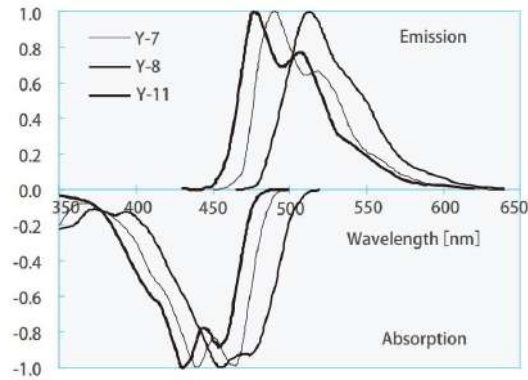


Figura 2.7: Spettro di emissione e di assorbimento delle fibre WLS Y-7,Y-8 e Y-11 [18].

calore e radiazione, assorbono e riemettono l'energia nello spettro del visibile, producendo una scintilla.

La figura 2.8 mostra lo scintillatore che viene accoppiato, direttamente o attraverso una guida ottica, a un fotomoltiplicatore. La radiazione che attraversa lo scintillatore eccita gli atomi e le molecole causando l'emissione di luce di scintillazione. La luce attraversa la guida ottica e viene trasmessa al PM dove viene amplificata e convertita in segnale elettrico.

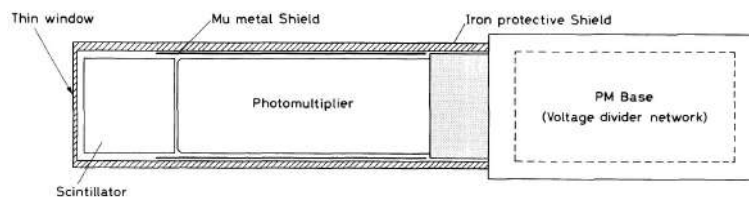


Figura 2.8: Schema di un contatore a scintillazione [8].

Gli scintillatori hanno le seguenti proprietà:

- sensibilità all'energia: al di sopra di una certa soglia, l'uscita luce è proporzionale all'energia;
- risposta temporale veloce: hanno tempi di risposta e di recovery più veloci rispetto ad altri tipi di detector;
- discriminazione d'impulso: con alcuni scintillatori è possibile distinguere vari tipi di particelle analizzando la forma dell'impulso di luce emesso.

Esistono due tipi di scintillatori: gli scintillatori organici e gli scintillatori inorganici. Per una descrizione accurata si veda [8]. Per questa tesi è stato utilizzato uno scintillatore organico plastico, ovvero una soluzione di materiale organico in un solvente plastico solido. Spesso viene aggiunto un secondo soluto, in quantità ridotta, con proprietà di wavelength shifting. Gli scintillatori organici plastici sono caratterizzati da tempo di risposta di 2-3 ns, uscita luce elevata e flessibilità geometrica.

In questo lavoro sono stati utilizzati due scintillatori: uno sottile a 1 strato (CHICO) e uno spesso a 3 strati (GUMMO), come mostra la figura 2.9.



Figura 2.9: Scintillatore con fibre WLS.

Ogni strato di scintillatore ha dimensioni di  $25 \times 25 \times 0.3 \text{ cm}^3$ ; quindi CHICO ha dimensioni  $25 \times 25 \times 0.3 \text{ cm}^3$  mentre GUMMO  $25 \times 25 \times 0.9 \text{ cm}^3$ . Questi due diversi spessori permettono di verificare la quantità di segnale prodotto dalle particelle nel rivelatore per selezionare gli elementi sensibili del preshower. Inoltre permettono di definire lo spessore del primo strato del preshower che deve essere il più sottile possibile per funzionare da veto, cioè da sistema capace di indicare la presenza di una particella carica nel qual caso la catena di acquisizione non registra l'evento.

Ogni singolo strato presenta una superficie quadrata divisa in 25 celle di dimensioni pari a  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ , ognuna delle quali ospita una fibra WLS. Le fibre per CHICO risultano essere 25 mentre per GUMMO sono 75. Le fibre WLS sono disposte, nel punto iniziale, a forma circolare, in modo da massimizzare la raccolta di luce; poi proseguono dritte lungo i lati. La figura 2.10 mostra la posizione delle fibre WLS nello scintillatore.

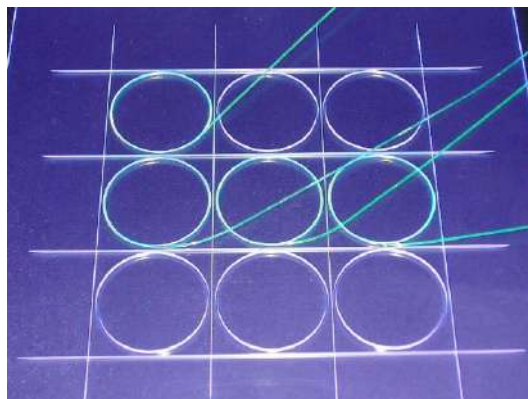


Figura 2.10: Disposizione delle fibre WLS nello scintillatore [21].

Dagli scintillatori CHICO e GUMMO, posizionati uno sopra l'altro, partono 100 fibre WLS che vengono unite a delle fibre ottiche non scintillanti, con una lunghezza di attenua-

zione elevata, in grado di trasportare il segnale luminoso a grandi distanze. Queste fibre vengono: tagliate, per evitare microfratture che possono compromettere l'uscita luce, lucidate con della carta vetrata imbevuta nell'acqua e incollate in un supporto, come mostra la figura 2.11.



Figura 2.11: Fibre tagliate, lucidate e incollate al supporto che si affaccia al fotomoltiplicatore [22].

La figura 2.12 mostra le fibre unite e poste a contatto con la finestra d'ingresso del fotomoltiplicatore attraverso l'utilizzo di nastro telato per mantenerle in posizione.



Figura 2.12: Fibre poste a contatto con il fotomoltiplicatore.

Per minimizzare l'effetto della luce esterna, i rivelatori CHICO e GUMMO vengono ricoperti da PVC in scatole progettate in base alle loro dimensioni. L'apparato costituito da fibre e scintillatori, a sua volta, viene inserito in un contenitore di PVC. La figura 2.13 mostra il setup completo e ricoperto, composto da scintillatori, fibre e fotomoltiplicatori.

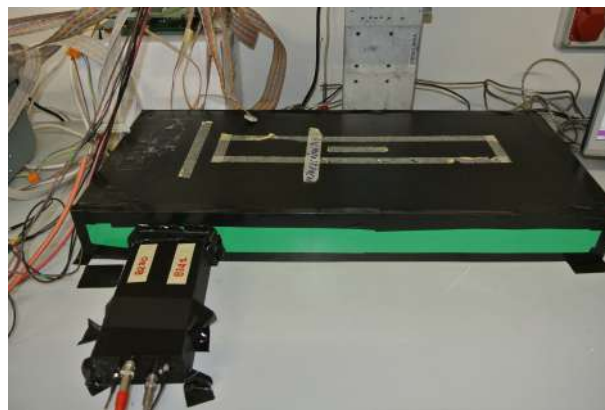


Figura 2.13: Scintillatori e fibre ricoperte di PVC e collegate al fotomoltiplicatore.

## 2.2 Il setup di caratterizzazione

La figura 2.14 mostra il setup sperimentale completo per il test del preshower.

