



Università degli Studi di Perugia
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea Specialistica in Fisica

Tesi di Laurea

Studio delle riflessioni multiple di protoni ultrarelativistici in deflettori cristallini

Relatore

Dott. Giovanni Ambrosi

Laureando

Matteo Duranti

Anno Accademico 2007-2008



Indice

Indice	iii
Introduzione	v
1 Interazione di particelle in cristalli	1
1.1 Introduzione	1
1.2 Channeling	1
1.2.1 Moto di particelle in regime di channeling	4
1.2.2 Channeling in un cristallo curvato	5
1.2.3 Dechanneling e Volume Capture	7
1.3 Volume Reflection	8
1.3.1 Dipendenza dell'angolo di deflessione dal raggio di curvatura	10
1.4 Channeling e Volume Reflection con ioni pesanti	11
2 Applicazioni dei cristalli curvati alle macchine acceleratrici	13
2.1 Introduzione	13
2.2 Cristalli curvati per la costruzione di dispositivi di deflessione	13
2.2.1 Piegatura meccanica di cristalli	14
2.2.2 Tipologie di cristalli	14
2.2.3 Multicristalli	16
2.3 Estrazione di fasci	17
2.3.1 Tecniche di estrazione	18
2.3.2 Sperimentazione presso l'IHEP di Protvino	19
2.3.3 Sperimentazione da parte del CERN	21
2.3.4 I fasci K_S e K_L per l'esperimento NA48	23
2.4 Sistema di collimazione di fasci di alte energie	25
2.4.1 Utilizzo di cristalli curvati per la collimazione	27
2.4.2 Prove sperimentali di collimazione di fasci di alte energie	29
2.4.3 Possibile utilizzo ad LHC	31
3 L'esperimento H8-RD22	35
3.1 Introduzione	35
3.2 Setup sperimentale	35
3.2.1 Il goniometro	37
3.2.2 Allineamento del cristallo nella linea del fascio	38
3.2.3 Il sistema di tracciamento	39
3.3 Setup sperimentale con fasci di ioni	46

3.3.1	Simulazioni con un fascio laser di alta intensità	46
3.3.2	Caratterizzazione del fascio e dei rivelatori utilizzati	48
3.3.3	I cristalli analizzati	50
4	Raccolta ed Analisi dei Dati	53
4.1	Introduzione	53
4.2	La procedura di presa dati	53
4.3	Ricostruzione degli eventi	55
4.4	L'analisi dei dati	59
4.4.1	Osservazioni preliminari: uniformità del deflettore	59
4.4.2	Misura degli angoli di deflessione	62
4.4.3	Efficienza di deflessione	63
4.5	Risultati sperimentali	64
4.5.1	Osservazioni preliminari con cristalli disallineati	64
4.5.2	Prestazioni con cristalli allineati	68
4.5.3	Applicazione di multicristalli alla collimazione	71
	Conclusioni	75
	Bibliografia	77
	Elenco delle figure	81
	Ringraziamenti	87

Introduzione

Il passaggio di una particella carica in un materiale cristallino è caratterizzato, sotto determinate condizioni, da una sua diffusione coerente nel potenziale elettrostatico del reticolo cristallino. In seguito a questa diffusione, il moto della particella può essere confinato tra piani adiacenti del reticolo (fenomeno di *channeling*) o risultare invertito nella componente ortogonale ai piani (fenomeno della *volume reflection*). In cristalli curvati, la particella viene deviata dal suo moto iniziale seguendo la geometria del cristallo e sperimenta una deflessione angolare che può raggiungere qualche decina di microradiani per effetto channeling o di qualche microradiante per effetto della volume reflection.

Risale oramai agli anni '70 l'idea di deflettere particelle cariche mediante l'uso di cristalli curvati in alternativa all'utilizzo di campi magnetici ed ha trovato importanti applicazioni nel corso di questi ultimi decenni per il controllo di fasci di particelle a macchine acceleratrici in diversi laboratori. Tuttavia, la sperimentazione si è basata principalmente sullo studio della deflessione media di fasci di particelle con diverse tipologie e geometrie di cristalli, permettendo di fatto l'approfondimento delle problematiche legate solamente all'effetto di channeling. Infatti, nelle condizioni tipiche delle misure effettuate (fasci di sezione dell'ordine del mm^2 e distanze tra rivelatori e cristallo dell'ordine delle decine di metri), la deflessione angolare di volume reflection produce uno spostamento lineare delle particelle paragonabile alle dimensioni caratteristiche del fascio: la distribuzione delle particelle deflesse non risulta significativamente separata da quella originale del fascio. Per poter evidenziare le caratteristiche della volume reflection si è reso necessario un diverso tipo di approccio sperimentale basato sul tracciamento delle singole particelle interagenti con i cristalli mediante rivelatori di elevata risoluzione spaziale, riuscendo così a rendere indipendente la misura della deflessione dalle dimensioni del fascio. Questo nuovo tipo di approccio sperimentale, realizzato dalla collaborazione H8-RD22, ha permesso per la prima volta di effettuare uno studio dettagliato dell'effetto di volume reflection, migliorando allo stesso tempo la comprensione del fenomeno di channeling.

La motivazione per queste nuove misure di precisione nasce dalla proposta di inserire deflettori cristallini nel sistema di collimazione dei fasci del Large Hadron Collider (LHC), il nuovo collisionatore adronico del CERN di Ginevra, per ottimizzarne il funzionamento ad alta luminosità sia con fasci di protoni che con fasci di ioni piombo. I cristalli potrebbero sostituire i collimatori di materiale amorfo nei primi stadi del sistema di collimazione per intercettare le particelle nell'alone primario dei fasci ridirigendole verso opportuni assorbitori negli stadi successivi. Grazie alla direzionalità dell'interazione nei cristalli, rispetto alla diffusione casuale dovuta alle interazioni

coulombiane incoerenti nei materiali amorfi, risulterebbe maggiormente efficace il posizionamento degli assorbitori. Le caratteristiche richieste a questo nuovo sistema di deflettori sono un'alta efficienza di deflessione ad angoli relativamente grandi, $O(100) \mu rad$, per rimuovere il maggior numero di particelle dall'alone assorbendole con parametri d'impatto ottimali: è quindi essenziale una valutazione preliminare delle prestazioni ottenibili per una simile applicazione con diverse configurazioni di cristalli. Nel presente lavoro di tesi, svolto nell'ambito della collaborazione H8-RD22, è stato inizialmente sviluppato il sistema di tracciamento per la misura della deflessione di ioni in cristalli, contribuendo successivamente alla campagna di misure condotta con i fasci di protoni a 400 GeV/c estratti sulla linea H8 dell'acceleratore SPS del CERN. L'analisi dei dati raccolti è stata focalizzata sulla misura delle caratteristiche della deflessione ottenuta mediante riflessioni multiple in un sistema di cinque cristalli. Nel primo capitolo di questa tesi discuteremo brevemente la fenomenologia degli effetti di channeling e volume reflection nell'interazione di particelle ultrarelativistiche con cristalli, presentando le condizioni per cui tali effetti possano essere utilizzati nel deflettere la traiettoria delle particelle con carica positiva: protoni e ioni.

Nel secondo capitolo verranno presentati degli esempi di utilizzo di cristalli curvati nella deflessione di fasci di particelle di elevata energia, con particolare attenzione alla possibilità di un utilizzo di questi in sistemi di collimazione particolarmente performanti.

L'apparato sperimentale di H8-RD22 e le proprietà del fascio di protoni verranno introdotte nel terzo capitolo insieme alla definizione delle quantità sperimentali utilizzate nell'analisi dei dati. Sarà inoltre riportata l'attività svolta in preparazione del setup sperimentale per la misura di deflessione con ioni.

Nel quarto capitolo verrà descritta l'analisi effettuata dei dati relativi al sistema deflettore multi-cristallo. Saranno presentate le principali distribuzioni ottenute nello studio sistematico della deflessione in funzione dell'orientazione relativa tra la direzione delle particelle incidenti ed il cristallo, come pure i risultati ottenuti in termini di efficienza, accettazione angolare e deflessione angolare.

Capitolo 1

Interazione di particelle in cristalli

1.1 Introduzione

Una larga varietà di fenomeni fisici accompagna il passaggio di una particella carica attraverso un materiale. Essi dipenderanno, in generale, dalla natura e dall'energia della particella incidente come pure dalle caratteristiche del mezzo attraversato. In un materiale amorfo, la distribuzione dei parametri d'impatto nelle collisioni tra la particella incidente e gli atomi del materiale sarà casuale: gli effetti dell'interazione risulteranno indipendenti dalla particolare direzione di arrivo della particella. In un materiale monocristallino, invece si può osservare una forte anisotropia negli effetti delle interazioni legata all'orientazione relativa del momento della particella rispetto alle direzioni dei piani o assi cristallini. In questo capitolo introdurremo la fenomenologia degli effetti direzionali di channeling e volume reflection che nascono dall'interazione di particelle ultrarelativistiche in materiali monocristallini. In particolare verranno discusse le condizioni cinematiche per cui tali effetti sono presenti.