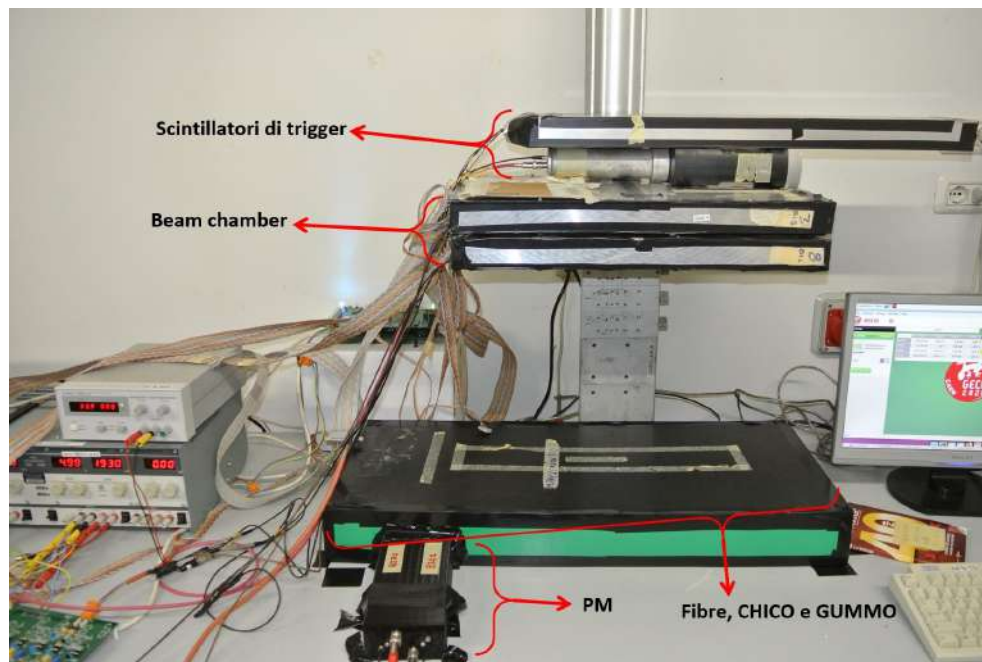


Figura 2.14: Setup sperimentale per il test del preshower.

Al di sopra dell'apparato mostrato in figura 2.13, ad una distanza di 35 cm, vengono posti due rivelatori in microstrip di silicio, detti *Beam Chamber*. Sopra le camere vengono posizionati due rivelatori a scintillazione organici plastici, collegati ai rispettivi fotomoltiplicatori. I rivelatori hanno lo stesso principio di funzionamento dei rivelatori CHICO e GUMMO.

La figura 2.15 mostra le camere e gli scintillatori che hanno le seguenti caratteristiche:



Figura 2.15: Le due camere in microstrip di silicio (sotto) e i due scintillatori collegati ai fotomoltiplicatori (sopra).

- Le beam chamber sono costituite da due rivelatori al silicio single side e hanno dimensione pari a  $9.5 \times 9.5 \times 0.041 \text{ cm}^3$  [13]. Sono in grado di determinare la posizione

della particella che li attraversa con una precisione di circa  $30\text{ }\mu\text{m}$ . Nel setup sperimentale le due camere vengono utilizzate per determinare le posizioni della particella sull'asse x e sull'asse y. Ciascun rivelatore è segmentato lungo il lato giunzione, con passo fisico, cioè la distanza tra le strip, di  $121\text{ }\mu\text{m}$  e passo di lettura di  $242\text{ }\mu\text{m}$  per un totale di 384 strip per lato.

- Nella prima configurazione mostrata in figura 2.15 sono stati utilizzati due scintillatori di dimensione pari a  $10\times 10\text{ cm}^2$  spessi 4 cm. Nella seconda (figura 2.14) il primo dei due è fatto da barre scintillanti. Gli scintillatori, in coincidenza, generano il segnale di trigger.

## 2.3 La catena di acquisizione

La figura 2.16 mostra lo schema della catena di acquisizione dei dati:

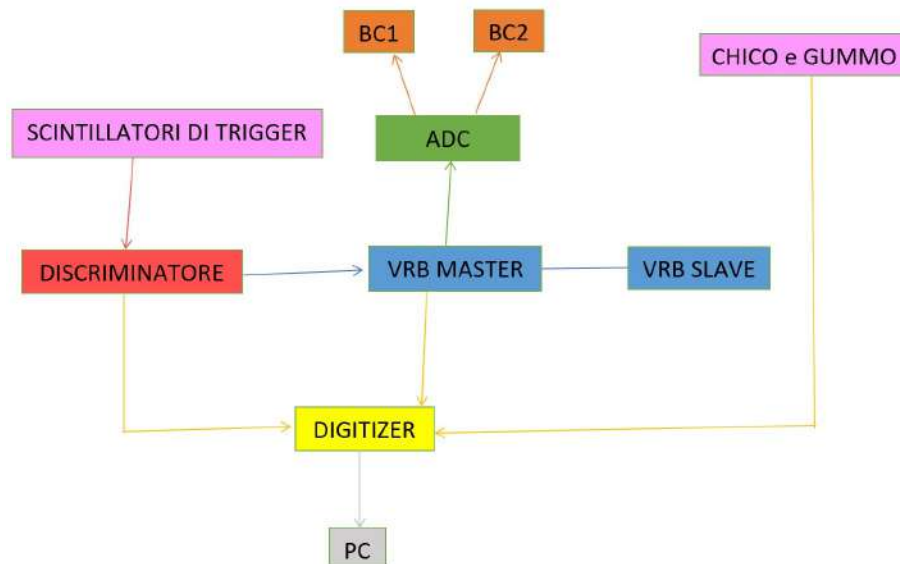


Figura 2.16: Schema della catena di acquisizione dei dati.

1. il segnale degli scintillatori viene inviato a una scheda con due discriminatori e in caso di segnale sopra soglia su entrambi, si genera il trigger;
2. il trigger viene inviato alla scheda VRB Master che genera il segnale di busy. Quest'ultimo viene poi inviato alla scheda VRB Slave. Le schede VRB memorizzano i dati delle strip di silicio trasformati in conteggi ADC dal sistema di frontend;
3. il segnale di busy della VRB master funge da trigger per il digitizer per la lettura degli scintillatori sotto test.

Una procedura online ricostruisce le singole tracce e salva tutte le informazioni in file ASCII dedicati; tali informazioni sono:

- x e y della particella nella prima camera;
- x e y della particella nella seconda camera;
- 8 Pulse Height corrispondenti al massimo valore della forma d'onda campionata dal digitizer;
- 8 tempi corrispondenti alla posizione di tale massimo espressi in tick da 2 ns;
- tempo dall'inizio della misura;
- tempo assoluto a partire dal 1° gennaio 1970;
- numero dell'evento.

## Capitolo 3

# Caratterizzazione del Preshower

Il preshower per il progetto ELIOT sarà costituito da un calorimetro a campionamento realizzato con strati di scintillatore plastico alternati a strati di piombo. Questa tesi si è occupata di caratterizzare gli elementi scintillanti in termini di risposta in funzione dello spessore. Gli elementi testati sono due: uno scintillatore sottile (CHICO) e uno spesso (GUMMO). Questo capitolo descrive la misura di efficienza ricostruendo i singoli raggi cosmici.

Nella prima parte viene mostrata la modalità con cui si ricostruisce la traiettoria delle particelle negli scintillatori a partire dalle coordinate  $x$  e  $y$  delle stesse nelle beam chamber. Nella seconda parte viene descritta la selezione degli eventi di interesse e infine, nell'ultima parte, si illustra la misura dell'efficienza per i rivelatori sottile e spesso. Tutta la caratterizzazione è avvenuta in laboratorio con raggi cosmici.

L'analisi che segue è stata implementata tramite un software scritto in linguaggio di programmazione Python.

### 3.1 L'analisi della traccia delle particelle

Per la ricostruzione della traccia delle particelle si analizzano i dati relativi alle coordinate  $x$  e  $y$  della particella incidente sulle Beam Chamber (BC1 e BC2); queste coordinate determinano la traiettoria della particella e quindi la sua posizione d'impatto con gli scintillatori CHICO e GUMMO. La figura 3.1 mostra uno schema della ricostruzione della traiettoria dei raggi cosmici.

Dalle coordinate  $x$  e  $y$  si ricava l'angolo di incidenza ( $\theta$ ) rispetto all'asse  $z$ , mostrato in figura 3.1. Conoscendo la distanza  $l_1$  tra il centro delle camere, pari a 5.4 cm, si ricavano due angoli di incidenza per le coordinate  $x$  e  $y$ :

$$\theta = \arctan\left(\frac{c_2 - c_1}{l_1}\right) \quad (3.1)$$

in cui  $c$  indica la coordinata  $x$  o  $y$ .

Indicando con  $d$  la distanza dello scintillatore dalla seconda camera, il punto d'impatto della particella sugli scintillatori risulta essere:

$$c_s = c_2 + d \cdot \tan(\theta) \quad (3.2)$$

La figura 3.2 mostra in arancione il profilo dei raggi cosmici che hanno attraversato le microstrip di silicio.

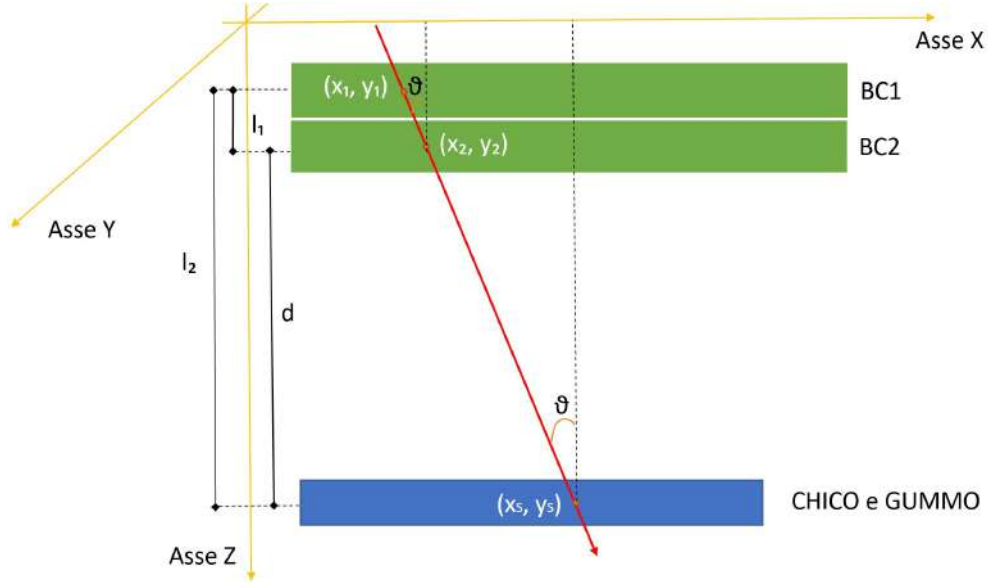


Figura 3.1: Schema della ricostruzione della traiettoria della particella (linea rossa).

### 3.2 La selezione degli eventi d'interesse

Per selezionare i raggi cosmici che attraversano sia i rivelatori di trigger sia gli scintillatori che si desiderano testare, si considerano le distribuzioni di pulse height e dei relativi tempi, cioè dell'istante in cui la PH è stata registrata. Le figure 3.3 e 3.4 mostrano le pulse height relative al massimo valore della forma d'onda campionata dal digitizer e i tempi corrispondenti alla posizione di tale massimo per i rivelatori CHICO e GUMMO.

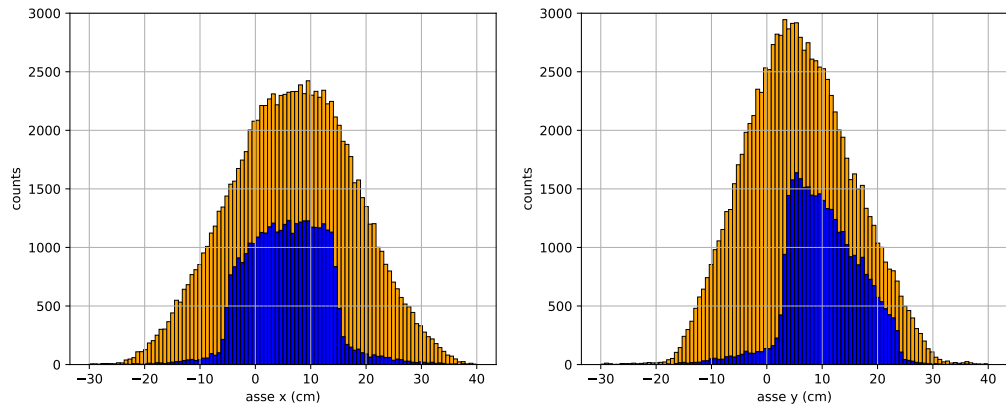
Alcuni raggi cosmici incidenti non attraversano il rivelatore o lo attraversano in parte; il deposito di energia parziale o gli eventi in cui non c'è stato il passaggio nel detector, popolano la parte con bassi valori di ADC. Considerando le distribuzioni di pulse height, viene fissata una soglia a 300 ADC, al di sotto della quale gli eventi vengono esclusi. La figura 3.2 mostra in blu il profilo dei raggi cosmici che hanno superato tale soglia mentre le figure 3.3-a e 3.4-a mostrano le distribuzioni di pulse height di CHICO e GUMMO in cui la linea rossa rappresenta la soglia scelta. Le figure 3.3-b e 3.4-b mostrano le distribuzioni dei tempi relativi alle PH per CHICO e GUMMO; anche per i tempi è stata fatta una selezione. Si noti come gli eventi d'interesse occupino una piccola parte dello spettro in tempo, la zona all'interno delle linee rosse nelle figure 3.3-b e 3.4-b: le particelle d'interesse hanno tutte lo stesso tempo di arrivo mentre, tutta la parte rimanente dello spettro in tempo, è dovuta al rumore di fondo o a particelle che non hanno attraversato il rivelatore. La figura 3.5 mostra la distribuzione dei tempi dopo aver imposto la soglia di PH a 300 ADC. Il taglio ulteriore in tempo ha permesso di eliminare il fondo che rimane dopo il taglio in pulse height.

Gli eventi d'interesse seguono la distribuzione di Landau:

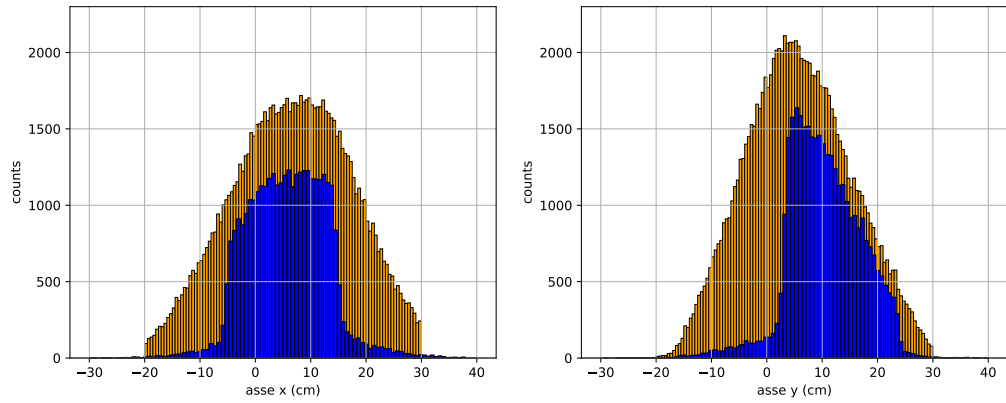
$$p(x) = a \exp \frac{b * y + e^{-b*y}}{2} \quad (3.3)$$

dove  $y = \frac{x-c}{d}$  con  $b$  costante e  $a, c, d$  parametri caratteristici della curva che indicano rispettivamente la costante di normalizzazione, la larghezza della curva e il valore più probabile.