1.2 Channeling

Il potere di penetrazione di una particella carica attraverso un materiale monocristallino lungo la direzione parallela ai suoi piani (o assi) atomici è sostanzialmente diversa rispetto a quello in un materiale amorfo in cui non è possibile identificare strutture atomiche ordinate. La diffusione coulombiana multipla viene sostituita da una diffusione coerente nel potenziale medio del reticolo, le interazioni nucleari risultano sopresse e la perdita di energia per ionizzazione viene largamente ridotta. Questo fenomeno, chiamato channeling, viene per la prima volta studiato agli inizi dello scorso secolo da J. Stark ([16]). E' solo a partire dalla prima metà degli anni '60, però, che arrivano le prime conferme sperimentali e ne viene approfondita la trattazione teorica, sia mediante calcoli analitici che tramite simulazioni Monte Carlo. Nella trattazione classica di Lindhard ([17]) la descrizione del fenomeno viene condotta considerando le particelle come interagenti con il potenziale medio, periodico, generato dagli atomi ordinati di cui è composto il materiale attraversato. Il potenziale medio tra due piani, o assi, cristallini può essere visto come l'estruzione di una buca parabolica nel quale una particella avente un momento con componente

ortogonale ai piani, o agli assi, (momento trasverso) inferiore all'altezza delle barriere di potenziale può rimanere imprigionata per tutto il suo tragitto all'interno del materiale.

Se la particella viene incanalata nel potenziale tra due piani si parla di channeling planare. Nel caso, invece, di particella che si muove con piccolo angolo rispetto agli assi cristallini, il potenziale può essere calcolato come quello dato da una distribuzione di carica uniforme con simmetria cilindrica. L'incanalamento in un potenziale di questo tipo, con simmetria cilindrica, prende il nome di channeling assiale.

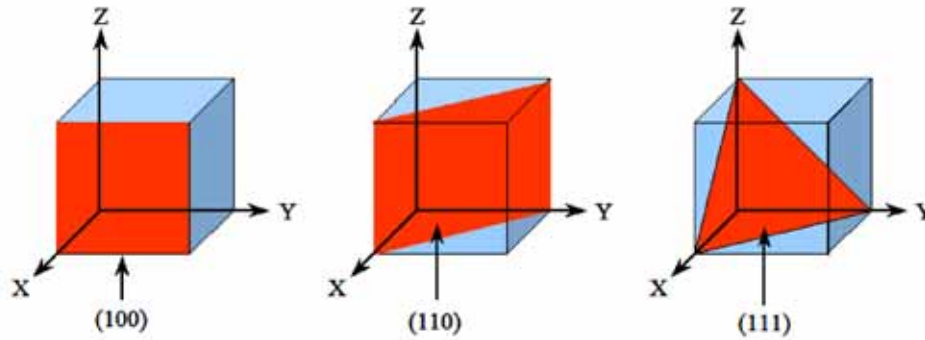


Figura 1.1: Esempi di piani cristallografici indicati con gli indici di Miller

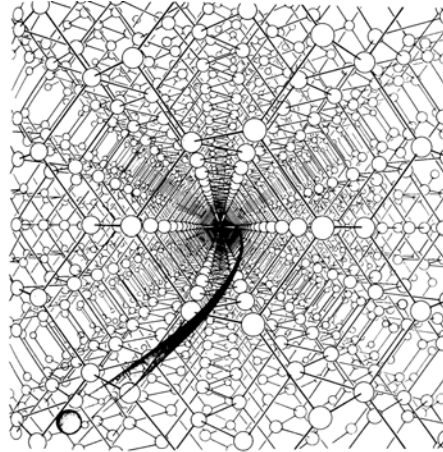


Figura 1.2: Visione artistica della struttura interna di un materiale cristallino.

In figura 1.1 sono presentati i principali piani cristallografici nella struttura del silicio monocristallino, mentre nella 1.2 la struttura interna di un cristallo. In figura 1.3a è schematizzato il moto di una particella incidente a piccolo angolo (θ) rispetto alla superficie dei piani cristallini.

Il potenziale continuo generato dai piani del cristallo (detto interplanare), rappresentato in maniera schematica in figura 1.3b od il potenziale dei canali assiali può essere calcolato conoscendo la struttura cristallina del materiale. Nella tabelle 1.1 e 1.2 sono riportati i valori dei potenziali per differenti piani cristallini nei materiali comunemente più utilizzati, Silicio, Germanio e Tungsteno.

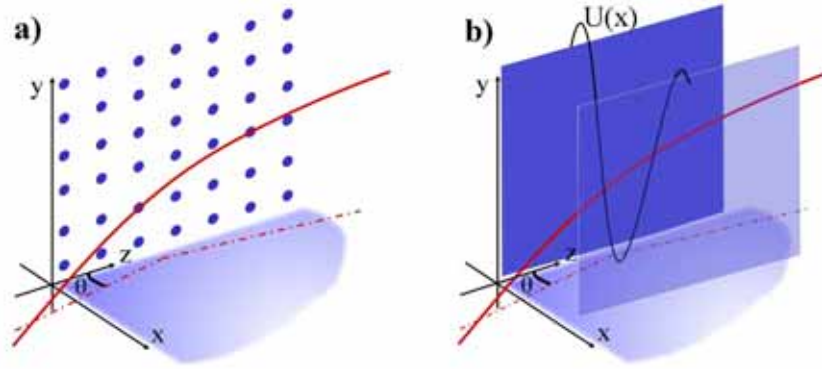


Figura 1.3: Immagine a): moto di una particella che incide con piccolo angolo rispetto alla direzione del piano cristallino, che si trova nel piano $y - z$. Immagine b): curva del potenziale tra due piani cristallini.

	Si			Ge			W	
Piano cristallino	[110]	[111]s	[111]l	[110]	[111]s	[111]l	[100]	[110]
V0 [V]	16	19	4.2	27	30	7.2	63	105

Tabella 1.1: Valori del potenziale interplanare per differenti piani cristallini per Silicio, Germanio e Tungsteno ([111]s e [111]l indicano rispettivamente [111]*short* e [111]*long*, piani cristallografici identificati dagli stessi indici di Miller ma con differenti distanze interplanari).

	Si			Ge			W		
Asse	[100]	[110]	[111]	[100]	[110]	[111]	[100]	[110]	[111]
V0 [V]	89	114	105	157	203	185	842	979	979

Tabella 1.2: Valori del potenziale assiale per differenti assi cristallini per Silicio, Germanio e Tungsteno.

Imponendo semplici condizioni sull'entità del momento trasverso rispetto all'altezza della barriera di potenziale è possibile valutare le richieste cinematiche per il channeling, determinando, in particolare, per quali valori dell'angolo di incidenza il fenomeno abbia luogo. Scomponendo il moto della particella nella componente parallela (longitudinale) ed ortogonale (trasversa) rispetto alla direzione del canale di potenziale, richiediamo che l'energia associata alla componente trasversa del moto (E_t) sia minore rispetto all'altezza della buca di potenziale ($U_0 = qV$)¹ (cfr. Fig.1.4).

¹Ci mettiamo nel sistema di riferimento di quiete per il moto longitudinale:

$$\begin{pmatrix} E' \\ cP'_L \\ cp'_{t1} \\ cp'_{t2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E' \\ cp'_L \\ cp'_t \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ cp_L \\ cp_t \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E\gamma - \beta\gamma cp_L \\ 0 \\ cp_t \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_t \\ 0 \\ cp_t \\ 0 \end{pmatrix}$$

dove $mc^2 = \sqrt{E_t^2 - c^2 p_t^2}$ o, classicamente, $E_t \approx \frac{p_t^2}{2m}$

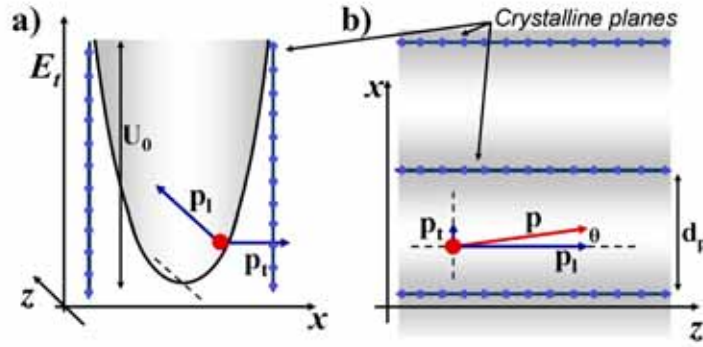


Figura 1.4: Immagine a): moto di una particella contenuta in una buca di potenziale. Immagine b): rappresentazione bidimensionale del moto di una particella nei canali di un cristallo (d_p è la distanza interplanare).

Possiamo quindi scrivere:

$$E_t \approx \frac{p_t^2}{2m} < U_0 \Rightarrow p_t = p \sin \theta \approx p \theta < \sqrt{2U_0 m} \Rightarrow \sqrt{\frac{2U_0 m}{p^2}} \approx \sqrt{\frac{2U_0}{pv}} = \theta_c \quad (1.1)$$

dove con m , v , p , p_t sono indicate rispettivamente massa, velocità, quantità di moto e sua componente trasversa per la particella incidente. L'angolo θ_c , angolo critico di Lindhard ([17]), rappresenta il massimo angolo tra la direzione della particella incidente e la direzione dei piani cristallini per cui la condizione di channeling viene soddisfatta.