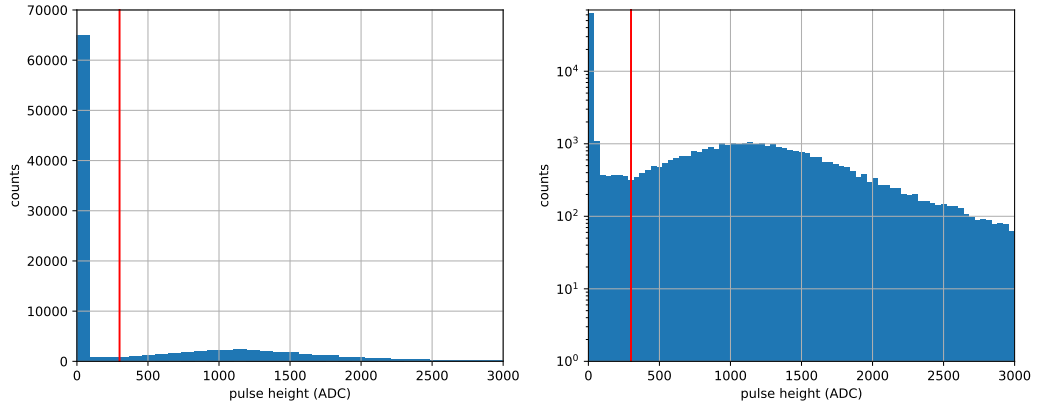


(a) *CHICO*

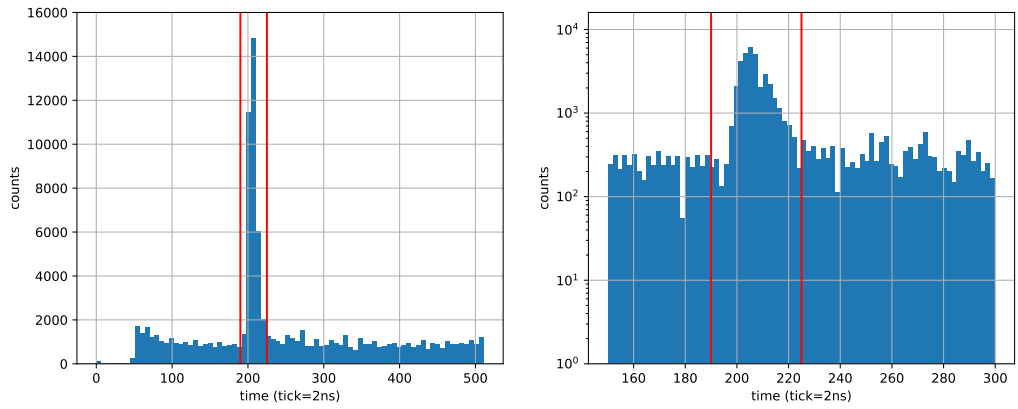


(b) *GUMMO*

Figura 3.2: Profilo dei raggi cosmici nelle coordinate x e y (arancione) e loro proiezione sull'asse z (blu) di CHICO (a) e GUMMO (b).

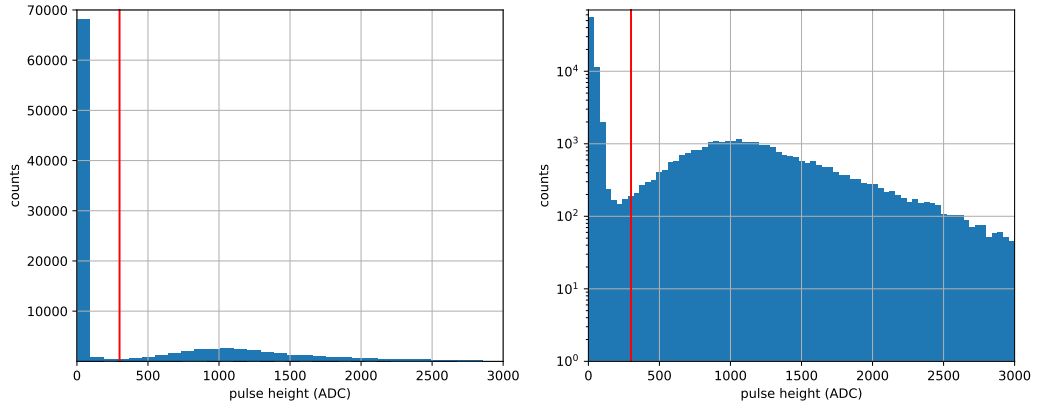


(a) *Pulse Height*

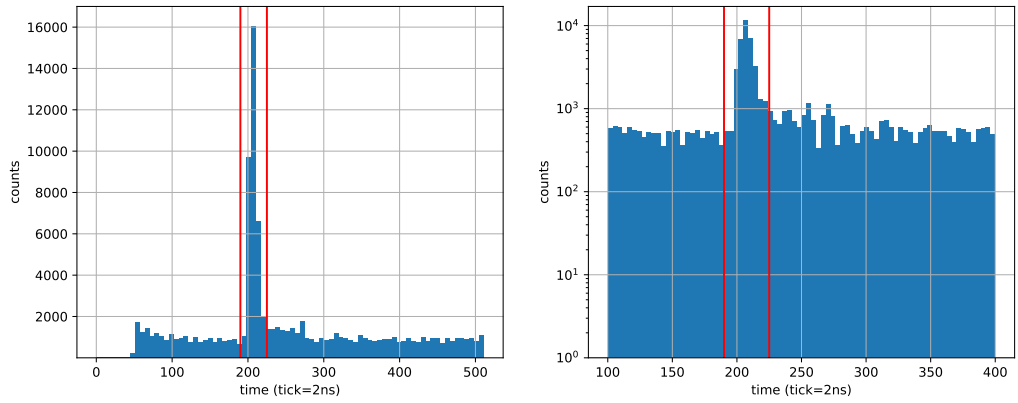


(b) *Tempi*

Figura 3.3: Pulse height (a) e relativi tempi (b) in scala lineare (a sinistra) e in scala logaritmica (a destra) per lo scintillatore sottile CHICO. La linea rossa nel plot di pulse height rappresenta la soglia al di sopra della quale il deposito di energia indica il reale passaggio della particella. Le linee rosse nei tempi rappresentano le soglie entro cui arrivano le particelle d'interesse.