Ripetendo il calcolo con un approccio interamente relativistico:

$$\begin{aligned} T_t &= \sqrt{c^2 p_t^2 + m^2 c^4} - mc^2 < U_0 \Rightarrow c^2 p_t^2 + m^2 c^4 < (U_0 + mc^2)^2 \Rightarrow \\ \Rightarrow p_t^2 &< \frac{U_0^2 + 2mc^2 U_0}{c^2} \Rightarrow \theta < \sqrt{\frac{U_0^2}{c^2 p^2} + \frac{2mU_0}{p^2}} = \Theta_c \end{aligned} \quad (1.2)$$

U_0 è pari alla carica della particella incidente, z , per V_0 (per un protone è circa 10 eV) e quindi molto minore della sua massa. Il primo termine dell'espressione sotto radice è quindi trascurabile rispetto al secondo (nel caso non relativistico, $mc^2 \gg pc$, ciò è ancora più vero) e $\Theta_c \approx \theta_c$. L'uguaglianza dei valori dell'angolo di channeling calcolati nei due approcci è aspettata data la piccola entità di E_t per piccoli angoli di incidenza.

1.2.1 Moto di particelle in regime di channeling

Scomponendo il moto della particella nelle due componenti, longitudinale e trasverso, si avrà che la parte longitudinale del momento viene conservata per l'intero tragitto (tralasciando eventuali perdite di energia), mentre per quella trasversale si ha un'inversione del moto ad ogni diffusione con le pareti della buca di potenziale. Il moto risultante, sia che la particella sia incanalata nel potenziale interplanare, sia

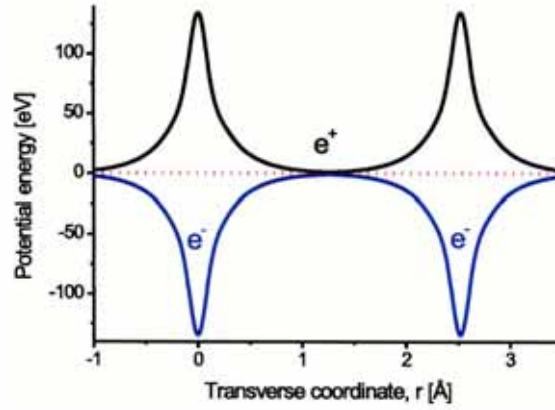


Figura 1.5: Un esempio di energia potenziale per particelle cariche positivamente e negativamente. Per particelle e^+ la forma del potenziale è di tipo parabolico, per particelle e^- è quasi una funzione δ .

in quello tra due assi cristallografici, sarà, dunque, la composizione di un moto rettilineo con un moto oscillatorio attorno al punto di minima repulsione coulombiana. Un positrone, ad esempio, in regime di channeling planare, procederà nel cristallo con un moto oscillatorio attorno al punto medio fra due piani, all'interno di una buca di potenziale la cui larghezza è data dalla distanza interplanare. Per un elettrone si ha massima attrazione, invece, in prossimità dei nuclei atomici, ed il moto avrà luogo in una buca pressochè deltiforme, come può essere visto nella schematizzazione di figure 1.5.

Per particelle di carica positiva la frequenza dell'oscillazione è data da:

$$E_t + U(x) = \text{cost} \Rightarrow \frac{1}{2}m\gamma v^2 + U(x) = \frac{1}{2}m\gamma\omega^2 x^2 - 4\frac{U_0}{d_p^2}x^2 \Rightarrow \omega = \frac{2}{d_p}\sqrt{\frac{2U_0}{m\gamma}} = \omega_c \quad (1.3)$$

dove la grandezza d_p nella 1.3 rappresenta la distanza interplanare del reticolo cristallino. Differentemente gli elettroni si muovono in un potenziale non armonico e la loro frequenza di oscillazione viene a dipendere dal valore del momento trasverso. Fuori dalle condizioni cinematiche per channeling (ed analogamente per la volume reflection, fenomeno trattato nella sezione 1.3) il passaggio della particella attraverso il materiale è paragonabile a quello in un materiale amorfo. Per questo l'assenza di fenomeni di channeling (o volume reflection) in un cristallo verrà nel seguito definita come *regime amorfo*.

1.2.2 Channeling in un cristallo curvato

L'idea di cristalli curvati come guide per deflettere particelle cariche senza l'ausilio di campi magnetici viene proposta negli anni '70 da E.N. Tsyganov ([18]) ed apre la strada alle applicazioni di cristalli nel controllo di fasci di particelle alle macchine acceleratrici, come verrà descritto più in dettaglio nel secondo capitolo.

In Fig.1.6 è mostrato (sinistra) il moto di una particella in channeling in un cristallo curvato con un raggio di curvatura R .

L'angolo di deflessione risultante dall'attraversamento del cristallo curvato, θ_b^c , è

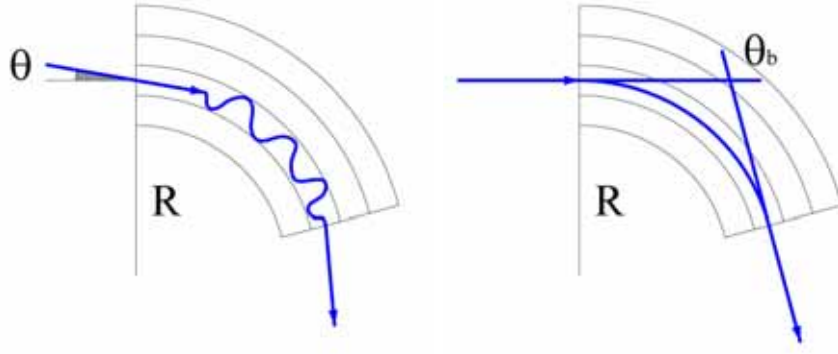


Figura 1.6: Schema del principio del channeling in un cristallo curvato.

dato da:

$$\theta_b^c \approx \frac{L}{R} \quad (1.4)$$

dove L è la lunghezza del cristallo lungo la direzione del moto della particella. Il moto della particella in un cristallo curvato, in regime di channeling, avrà le caratteristiche trattate nella sezione 1.2.1. La componente longitudinale del moto, però, si trova in questo caso lungo una curva e questo rende necessario introdurre un termine centrifugo all'energia della particella stessa. Questo termine aggiuntivo può essere inglobato nel termine dell'energia potenziale all'interno del reticolo insieme a quello dovuto al potenziale interplanare (o assiale). In coordinate curvilinee ([9]):

$$U_{eff}(r) = U(r) + m \frac{v^2}{r} (R - r) \quad (1.5)$$

dove r è la coordinata radiale del moto della particella incanalata.

Passando in coordinate cartesiane nel sistema mostrato in Fig.1.7, e confondendo la coordinata radiale con il raggio di curvatura stesso si ottiene:

$$U_{eff}(x) = U(x) + \frac{pv}{R}x = -4 \frac{U_0}{d_p^2} \left(x - \frac{d_p}{2} \right)^2 + \frac{pv}{R} \quad (1.6)$$

dove $x = R - r$.

Questo termine aggiuntivo abbassa la barriera di potenziale e modifica il valore critico del momento trasverso per il quale le particelle possono essere in regime di channeling all'interno del cristallo.

Si viene così a creare un valore critico per la curvatura del cristallo oltre il quale le particelle non riescono ad essere incanalate. Questo angolo critico, funzione della lunghezza di oscillazione λ_c ($\lambda_c = \frac{2\pi v}{\omega_c} = \pi d_p \sqrt{\frac{pv}{2U_0}}$) deve essere minore dell'angolo critico θ_c planare, o assiale: $\theta(\lambda_c) < \theta_c$ ([28]).

Stimando questo valore di curvatura, Tsyganov trovò che la particella carica può restare incanalata nel cristallo se la curvatura soddisfa la condizione ([18] [28]):

$$\frac{1}{R} < \frac{1}{R_c} = \frac{\pi Z_1 Z_2 e^2 N d_p}{pv} \quad (1.7)$$

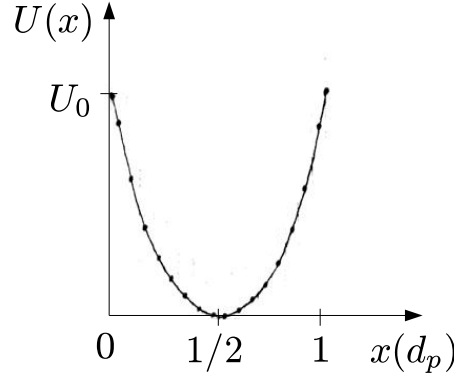


Figura 1.7: Rappresentazione schematica della buca di potenziale interatomica.

dove $Z_{1,2}$ rappresentano rispettivamente la carica della particella incidente e quella del materiale con cui è costituito il cristallo e Nd_p la densità planare di atomi nel cristallo stesso, essendo N la densità atomica.