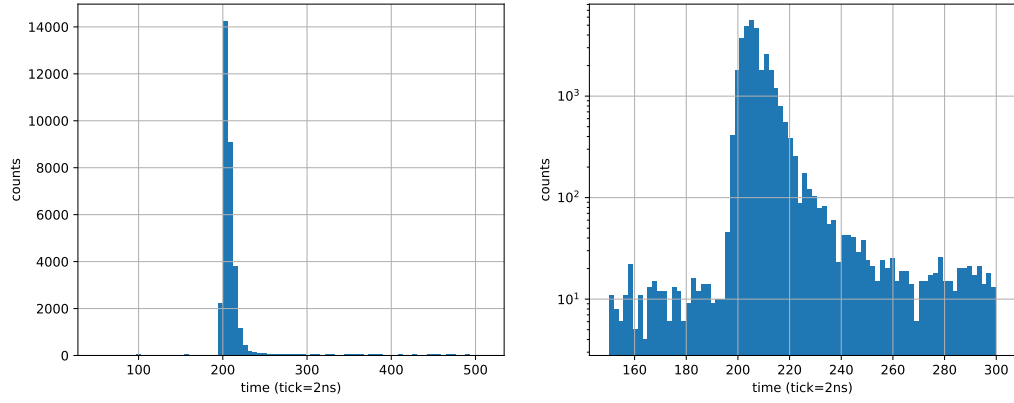


(a) *Pulse Height*

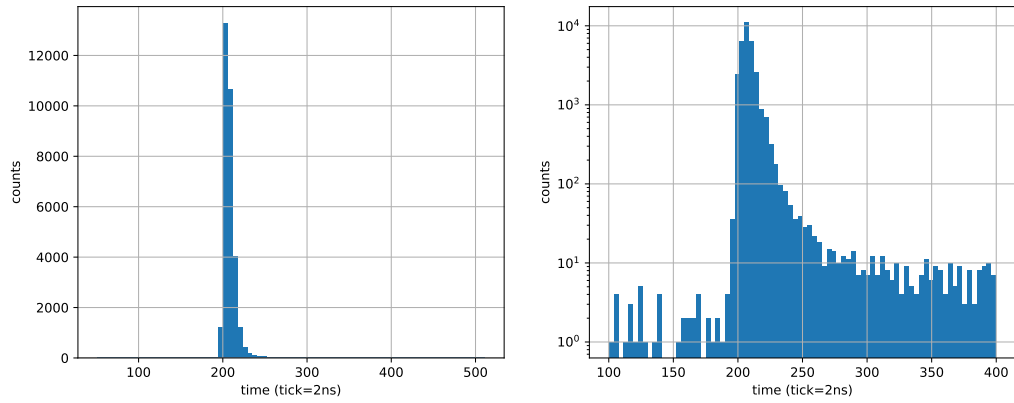


(b) *Tempi*

Figura 3.4: Pulse height (a) e relativi tempi (b) in scala lineare (a sinistra) e in scala logaritmica (a destra) per lo scintillatore spesso GUMMO. La linea rossa rappresenta la soglia di pulse height al di sopra della quale il deposito di energia indica il reale passaggio della particella. Le linee rosse nei tempi rappresentano le soglie entro cui arrivano le particelle d'interesse.



(a) *CHICO*

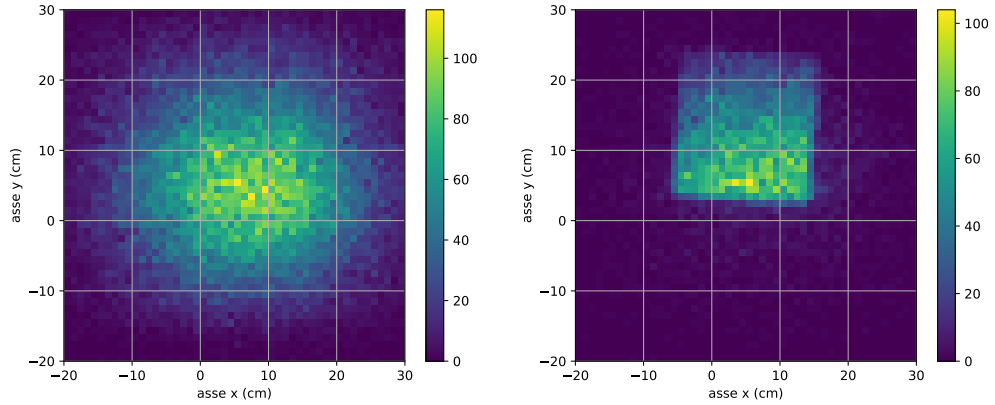


(b) *GUMMO*

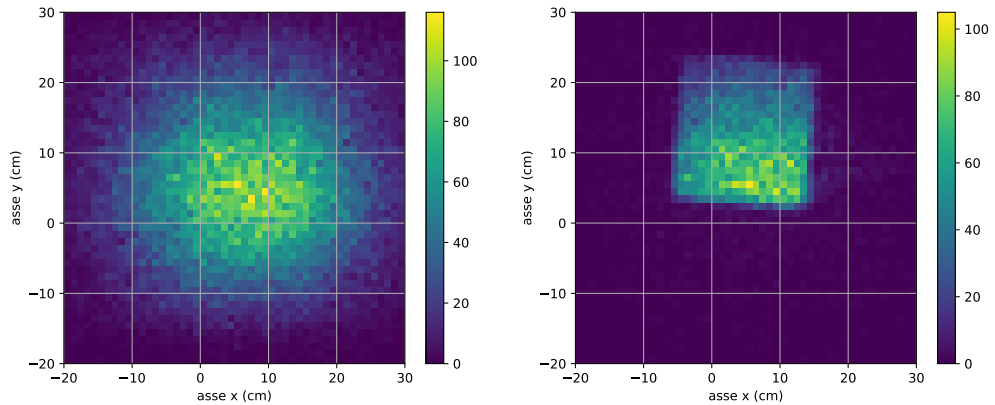
Figura 3.5: Distribuzione dei tempi in cui la PH viene registrata, rappresentata in scala lineare (a sinistra) e in scala logaritmica (a destra) per CHICO (a) e GUMMO (b) con la soglia di 300 ADC in PH.

La distribuzione di Landau descrive le fluttuazioni nella perdita di energia per ionizzazione di una particella carica in uno strato sottile di materiale; il picco della curva corrisponde al valore più probabile di deposito di energia.

La figura 3.6 mostra l'istogramma 2D delle distribuzioni, a sinistra, degli eventi totali sul piano degli scintillatori mentre, a destra, degli eventi selezionati dopo aver eseguito il taglio in pulse height.



(a) *CHICO*



(b) *GUMMO*

Figura 3.6: Istogrammi 2D della distribuzione dei conteggi totali sul piano degli scintillatori (a sinistra) e di quelli ottenuti con il taglio in PH (a destra).

### 3.3 La misura dell'efficienza

La misura dell'efficienza degli scintillatori si ottiene calcolando il rapporto tra le particelle rivelate da CHICO e GUMMO, mostrate in figura 3.6 (a destra), e le particelle incidenti totali, ovvero quelle che attraversano le beam chamber, mostrate in figura 3.6 (a sinistra).

Un rivelatore ideale dovrebbe avere un'efficienza del 100%, ma ciò non accade per un rivelatore reale; questo è soggetto a vari fattori che riducono l'efficienza come imperfezioni nel rivelatore stesso, difetti nelle fibre, non corretto isolamento del setup dalla luce ambientale o un accoppiamento fibre-PM non adeguato.

La figura 3.7 mostra l'efficienza per i rivelatori CHICO e GUMMO; nei grafici è indicata dalla barra colorata e può assumere valore massimo di 1. L'errore sull'efficienza viene calcolato attraverso la propagazione degli errori a partire dagli errori sui conteggi delle particelle incidenti totali e delle particelle rivelate, assumendo una statistica Poissoniana.

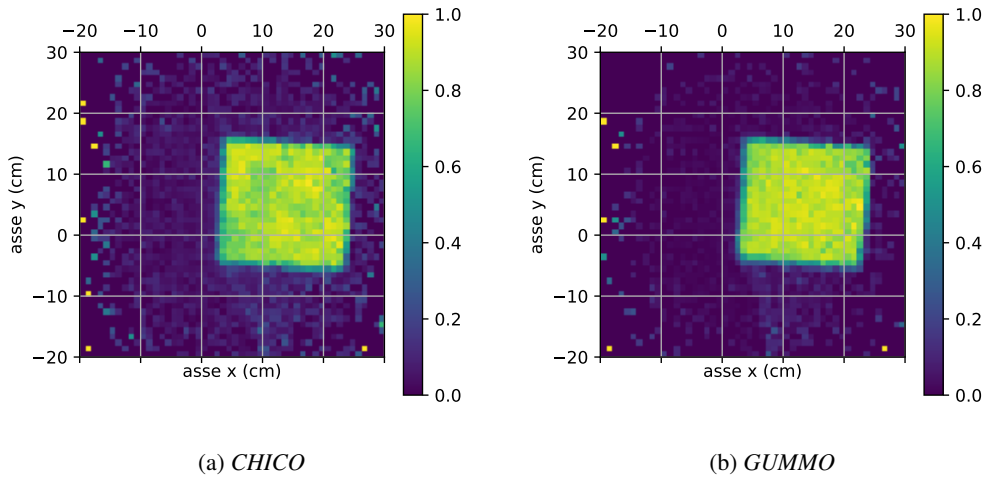


Figura 3.7: Efficienza (sull'asse z) in funzione delle coordinate x e y per i rivelatori CHICO (a) e GUMMO (b).