1.2.3 Dechanneling e Volume Capture

A causa delle multiple diffusioni all'interno del cristallo, le condizioni cinematiche per il fenomeno del channeling possono non essere soddisfatte prima dell'uscita della particella dal cristallo stesso. Il fenomeno prende il nome di *dechanneling*. Viceversa, qualora, le condizioni per l'incanalamento si creino dopo che la particella sia entrata in regime amorfo nel cristallo, si parla di *volume capture*.

Dechanneling

Per dechanneling si ha un decadimento esponenziale del numero di particelle in channeling:

$$N = N_0 e^{-\frac{L}{L_D}} \quad (1.8)$$

dove N rappresenta il numero di particelle in effetto channeling, N_0 il numero di particelle totali che interagiscono con il cristallo, L è la lunghezza del cristallo ed L_D viene definita lunghezza di *dechanneling*.

La lunghezza di dechanneling, che ha un'espressione analitica complessa, dipende da molti parametri del cristallo e principalmente dall'energia della particella incidente. Questa dipendenza dall'energia è differente nel caso di un cristallo dritto o nel caso di uno curvato.

All'aumentare dell'energia diminuisce la varianza dell'angolo di diffusione multipla ($\langle \theta_{ms}^2 \rangle = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha} \frac{mc^2}{\beta cp}} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$) e aumenta, dunque, la probabilità di mantenere un angolo minore rispetto all'angolo critico. Per un cristallo dritto la lunghezza di dechanneling cresce quindi linearmente con l'energia:

$$L_D \propto pv \quad (1.9)$$

Per particelle di 400 GeV di energia ha un valore di circa 20 cm, mentre a 7 TeV diventa ~ 300 cm ([19] [5] [6] [7] [8]).

Le considerazioni appena fatte restano valide anche nel caso di un cristallo curvo. All'aumentare dell'energia, però, anche la probabilità di mantenere la traiettoria nella guida curva diminuisce. La lunghezza di dechanneling per un cristallo curvato ha, quindi, un valore di massimo oltre il quale inizia a scendere. Per una particella, inoltre, la probabilità di poter essere incanalata di nuovo, una volta entrata in dechanneling, decresce all'aumentare della curvatura.

Volume Capture

La perdita di energia della particella nel passaggio attraverso il materiale può far rientrare la stessa nelle condizioni cinematiche per il channeling, aumentando il valore dell'angolo critico. Le deflessioni multiple con i centri di scattering all'interno del materiale aumentano ulteriormente la probabilità di avere una traiettoria con piccolo angolo rispetto ai piani (o assi) cristallini tale da rientrare nelle condizioni di channeling. Il fenomeno prende il nome di *feed in*.

In un cristallo curvato la probabilità di raggiungere la condizione di piccolo angolo rispetto alle direzioni tangenti alle barriere di potenziale, nell'attraversamento del cristallo, è ancora più alta. Questo accade perchè la condizione di tangenza si sposta lungo il cristallo. Questo spostamento è tale da diminuire l'angolo di incidenza solo se la direzione della particella è dalla parte della convessità delle curve di potenziale (Fig.1.8a), mentre dalla parte opposta (concavità) l'angolo aumenta con la penetrazione nel cristallo (Fig. 1.8b).

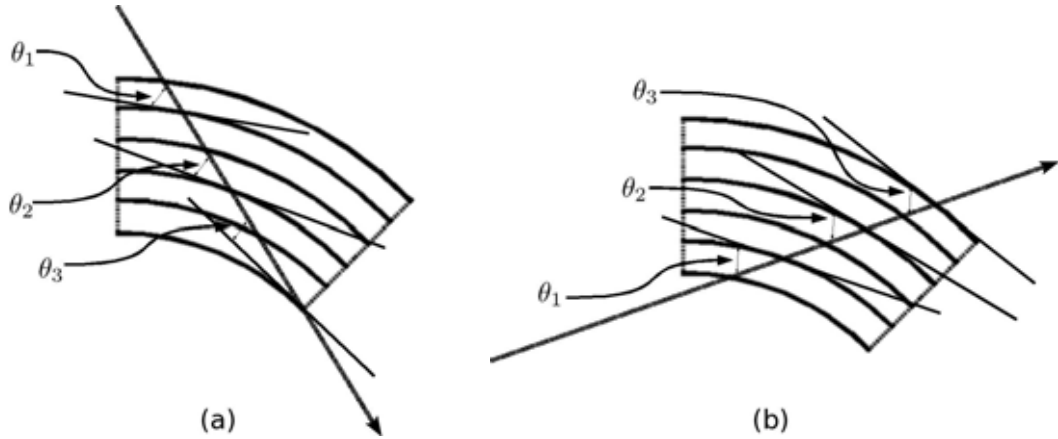


Figura 1.8: Schematizzazione delle condizioni per l'effetto di volume capture (analoghe per l'effetto di volume reflection): a) Per particelle provenienti dalla direzione di convessità delle curve di potenziale $\theta_1 > \theta_2 > \theta_3$. b) Per particelle provenienti dalla direzione di concavità delle curve di potenziale $\theta_1 < \theta_2 < \theta_3$.

1.3 Volume Reflection

La condizione cinematica per avere l'effetto di channeling è stata calcolata richiedendo che l'energia E_t associata al moto trasverso della particella rispetto alle direzioni

dei piani cristallini fosse minore dell'energia potenziale U_0 delle barriere del reticolo cristallino. Per un valore di E_t uguale a U_0 , la diffusione elastica subita dalla particella con la barriera di potenziale determina un'inversione del momento trasverso. Una particella con angolo di incidenza θ_c , in un cristallo dritto, subisce deflessioni elastiche multiple uscendo dallo stesso cristallo con la componente longitudinale del momento immutata mentre ad ogni deflessione con le barriere di potenziale il momento trasverso viene invertito ed il regime della particella, in questo caso, è ancora quello del channeling: ad ogni deflessione l'angolo di incidenza è in modulo uguale a quello di uscita dalla deflessione precedente. In un cristallo curvato, come menzionato nella descrizione del volume capture (Fig.1.8), la condizione di tangenza fra il momento della particella incidente e le barriere del potenziale periodico si sposta lungo il cristallo e l'angolo di uscita da una singola deflessione non è uguale in modulo all'angolo di incidenza con la barriera di potenziale incontrata successivamente. Per una particella incidente nella direzione della convessità del cristallo, con angolo maggiore dell'angolo critico, è possibile incontrare le condizioni cinematiche della riflessione all'interno del cristallo: nel punto di deflessione la particella deve avere un angolo di incidenza, rispetto alla direzione tangente ai piani cristallini, uguale all'angolo critico del channeling θ_c .

Dopo la deflessione elastica la particella si muove nella direzione della concavità del cristallo e non incontra ulteriormente le condizioni per uno scattering elastico.

Il fenomeno appena descritto prende il nome di volume reflection ([34], [35]). ed è caratterizzato da un angolo di deflessione θ_b^v :

$$(\vec{p}_t)_{in} = -(\vec{p}_t)_{out} \Rightarrow p\theta_{in} = -p\theta_{out} \Rightarrow \theta_b^v = \frac{p\theta_{in} - p\theta_{out}}{p} = 2\theta_{in} = 2\theta_c \quad (1.10)$$

L'accettanza angolare può essere calcolata considerando i due angoli, minimo e mas-

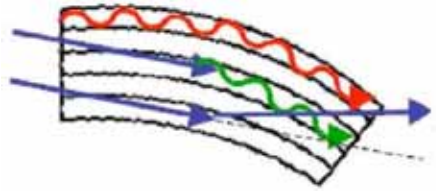


Figura 1.9: Schematizzazione degli effetti di channeling (in alto, in rosso), volume capture (al centro, in verde) e volume reflection (in basso, frecce blu)

simo, per i quali le condizioni cinematiche di incidenza sono soddisfatte. L'angolo di incidenza per il quale l'effetto ha luogo è determinato univocamente dal punto del cristallo nel quale la particella è deflessa dalle barriere di potenziale.

L'angolo più piccolo di incidenza nel cristallo per cui si ha volume reflection è quello per cui la riflessione avviene nel bordo del cristallo, a monte. In questo punto la riflessione avviene per un angolo di incidenza uguale a θ_c .

L'angolo maggiore di incidenza è, invece, quello per cui la riflessione avviene nel bordo a valle. La tangente alle curve di potenziale in questo punto è determinata dalla curvatura del cristallo.

$$\alpha \approx \frac{L}{R} \quad (1.11)$$

L'angolo di incidenza della particella è dunque, per questo punto di deflessione:

$$\alpha + \theta_c \quad (1.12)$$

Dalla differenza tra le due condizioni cinematiche si ottiene l'accettanza angolare per il fenomeno della volume reflection:

$$\alpha_v \approx \frac{L}{R} \quad (1.13)$$

Deflessione e accettanza angolare dei due fenomeni di channeling e volume reflection sono, dunque, collegate dalle due relazioni:

$$\alpha_v = \theta_b^c \quad (1.14)$$

$$\alpha_c = \theta_b^v \quad (1.15)$$

La figura 1.9 è una schematizzazione riassuntiva dei tre effetti di channeling, volume capture e volume reflection.

Le condizioni geometriche di incidenza nel cristallo e di deflessione, per il fenomeno della volume reflection, e la connessione con le analoghe caratteristiche per il channeling possono essere osservate in figura 1.10.