Va inoltre sottolineato il motivo per cui le fibre WLS sono state incollate a fibre (lunghe) non scintillanti: se tutta l'estensione fosse costituita da fibre WLS, si avrebbe un segnale anche fuori dalla regione sensibile dello scintillatore. Questo effetto va evitato, in quanto si prenderebbero in considerazione degli eventi che non sono stati acquisiti dall'area efficace dello scintillatore, ovvero l'area in cui le fibre sono a forma circolare sulla base quadrata. Un esempio di segnale, oltre che dall'area efficace dello scintillatore CHICO, anche dalle fibre scintillanti è mostrato in figura 3.8 in cui si nota una piccola coda nella parte inferiore causata dalle fibre WLS dritte.

Per calcolare l'efficienza, si divide orizzontalmente la superficie mostrata nell'istogramma 2D in figura 3.7 in diverse slice, in questo caso 50. A titolo esemplificativo, in figura 3.9 a sinistra si mostra l'efficienza in funzione della coordinata x per una fissata coordinata y per CHICO e GUMMO. Per ognuna di esse, fissando la coordinata y, si esegue un fit lineare nella zona di plateau dell'efficienza. La figura 3.9 a destra mostra uno dei fit lineari. Gli errori sui parametri del fit sono stati ricavati direttamente dal fit.

Nei fit il parametro d'interesse è l'intercetta con l'asse dell'efficienza, con il rispettivo errore, che indica una stima dell'efficienza per una coordinata y fissata. Considerando l'intercetta, la figura 3.10 mostra l'andamento dell'efficienza stimata per ogni coordinata y in funzione della coordinata x. Infine si esegue un fit con una costante nella zona di plateau

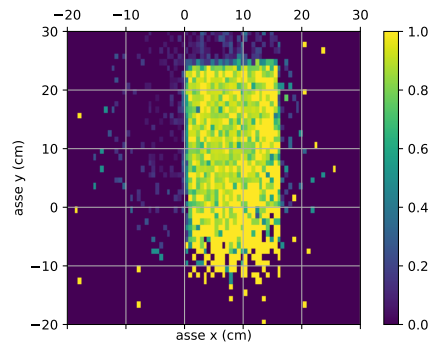


Figura 3.8: Efficienza (sull'asse z) in funzione delle coordinate x e y per il rivelatore CHICO in cui è presente una 'coda' nella parte inferiore dovuta alle fibre scintillanti.

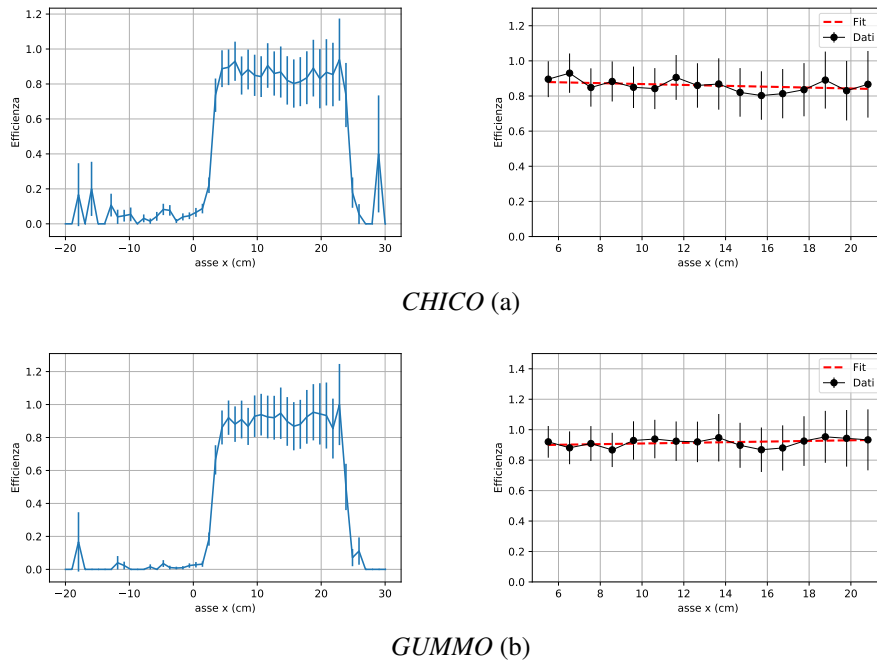


Figura 3.9: A sinistra l'efficienza in funzione della coordinata x per una delle slice. A destra il fit lineare nella zona di plateau dell'efficienza.

dell'efficienza.

La figura 3.10 mostra il fit finale dell'efficienza mentre la tabella 3.1 indica i valori dei parametri ricavati.

L'efficienza percentuale ottenuta è pari a  $(86 \pm 3)\%$  per CHICO e  $(88 \pm 3)\%$  per GUMMO.

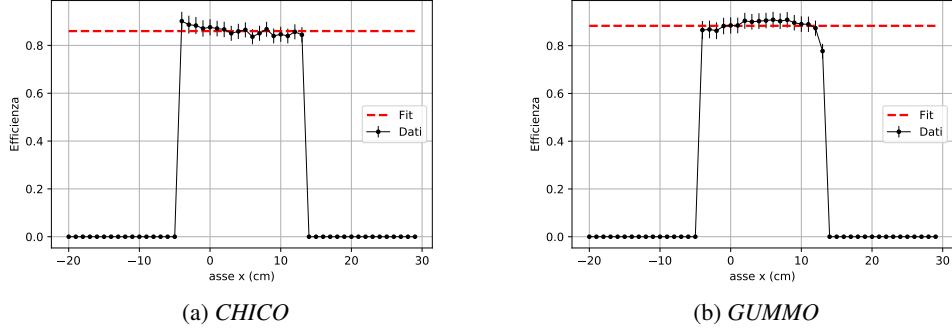


Figura 3.10: Fit lineare dell'efficienza in funzione dell'asse x per i rivelatori CHICO (a) e GUMMO (b). Ogni punto indica l'efficienza stimata per una coordinata y fissata.

Rivelatore	$q$	err $q$	$\chi^2$ ridotto
<b>CHICO</b>	0.86	0.03	0.28
<b>GUMMO</b>	0.88	0.03	0.97

Tabella 3.1: Efficienza, errore e  $\chi^2$  ridotto del fit lineare per i rivelatori CHICO e GUMMO.

Ci si aspetterebbe un'efficienza maggiore per il rivelatore spesso (GUMMO), in quanto dovrebbe avere un maggior deposito di energia rispetto allo scintillatore sottile (CHICO); invece si ottengono due valori di efficienza molto simili. Questi valori, mostrati in tabella 3.1, risultano più bassi rispetto all'efficienza ideale di 1, fatto che si suppone sia dovuto alla costruzione meccanica del rivelatore, in particolare all'interfacciamento del sistema scintillatore con fibre WLS al fotomoltiplicatore.

Lo scintillatore sottile CHICO deve agire come veto, cioè dare il segnale al passaggio di particelle cariche; il suo spessore deve essere tale da limitare la probabilità che i fotoni diano inizio a uno sciame elettromagnetico. Il fatto che la sua efficienza sia simile a quella dello scintillatore spesso permette di ipotizzare il suo uso come veto mantenendo lo spessore così sottile. Per quanto riguarda l'efficienza dello scintillatore spesso, sarà necessario agire sugli elementi critici della meccanica, in particolare il contatto tra fibre WLS e fibre bianche e tra fibre bianche e PM.