1.3.1 Dipendenza dell'angolo di deflessione dal raggio di curvatura

La 1.10 è stata ricavata utilizzando, come valore dell'altezza delle barriere di potenziale, quello valido in un cristallo dritto. Introducendo il potenziale effettivo dovuto al termine centrifugo dell'energia della particella (1.6) è possibile ripetere il calcolo ([9]) ottenendo:

$$\theta_b^v(R) = \frac{2c}{R} \int_{x_0}^{x_c} \frac{1}{\sqrt{\frac{2c^2}{pv} (E - U(x) - \frac{pv}{R}x)}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{2c^2}{pv} (E - U(x_c) - \frac{pv}{R}x)}} dx \quad (1.16)$$

dove R è il raggio di curvatura del cristallo, p e v sono rispettivamente il momento e la velocità della particella incidente, E è la somma delle energie potenziale e cinetica legate al moto trasverso della particella stessa, x_0 è la coordinata, nella direzione di curvatura del cristallo, di entrata della particella ed x_c è la coordinata del punto in cui avviene la riflessione calcolabile da:

$$E - U(x_c) - \frac{pv}{R}x_c = 0 \quad (1.17)$$

cioè il punto in cui la velocità trasversa si annulla.

La 1.16 oltre ad essere l'espressione corretta dell'angolo di deflessione per volume reflection dà anche la dipendenza di quest'ultimo dall'angolo di curvatura del cristallo.

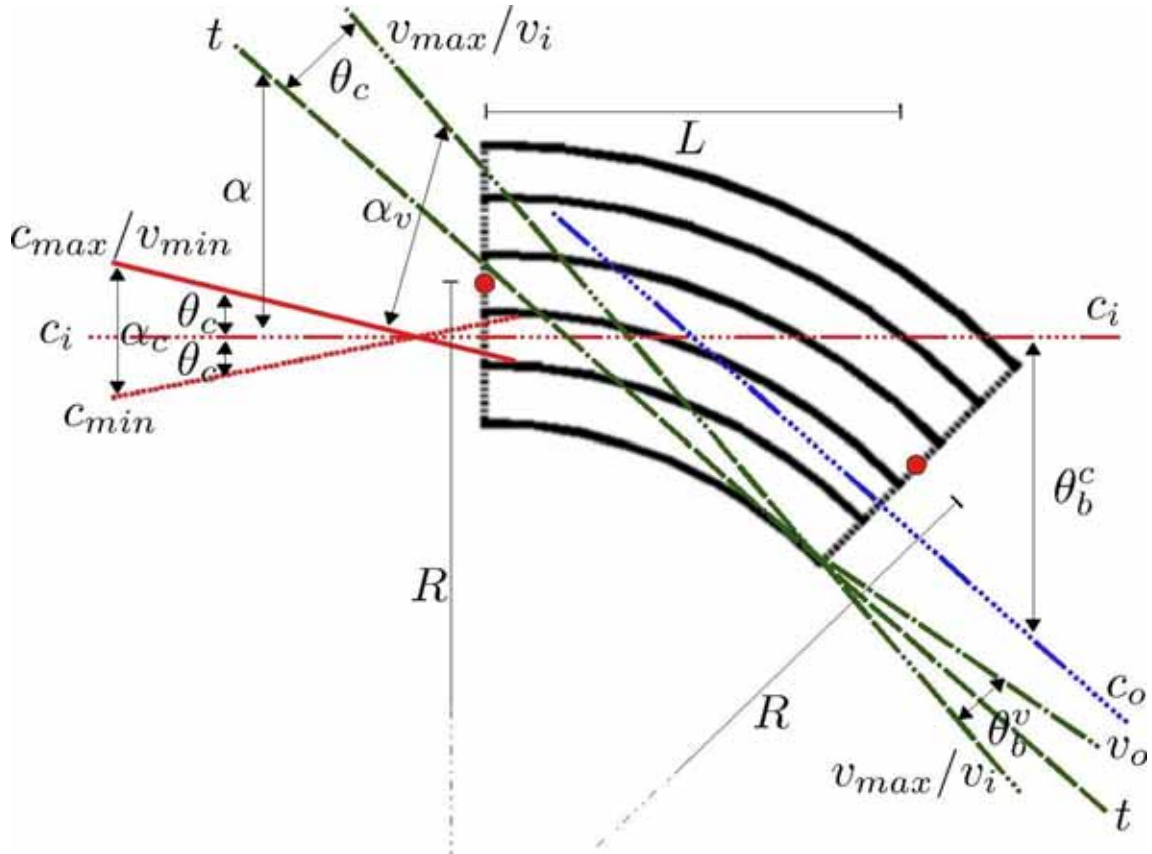


Figura 1.10: Schematizzazione delle condizioni cinematiche per gli effetti di channeling e volume reflection e della connessione reciproca tra accettazione angolare e angolo di deflessione per i due effetti fisici.

Channeling: L'accettazione angolare α_c è data dalle due direzioni di incidenza c_{max} (linea —, in rosso) e c_{min} (linea ..., in rosso). La deflessione angolare θ_b^c è data dalla direzione media di incidenza c_i (linea —....., in rosso) e dalla quella media di uscita dal cristallo c_o (linea —....., in blu).

Volume Reflection: L'accettazione angolare α_v è data dalla direzione di incidenza con valore massimo dell'angolo, v_{max} (linea ———, in verde) e da quella con valore minimo, v_{min} (linea —, in rosso). La deflessione angolare θ_b^v è l'angolo tra la direzione di incidenza v_i (linea ———, in verde) e quella di uscita dal cristallo v_o (linea —, in verde).

1.4 Channeling e Volume Reflection con ioni pesanti

Le condizioni cinematiche ricavate in 1.1, 1.4, 1.10 e 1.13 sono valide per valori arbitrari di massa e carica della particella incidente. La deflessione angolare in un cristallo curvato, e di conseguenza l'accettazione angolare per volume reflection, è indipendente dalla carica e dalla massa della particella e quindi il suo valore è uguale nel caso di elettroni, muoni, pioni, protoni o ioni pesanti. Per i valori dell'angolo critico di channeling e di deflessione angolare di volume reflection, per particelle di massa e carica arbitraria, è possibile, comunque ricavare una legge di scala a partire dai rispettivi valori per una particella di massa e carica nota.

Focalizzando l'attenzione sulla possibilità di deflettere ioni pesanti è possibile espri-

mere i valori delle grandezze caratteristiche (apice I) per i due fenomeni fisici a partire dai valori teorici calcolabili per il protone (apice P).

$$U'_0 = \frac{Z'}{Z} U_0 \Rightarrow U_0^I = Z U_0^P \quad (1.18)$$

A parità di energia per nucleone, si ha:

$$\frac{P^2}{2M} = A \frac{p^2}{2m} \Rightarrow \frac{P^2}{2Am} = A \frac{p^2}{2m} \Rightarrow P^2 = A^2 p^2 \quad (1.19)$$

dove P ed M sono riferite allo ione e p e m al singolo protone, A è il numero di massa dello ione e Z il suo numero atomico. Allora:

$$\theta_c^I = \sqrt{\frac{2U_0^I M}{P^2}} = \sqrt{\frac{2ZU_0^P Am}{A^2 p^2}} = \sqrt{\frac{Z}{A}} \theta_c^P \quad (1.20)$$

Tipicamente, però, usando una stessa macchina acceleratrice per i protoni e per gli ioni non si avrà la stessa energia per nucleone, ma per nucleone carico, quindi la 1.19 deve essere sostituita con:

$$\frac{P^2}{2M} = Z \frac{p^2}{2m} \Rightarrow \frac{P^2}{2Am} = Z \frac{p^2}{2m} \Rightarrow P^2 = AZ p^2 \quad (1.21)$$

Da cui:

$$\theta_c^I = \sqrt{\frac{2U_0^I M}{P^2}} = \sqrt{\frac{2ZU_0^P Am}{AZ p^2}} = \theta_c^P \quad (1.22)$$

Per i due diversi processi fisici accetanza angolare ed angolo di deflessione hanno valori indipendenti dallo ione deflesso. L'utilizzo dei due effetti, per la deflessione e la collimazione di fasci di particelle, verrà trattato più specificatamente nel capitolo 2, con particolare attenzione all'applicazione con fasci di ioni pesanti.

Capitolo 2

Applicazioni dei cristalli curvati alle macchine acceleratrici

2.1 Introduzione

Dispositivi costruiti per sfruttare il fenomeno del channeling sono stati utilizzati con successo per la deflessione di fasci in sostituzione dei dipoli magnetici, come focalizzatori o come divisori del fascio stesso (*splitter*). Sono stati inoltre utilizzati con successo nell'estrazione del fascio di particelle dall'anello di accumulazione ed è in progetto l'uso di dispositivi di estrazione realizzati con cristalli anche in macchine acceleratrici con fasci di grande energia e luminosità, come, ad esempio, quelli del Large Hadron Collider (LHC) al CERN di Ginevra.