# Conclusioni

Questo lavoro di tesi si inserisce in un particolare campo di studio dei cristalli, ovvero il loro utilizzo per la “manipolazione” dei fasci di particelle, in ottica di collimazione, estrazione e produzione di fasci di fotoni. I cristalli utilizzati sono cristalli curvi di silicio che riescono a deflettere la traiettoria di particelle cariche, grazie agli effetti di volume e al channelling, producendo lo stesso effetto di un campo magnetico elevato. Se un cristallo orientato è attraversato da particelle cariche leggere (elettroni o positroni), oltre alla deflessione, si assiste all’emissione di radiazione elettromagnetica; questa può essere utilizzata per creare sorgenti di positroni o di raggi  $\gamma$ . Per studiare la radiazione emessa si utilizza un fascio di elettroni o positroni incidente sul cristallo orientato e si misura l’energia totale della radiazione, attraverso un calorimetro ad alta risoluzione, e la molteplicità dei fotoni, attraverso un preshower.

Il preshower è stato realizzato per il progetto ELIOT e viene posto davanti al calorimetro omogeneo a cristalli.

Questa tesi ha riguardato la costruzione e la caratterizzazione del preshower, un calorimetro a campionamento costituito da strati alternati di scintillatore e di materiale assorbente; in particolare sono stati testati due scintillatori organici plastici (CHICO e GUMMO) di diverso spessore. Il primo piano del preshower infatti deve fungere da veto, cioè dare il segnale in presenza di una particella carica e non darlo al passaggio dei fotoni. Per questo motivo deve essere sottile, in modo da non causare l’inizio dello sciame elettromagnetico. I piani successivi devono essere sufficientemente spessi per raccogliere un segnale adeguato prodotto dallo sciame.

Lo scintillatore sottile (CHICO) ha dimensioni pari a  $25 \times 25 \times 0.3 \text{ cm}^3$  mentre quello spesso (GUMMO) ha dimensioni pari a  $25 \times 25 \times 0.9 \text{ cm}^3$ . La superficie degli scintillatori, per ogni strato, ospita 25 fibre WLS che, collegate ad altre fibre ottiche non scintillanti, trasportano la luce degli scintillatori ai fotomoltiplicatori.

Nel setup sperimentale per la caratterizzazione del preshower, oltre ai componenti sopracitati, si hanno altri due scintillatori plastici, che generano il trigger, e due rivelatori a microstrip di silicio (Beam Chamber), per tracciare le particelle.

Per la parte di caratterizzazione si ricostruisce la traccia dei raggi cosmici incidenti trovando il punto d’impatto degli stessi con gli scintillatori CHICO e GUMMO; si selezionano gli eventi d’interesse, grazie alla distribuzione delle pulse height, escludendo raggi cosmici che non hanno attraversato il rivelatore o che lo hanno attraversato solo in parte.

Infine, si misura l’efficienza degli scintillatori che compongono il preshower calcolando il rapporto tra il numero di particelle rivelate da CHICO e GUMMO e il numero di particelle incidenti totali. I risultati ottenuti mostrano che CHICO ha un’efficienza percentuale del 86% con un errore del 3% mentre GUMMO ha un’efficienza percentuale del 88% con un

errore del 3%.

Anche se ci si aspetterebbe un'efficienza maggiore per il rivelatore spesso in quanto dovrebbe avere un maggior deposito di energia rispetto a quello sottile, si ottengono due efficienze molto simili. Ciò permette di ipotizzare l'uso dello scintillatore sottile come veto mentre, per quanto riguarda l'efficienza dello scintillatore spesso, sarà necessario agire sugli elementi critici della meccanica, quali l'interfacciamento tra fibre wavelength shifter e fibre bianche e quello tra fibre bianche e fotomoltiplicatore.

# Elenco degli acronimi

<b>ADC</b>	Analog to Digital Converter
<b>ASCII</b>	American Standard Code for Information Interchange
<b>BC</b>	Beam Chamber
<b>BGO</b>	Bismuth Germanate
<b>CB</b>	Coherent Bremsstrahlung
<b>CERN</b>	Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire - Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare
<b>CPP</b>	Coherent Pair Production
<b>CR</b>	Channelling Radiation
<b>DESY</b>	Deutsches Elektronen SYnchrotrone
<b>ELIOT</b>	ELectromagnetic processes In Oriented crysTals
<b>PH</b>	Pulse Height
<b>PM</b>	PhotoMultiplier
<b>PVC</b>	PolyVinyl Chloride
<b>TIR</b>	Total Internal Reflection
<b>VC</b>	Volume Capture
<b>VR</b>	Volume Reflection
<b>VRB</b>	VME Readout Buffer
<b>WLS</b>	WaveLength Shifter

# Elenco delle figure

1.1	Grotta dei cristalli di Náica, Messico . . . . .	6
1.2	Struttura interna di un solido cristallino e di un solido amorfo. . . . .	6
1.3	Particella in moto in un cristallo . . . . .	7
1.4	Schema del channelling in un cristallo. . . . .	8
1.5	Channelling in un cristallo dritto e in uno curvo. . . . .	9
1.6	Particella in channelling in un cristallo curvo. . . . .	10
1.7	Volume capture in un cristallo curvo. . . . .	11
1.8	Volume reflection in un cristallo curvo. . . . .	12
1.9	Angolo di deviazione delle particelle in funzione dell'angolo di orientazione del cristallo rispetto al fascio. . . . .	12
1.10	Moto di oscillazione di una particella nel cristallo. . . . .	13
1.11	Spettro di energia dei fotoni emessi da un fascio di elettroni o positroni in un cristallo. . . . .	14
1.12	Intensità della radiazione emessa per positroni relativistici. . . . .	15
1.13	Schema del bremsstrahlung coerente e aumento dell'intensità della radia- zione di bremsstrahlung. . . . .	16
1.14	Intensità di radiazione in funzione dell'orientazione del cristallo. . . . .	17
1.15	Schema della generazione dei fasci estratti di DESY II. . . . .	17
1.16	Setup sperimentale per l'esperimento ELIOT . . . . .	17
2.1	Schema di un fotomoltiplicatore. . . . .	20
2.2	Foto dei fotomoltiplicatori XP2008. . . . .	21
2.3	Foto dei fotomoltiplicatori inseriti nell'housing con il $\mu$ -shield. . . . .	21
2.4	Setup per la verifica del funzionamento del PM. . . . .	22
2.5	Schema di funzionamento delle fibre wavelength shifter. . . . .	22
2.6	Fibre WLS illuminate con diversi tipi di radiazione. . . . .	23
2.7	Spettro di emissione e di assorbimento delle fibre WLS Y-7,Y-8 e Y-11. . . .	24
2.8	Schema di un contatore a scintillazione. . . . .	24
2.9	Scintillatore con fibre WLS. . . . .	25
2.10	Disposizione delle fibre WLS nello scintillatore. . . . .	25
2.11	Fibre tagliate, lucidate e incollate al supporto che si affaccia al fotomulti- plicatore. . . . .	26
2.12	Fibre poste a contatto con il fotomoltiplicatore. . . . .	26
2.13	Scintillatori e fibre ricoperte di PVC e collegate al fotomoltiplicatore. . . .	26
2.14	Setup sperimentale per il test del preshower. . . . .	27