Un ulteriore possibile impiego, il cui studio di fattibilità è il fine principale del lavoro di ricerca della collaborazione H8-RD22, è l'utilizzo di questo tipo di cristalli per la collimazione del fascio ed in particolare per la pulizia dell'alone, in sostituzione dei collimatori di materiale amorfo, per il Large Hadron Collider (LHC) del CERN di Ginevra.

Nel corso di questo capitolo verranno descritti esempi di utilizzo nel passato di cristalli curvati, le problematiche relative alla loro realizzazione ed utilizzo e le richieste di collimazione e di pulizia dell'alone delle macchine acceleratrici di ultima generazione. Particolare attenzione verrà data alla possibilità di utilizzare questo tipo di dispositivi con fasci di ioni pesanti.

2.2 Cristalli curvati per la costruzione di dispositivi di deflessione

Per la realizzazione di dispositivi per la deflessione di fasci di particelle è necessario l'utilizzo di materiali monocristallini e di tecniche particolari tecniche per la loro piegatura meccanica. Le tecniche di produzione e accrescimento di larghe porzioni di materiale cristallino si allontanano troppo dalle finalità di questo lavoro di tesi e non verranno discusse. Le varie tecniche di curvatura danno, invece, luogo a cristalli con differenti caratteristiche di utilizzo e prestazioni e le problematiche relative alla flessione meccanica dei cristalli verranno descritte brevemente.

2.2.1 Piegatura meccanica di cristalli

La piegatura meccanica di un cristallo in una direzione provoca la curvatura spontanea nelle direzioni perpendicolari realizzando quella che comunemente viene chiamata *curva anticlastica* (sella), osservabile in Fig.2.1. Le forze interne alla struttura reticolare responsabili della flessione spontanea vengono chiamate, esse stesse, *forze anticlastiche*.

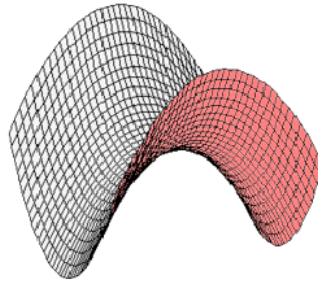


Figura 2.1: Esempio di curva anticlastica

Nei dispositivi comunemente utilizzati per la deflessione di particelle, lo spessore attraversato dalle stesse è dell'ordine del mm con raggi di curvatura dell'ordine della decina di m . Realizzare con una piegatura meccanica curvature di questa entità su cristalli di piccole dimensioni risulta particolarmente complesso. Servendosi delle forze anticlastiche è possibile, invece, ottenere la flessione desiderata nella direzione di attraversamento, tramite una piegatura meccanica in una direzione lungo la quale la dimensione del cristallo è maggiore. Tramite questa tecnica è inoltre possibile regolare la curvatura macroscopica tramite l'utilizzo di viti micrometriche, fissate sul supporto stesso del cristallo (*holder*), ottenendo la curvatura microscopica nell'altra direzione con una precisione molto maggiore di quella ottenuta per la flessione principale.

2.2.2 Tipologie di cristalli

I primi tipi di cristalli ad essere utilizzati (cfr. sezione 2.3.2) sono quelli di tipo O-shaped. A questi sono seguiti, per ideazione, sviluppo e utilizzo altre due tipologie che attualmente sostituiscono i precedenti nell'utilizzo e soprattutto per quanto riguarda ricerca e sviluppo: tipo strip e tipo quasimosaico. I tre tipi di cristalli possono essere osservati in Fig.2.2.

Tipo O-shaped

I cristalli O-shaped sono realizzati da un blocco monolitico di materiale monocristallino. La piegatura lungo il lato di dimensione minore ($O(mm)$) è realizzata tramite la compressione dei due lati di dimensione maggiore ($O(cm)$). Una dimensione minore di $5mm$ nella direzione di attraversamento del fascio rende la tecnica di piegatura molto poco precisa ([13]).

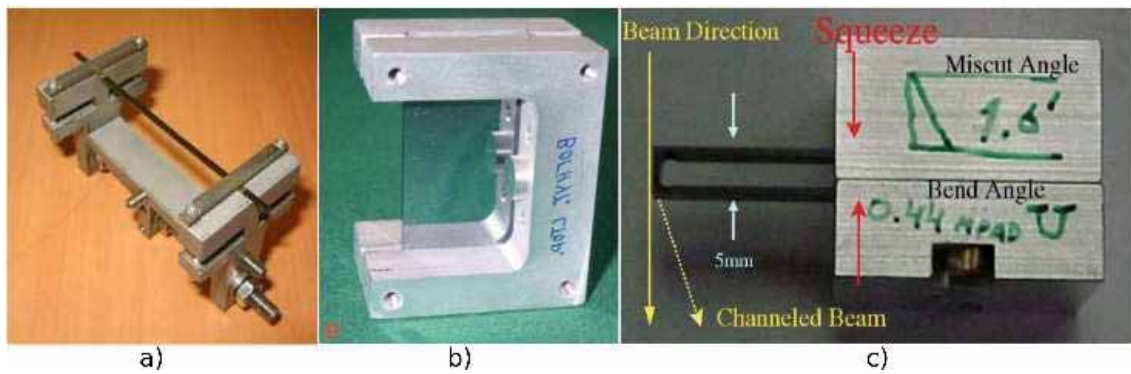


Figura 2.2: Cristalli con supporto: (a) tipo strip; (b) tipo quasimosaico (c) tipo O-shaped

In figura 2.3 si può vedere il principio di piegatura di questo tipo di cristallo.

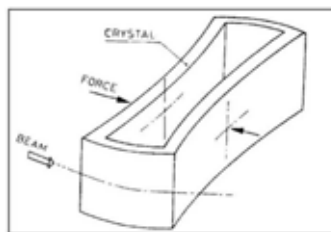


Figura 2.3: (a) Principio di piegatura di un cristallo di tipo O-shaped

Tipo strip

I cristalli di tipo strip sono sottili strisce di materiale cristallino (Silicio, Germanio, Tungsteno o anche Diamante) realizzate con tecniche di taglio meccanico a basso danneggiamento della struttura, con rimozione delle imperfezioni tramite acido. Questi cristalli vengono curvati lungo la direzione della dimensione maggiore ($O(cm)$) in modo da ottenere la piegatura in una delle due dimensioni minori ($O(mm)$).

In figura 2.4 si può vedere il principio di funzionamento della piegatura di questo tipo di cristallo (a) ed una rappresentazione del supporto (b).

Tipo quasimosaico

I cristalli di tipo quasimosaico consistono, invece, in piccole placche prodotte utilizzando l'effetto quasimosaico elastico.

Un cristallo reale può essere pensato come un insieme di piccoli domini ideali leggermente disallineati e maggiore è la tipologia di questi domini e maggiore è la *mosaicità* del cristallo. Un cristallo con una distribuzione dei domini statisticamente omogenea è detto *idealmente imperfetto* e ha caratteristiche di diffrazione migliori di quelle di un cristallo ideale ([10]).

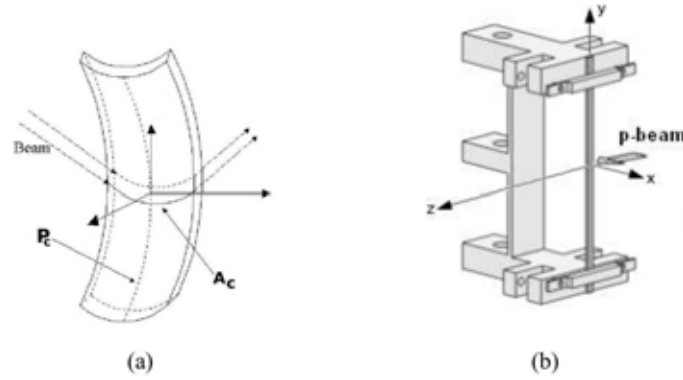


Figura 2.4: Principio di piegatura di un cristallo di tipo strip; (b) Schema del supporto per un cristallo di tipo strip

In un monocristallo si può indurre, tramite una piegatura meccanica, una struttura con caratteristiche molto simili ad un cristallo con struttura a mosaico, grazie alle forze elastiche del cristallo stesso. L'effetto prende il nome di effetto quasi mosaico elastico o effetto Sumbaev ([11]) e, come si vede in figura 2.5, ha luogo se le linee di taglio del cristallo non sono allineate ai piani cristallografici.

Questo tipo di cristalli vengono curvati in una delle due direzioni di maggiore dimensione ($O(cm)$), con raggio di curvatura ρ , ottenendo anche la curvatura, di raggio ρ' , nell'altra direzione (dimensione dell'ordine del cm) (Fig.2.6). Questa seconda curvatura provoca la flessione dei piani cristallini nella restante direzione (dimensione $O(mm)$), usata per l'effetto fisico con i fasci di particelle.

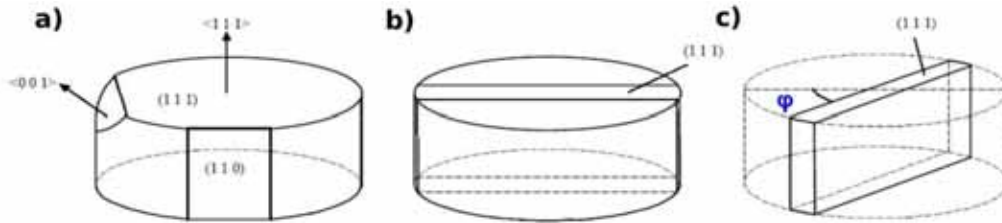


Figura 2.5: (a) Lingotto di silicio prima del taglio; (b) Linea di taglio della placca (allineata ai piani cristallografici) nella quale l'effetto quasimosaico non ha luogo; (c) Linea di taglio della placca (disallineata rispetto ai piani cristallini) nella quale si ha l'effetto quasimosaico

La particolare tecnica utilizzata per la produzione di questo tipo di cristalli può causare, come verrà evidenziato nel Capitolo 4, una disomogeneità nella curvatura utilizzata per la deflessione di particelle.

2.2.3 Multicristalli

La deflessione dovuta al channeling è tipicamente almeno 5 volte più accentuata rispetto a quella dovuta a volume reflection e quindi nel caso di dispositivi che sfruttano il secondo fenomeno, l'angolo di deflessione di singolo cristallo può essere non sufficientemente elevato. E' possibile, comunque, ottenere angoli di deflessioni

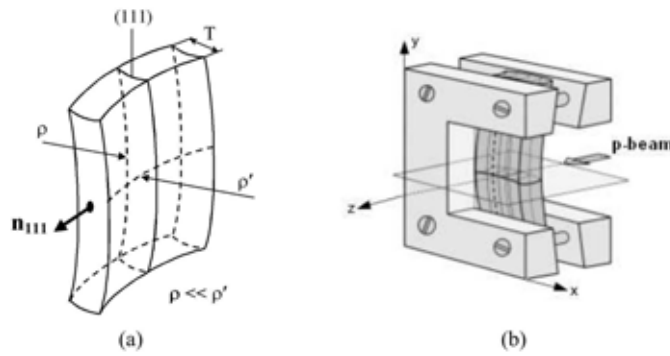


Figura 2.6: (a) Principio di piegatura di un cristallo di tipo quasimosaico; (b) Schema del supporto per un cristallo di tipo quasimosaico

elevati utilizzando più cristalli in sequenza. In questo caso è necessario che l'allineamento relativo dei vari cristalli sia eseguito con un elevato livello di accuratezza per mantenere l'efficienza di questi dispositivi, data idealmente dal prodotto delle efficienze di singolo cristallo, oltre il 90%.

Dispositivi di questo tipo, detti dispositivi *multicristalli*, possono essere prodotti con cristalli sia di tipo strip sia di tipo quasimosaico. In Fig.2.7 e Fig.2.8 è possibile osservare un dispositivo multicristallo costruito tramite cristalli di tipo strip. Un multicristallo di tipo quasimosaico può essere osservato in Fig.3.18.

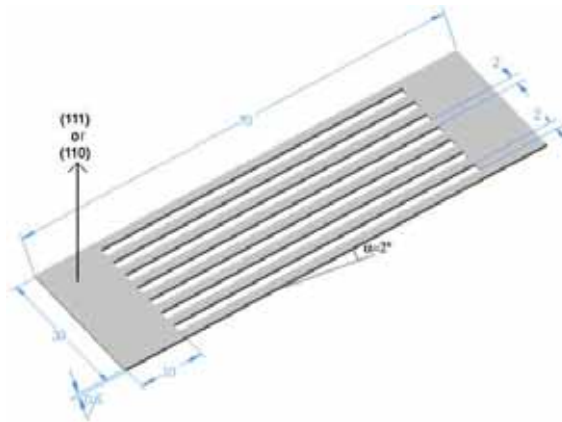


Figura 2.7: Rappresentazione di un multicristallo di tipo strip.

2.3 Estrazione di fasci

L'utilizzo più comune di cristalli curvati alle macchine acceleratrici è nell'estrazione dei fasci di particelle dagli anelli di accumulazione. Il primo centro sperimentale a seguire questa linea di ricerca è stato l'Institute for High Energy Physics (IHEP) di Protvino, in Russia con una serie di studi sull'estrazione tramite cristalli, a partire dal 1989. Parallelamente anche al Centro Europeo per la Ricerca Nucleare (CERN) di Ginevra (Svizzera), al Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) di Batavia

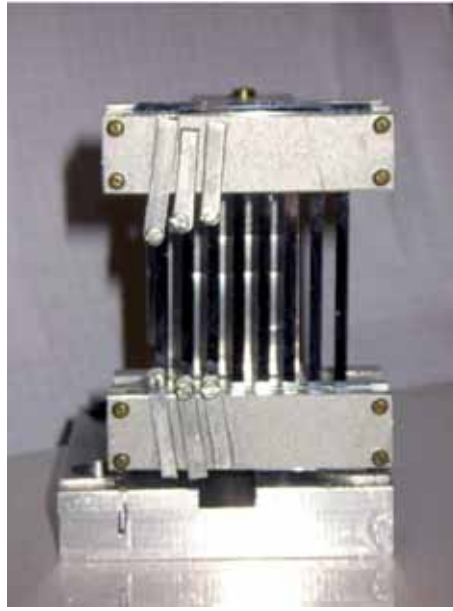


Figura 2.8: Un cristallo di tipo multistrip montato sul suo supporto

(Illinois) e al Brookhaven National Laboratory (BNL) di Upton (New York) è stata condotta un'intensa attività sperimentale volta sia ad una migliore comprensione e modellizzazione dell'interazione particella-cristallo che allo sviluppo di applicazioni in supporto alle tecniche *standard* di estrazione.

Le grandezze oggetto di indagine sono principalmente: angolo di deflessione, accettazione angolare ed efficienza.

L'angolo di deflessione rappresenta lo spostamento medio del fascio rispetto alla direzione originale. L'accettazione angolare rappresenta l'intervallo angolare per cui le particelle incidenti sul cristallo vengono, in media, deflesse. L'espressione teorica delle due grandezze negli effetti di channeling e volume reflection è quella vista nel capitolo 1.

Nel caso di utilizzo dei cristalli come estrattori l'efficienza è definita sperimentalmente come il rapporto tra l'intensità del fascio estratto in una linea esterna rispetto alla perdita complessiva di intensità del fascio che circola nell'acceleratore. Essa è legata alla probabilità per le particelle incidenti sul cristallo di essere deflesse.

2.3.1 Tecniche di estrazione

L'estrazione del fascio tramite cristalli può essere fatta principalmente in due maniera distinte ([12]):

Passaggio singolo (*Single-pass*)

La particella viene estratta dal fascio dall'interazione con un cristallo in cui l'angolo di deflessione voluto viene ottenuto con una lieve curvatura ed un'opportuna lunghezza. Una divergenza del fascio maggiore dell'angolo critico del channeling

degrada molto l'efficienza di estrazione anche nel caso di utilizzo della deflessione dovuta a volume reflection.

Passaggio multiplo (*Multi-pass o Multi-turn*)

La particella viene estratta dall'interazione con un cristallo molto corto ma di curvatura più alta rispetto al single-pass. La probabilità, per una particella, di essere incanalata (o riflessa) in un passaggio nel cristallo è notevolmente ridotta rispetto all'estrazione per passaggio singolo. La particella, non incanalata, subisce deflessioni multiple ma a causa del piccolo spessore attraversato ha un'elevata probabilità di continuare il suo percorso all'interno dell'anello di accumulazione. Per una particella non estratta ma rimasta nell'anello aumenta la probabilità di estrazione in un passaggio successivo. Nelle condizioni tipiche di utilizzo (macchine acceleratrici di energia dell'ordine del GeV) l'estrazione avviene in media dopo 5 - 10 interazioni con il cristallo e 100 giri nella macchina acceleratrice. Con questa tecnica la divergenza del fascio ha un contributo notevolmente ridotto nell'efficienza di estrazione che risulta più alta rispetto al single-pass.

2.3.2 Sperimentazione presso l'IHEP di Protvino

All'acceleratore $U-70$ dell'IHEP di Protvino sono state eseguite prove di estrazione con fasci di protoni con un'energia di $70GeV$ utilizzando cristalli molto corti con una tecnica di estrazione multi-pass. Sono stati testati i vari tipi di cristalli descritti nella sezione 2.2.2 ed i risultati sono stati confrontati con quelli delle simulazioni Monte Carlo, con il fine sia di calibrare le simulazioni stesse che di ottimizzare i parametri dei dispositivi di estrazione sotto test. L'efficienza prevista con tecniche Monte Carlo era del 90% per cristalli più corti di un millimetro e questo è stato confermato con una serie di misure sperimentali (1997-2000) che hanno messo in luce la dipendenza dell'efficienza stessa dalla dimensione del cristallo nella direzione di attraversamento del fascio. La dipendenza predetta e misurata può essere osservata in Fig. 2.9.

I risultati hanno confermato come i cristalli corti siano preferibili in tecniche multi-pass. In questi cristalli infatti è minore la probabilità di dechanneling ([19]).

L'accordo tra dati sperimentali e predizioni teoriche è risultato essere molto accurato. In Fig. 2.10 è possibile notare l'accordo con le simulazioni per la variazione di intensità nell'anello di accumulazione (in alto) e per il valore di efficienza (in basso) in funzione dell'angolo relativo tra cristallo e direzione media del fascio.