2.15	Camere in microstrip di silicio e scintillatori di trigger. . . . .	27
2.16	Schema della catena di acquisizione dei dati. . . . .	28
3.1	Schema della ricostruzione della traiettoria della particella. . . . .	31
3.2	Profilo dei raggi cosmici. . . . .	32
3.3	Pulse Height e rispettivi tempi per CHICO. . . . .	33
3.4	Pulse Height e rispettivi tempi per GUMMO. . . . .	34
3.5	Distribuzione dei tempi con una soglia di 300 ADC in PH. . . . .	35
3.6	Istogrammi 2D della distribuzione dei conteggi totali sul piano degli scintillatori (a sinistra) e di quelli ottenuti con il taglio in PH (a destra). . . . .	36
3.7	Efficienza in funzione di x e y . . . . .	37
3.8	Efficienza di CHICO con le fibre scintillanti. . . . .	38
3.9	Efficienza in funzione di x per una y fissata e fit lineare del plateau . . . . .	38
3.10	Efficienza totale per CHICO e GUMMO . . . . .	39

# Elenco delle tabelle

3.1	Efficienza, errore e $\chi^2$ ridotto ricavati dal fit . . . . .	39
-----	--	----

# Bibliografia

- [1] V.M. Biryukov et al. *Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators*. Accelerator Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2013. ISBN: 9783662034071. URL: <https://books.google.it/books?id=7ZzzCAAQBAJ>.
- [2] Farlex. *Dizionario Farlex*. URL: <https://encyclopedia2.thefreedictionary.com/Crystal+Physics/>.
- [3] Wikipedia contributors. *Miniera di Naica*. 2020. URL: [https://it.wikipedia.org/wiki/Miniera\\_di\\_Naica](https://it.wikipedia.org/wiki/Miniera_di_Naica) (visitato il 10/10/2020).
- [4] *Proprietà degli stati condensati*. 2020. URL: <https://odobiochem.wordpress.com/2020/04/> (visitato il 10/10/2020).
- [5] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2010. ISBN: 9780470131480. URL: <https://books.google.it/books?id=4vTJ7UDel5IC>.
- [6] S. Hasan. «Experimental techniques for deflection and radiation studies with bent crystals». CERN-THESIS-2011-020. Tesi di dott. 2011. URL: <https://cds.cern.ch/record/1353904>.
- [7] J. Lindhard. «Motion of swift charged particles, as influenced by strings of atoms in crystals». In: *Physics Letters* 12.2 (1964), pp. 126 –128. ISSN: 0031-9163. DOI: [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)91133-3](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)91133-3). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364911333>.
- [8] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. ISBN: 9783642579202. URL: <https://books.google.it/books?id=yc4qBAAQBAJ>.
- [9] CERN Courier. *Bent silicon crystal deflects 400 GeV proton beam at the Super Proton Synchrotron*. 2007. URL: <https://cerncourier.com/a/bent-silicon-crystal-deflects-400gev-proton-beam-at-the-super-proton-synchrotron/>.
- [10] ELIOT Collaboration. *ELIOT - ELectromagnetic processes In Oriented crysTals*.
- [11] C. F. Nielsen et al. «Photon emission by volume reflected electrons in bent crystals». In: *Phys. Rev. Accel. Beams* 22 (11 2019), p. 114701. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.114701. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.114701>.

- [12] R. Diener et al. «The DESY II test beam facility». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 922 (2019), pp. 265 –286. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.133>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218317868>.
- [13] S. Bonfanti. «The high resolution silicon telescope of the INSULAB group». CERN-THESIS-2012-273. Tesi di laurea mag. Insubria U., Como, 2012. URL: <http://cds.cern.ch/record/1523716>.
- [14] D. Lietti. «VISION: a Versatile and Innovative SilicOn tracking system». CERN-THESIS-2015-453. Tesi di dott. Insubria U., Como, 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2626151>.
- [15] Photonis Group. *Photomultiplier Tubes Catalogue*.
- [16] Philips Data Handbook. *Part 9 - Electron tubes*. Mar. 1978.
- [17] *Misura dell'efficienza di uno scintillatore*. URL: [https://digilander.libero.it/giroskopio/home\\_file/scintillatore.html](https://digilander.libero.it/giroskopio/home_file/scintillatore.html).
- [18] Kuraray Co. Plastic Scintillating Fibers.
- [19] W. Worstell et al. «Scintillator Crystal Readout with Wavelength-Shifting Optical Fibers». In: (gen. 2019).
- [20] M. Anderson, D. Strong e B. Baker. «Activities to investigate wavelength-shifting optical fibers». In: *Physics Education* 52.4 (2017), p. 043003. DOI: 10.1088/1361-6552/aa6c21. URL: <https://doi.org/10.1088%2F1361-6552%2Faa6c21>.
- [21] M. Alemi et al. *LCCAL A R&D Project For The Barrel Electromagnetic Calorimeter*. Ott. 2005. URL: [https://www.desy.de/f/prc/docs\\_rd/prc\\_rd\\_00\\_02\\_update\\_02\\_05.pdf](https://www.desy.de/f/prc/docs_rd/prc_rd_00_02_update_02_05.pdf).
- [22] M. Alemi et al. *Status report from LCCAL*. Nov. 2003. URL: [https://indico.cern.ch/event/416148/contributions/1878107/attachments/854862/1193260/Miscetti\\_LCCAL.pdf](https://indico.cern.ch/event/416148/contributions/1878107/attachments/854862/1193260/Miscetti_LCCAL.pdf).



# Ringraziamenti

Con questa tesi termina il mio percorso universitario triennale in fisica all'Università degli Studi dell'Insubria, che, tra le difficoltà incontrate ma anche tra le soddisfazioni ricevute, ritengo sia stata la scelta migliore che potessi fare. In questi tre anni sono cresciuta a livello personale ma, in particolar modo, a livello culturale e sono riuscita ad apprezzare, per quanto complicato, il mondo della fisica. Anche se risulta difficile concentrare tutto in poche righe, ritengo sia una delle poche occasioni in cui si possa ringraziare tutte le persone che mi hanno accompagnato in questi anni.

Ringrazio la mia relatrice Michela e Erik per la disponibilità, l'interesse e il prezioso aiuto nello svolgere il lavoro di tesi.

Grazie al mio correlatore Federico per la disponibilità e la vicinanza dimostrata nel periodo di scrittura di questa tesi.

Ringrazio tutti i professori dell'università che mi hanno accompagnato in questo percorso e che hanno contribuito ad aumentare il mio interesse in vari campi della fisica.

Un grande grazie ai miei genitori e ai miei fratelli, Sofia e Marco, che mi hanno sempre supportato anche se, certe volte, non ne potevano più di vedermi studiare.

Grazie a mia nonna Giampaola che per "aiutarmi", ogni volta che sostenevo un esame, pregava per tutto il giorno e grazie a mio nonno Angelo che purtroppo ho perso, ma che non dimenticherò.

Un grazie anche a tutti i miei zii e cugini per avermi sempre sostenuto in tutte le scelte.

Ringrazio Joe e Richi con cui ho passato questi tre anni e grazie ai quali lo studio è stato più leggero e divertente.

Ringrazio Ale, Ema, Marco, Martin, Rita, Sofi e Tia per avermi aiutato ad alleggerire i giorni con molte ore di lezione tra risate e birra.

Ringrazio tutte le persone del 'quarto piano' tra cui Ken, Giorgio, Mario, Lori, Davide, Aurora e altri senza i quali le pause caffè non sarebbero state le stesse.

Ringrazio tutte le persone che ho incontrato negli anni del liceo, tra cui Andra, Sikke, Zeno, Seba, Tama, Susi, Nighi, Zambi, Broggio e altri, per non esserci persi di vista ed essere rimasti degli ottimi amici con cui ho passato oramai innumerevoli serate.

Ringrazio Cri per essermi stato vicino per la maggior parte di questi tre anni.

Ringrazio Anna che è stata la mia insegnante da quando ero piccola e Bea, Ceci, Ali e altre con cui ho passato gli ultimi anni di ginnastica.

Ringrazio le mie amiche da un vita: Franci, Miri, Marti, Fede, Chiara per essere state al mio fianco dal giorno zero e, infine, ringrazio Giorgia per esserci sempre stata e con cui ormai condivido tutto.