Altre due conclusioni relative all'estrazione del fascio tramite cristalli curvati possono essere tratte osservando le misure sperimentali, in accordo con le simulazioni, riportate in Fig.2.11 e Fig.2.12:

- l'efficienza di estrazione aumenta con l'energia del fascio (Fig. 2.11);
- l'efficienza di estrazione cambia all'aumentare della frazione di fascio incidente sul cristallo (Fig. 2.12).

La Fig. 2.11 mostra il rapporto tra la frazione di particelle estratte e la frazione

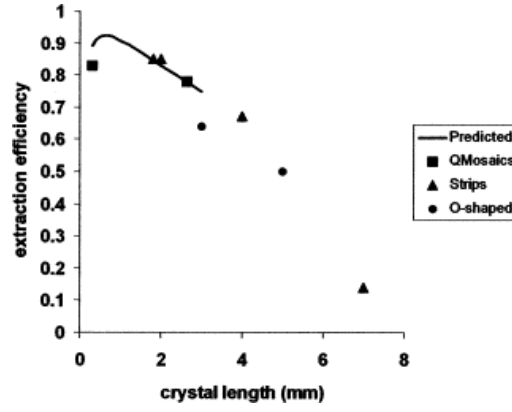


Figura 2.9: Distribuzione dell'efficienza del fascio estratto in funzione della lunghezza del cristallo. Le misure sono state eseguite in anni differenti e i simboli corrispondono a tre tipi di cristalli: “O-shaped” (cerchi [31] [27] [32]), “strip” (triangoli [31] [27] [32]), “quasi-mosaici” (quadrati [33]). La linea continua corrisponde alla simulazione Monte Carlo ([27]).

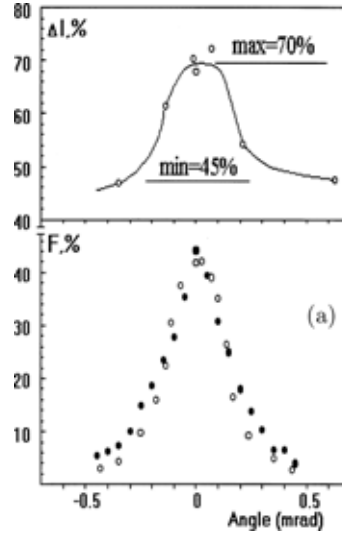


Figura 2.10: In alto: riduzione del fascio estratto in funzione dell'orientazione del cristallo. Sono segnati il valore massimo di riduzione di 70%, ad un valore molto prossimo a 0mrad e il valore minimo di 45% a circa $\pm 0.5\text{mrad}$. In basso: efficienza di estrazione come funzione dell'orientazione del cristallo per i dati sperimentali (cerchi vuoti) e per le predizioni teoriche (cerchi pieni).

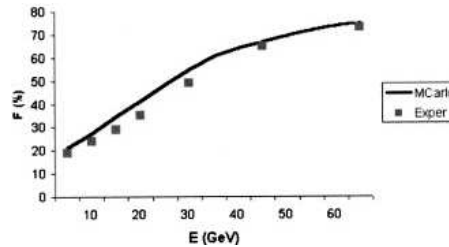


Figura 2.11: Distribuzione dell'efficienza di estrazione in funzione dell'energia del fascio: la linea continua corrisponde alla simulazione Monte Carlo, i punti corrispondono ai dati sperimentali.

persa, in funzione dell'energia del fascio. Le misure sono state fatte durante il periodo di accelerazione del fascio nell'anello di accumulazione, con valori di energia a

partire da 1.3GeV fino al valore di 70GeV (valore di regime dell' $U - 70$).

La Fig. 2.12 invece mostra come l'efficienza di estrazione dipenda dalla frazione di particelle che incide sul cristallo e dalla posizione di questo rispetto all'orbita del fascio. Le misure sono state effettuate variando la superficie del cristallo colpita dal fascio e i due set distinti di dati si riferiscono ad uno stesso cristallo posto in due posizioni differenti.

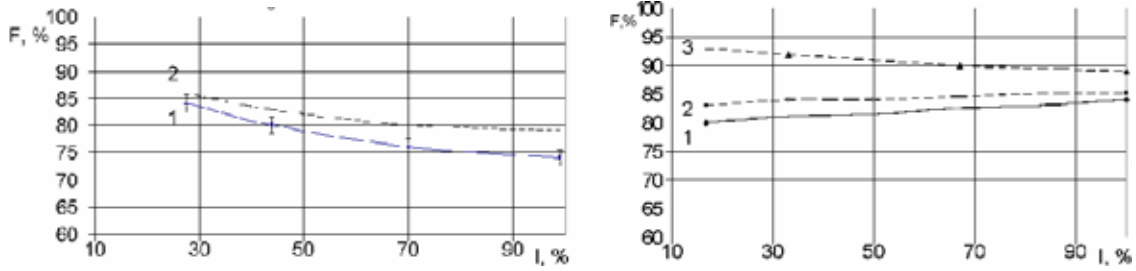


Figura 2.12: Distribuzione dell'efficienza di estrazione in funzione della frazione di particelle incidenti sul cristallo. La linea continua in entrambe le immagini rappresenta i dati sperimentali per il cristallo situato in due diverse postazioni della linea dell'acceleratore, la linea tratteggiata i dati simulati. La curva 3 (tratteggiata) corrisponde ad una simulazione per lo stesso cristallo ma installato in una posizione differente.

2.3.3 Sperimentazione da parte del CERN

Le misure al CERN di Ginevra hanno riguardato la conferma sperimentale della relazione teorica tra curvatura critica di channeling e numero atomico del materiale di cui è costituito il cristallo (cfr. Eq.1.7). Tramite la macchina acceleratrice SPS sono stati analizzati cristalli a diverso numero atomico, come silicio ($Z = 14$), germanio ($Z = 32$) e tungsteno ($Z = 74$), misurando le efficienze di deflessione e di estrazione su fasci di ioni e protoni ad alte energie.

Confrontando materiali con differente numero atomico è possibile notare come l'efficienza di deflessione cali prima in quei materiali nei quali l'angolo critico di curvatura è più basso. Questo può essere osservato nei risultati sperimentali di Fig 2.13 che mostrano la dipendenza dell'efficienza di deflessione dall'angolo di deflessione per due materiali diversi: tungsteno (sinistra) e silicio (destra). Se il valore per l'efficienza di estrazione è paragonabile a bassi angoli di deflessione, decresce (come predetto dalla teoria) in maniera più accentuata per il silicio rispetto al germanio all'aumentare della deflessione. Un valore, ad esempio, del 20% di efficienza viene raggiunto ad un angolo di deflessione di 12 mrad per il germanio e di 6mrad per il silicio, che ha un numero atomico all'incirca della metà.

La dipendenza dell'efficienza di estrazione dalla carica della particella incidente (cfr. Eq.1.7), invece, è stata confermata confrontando l'interazione, con cristalli di silicio, di fasci di protoni e ioni Pb^{+82} a energie di 450 GeV/c e 33 TeV/c (corrispondenti a 400 GeV/c per nucleone carico) rispettivamente.

Cristalli curvati sono stati utilizzati, successivamente, per estrarre ioni Pb^{82+} di 22 TeV/c (corrispondenti a 270 GeV/c per nucleone carico) con tecniche multi-pass. In Fig.2.14 è presentata la curva di efficienza di estrazione ottenuta. La larghezza

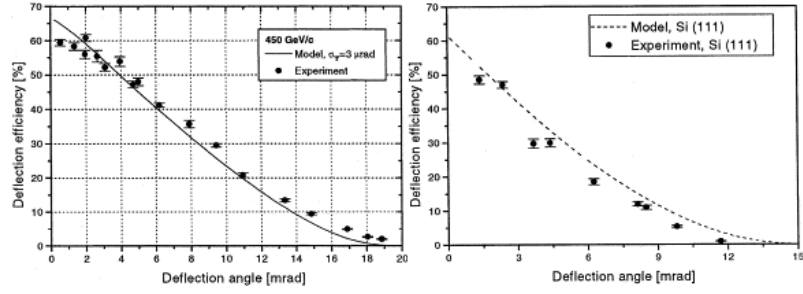


Figura 2.13: Sinistra: efficienza di deflessione in funzione dell'angolo di deflessione per un fascio di protoni di 450 GeV in effetto channeling su un cristallo di germanio. I dati simulati (linea continua) sono in accordo con quelli sperimentali (punti con barre di errore) ([36] [37]). Destra: efficienza di deflessione in funzione dell'angolo di deflessione per protoni di 450 GeV su un cristallo di silicio. La linea tratteggiata rappresenta i dati simulati, i punti rappresentano i dati sperimentali ([36] [37]).

della curva ($O(0.1\text{mrad})$) risultata più stretta che nel caso di protoni ($O(1\text{mrad})$, si veda a titolo di esempio la Fig.2.10) probabilmente a causa di un contributo dominante dell'estrazione da singola interazione e ad un'eccessiva estinzione nel caso di interazioni multiple ([25] [26]).

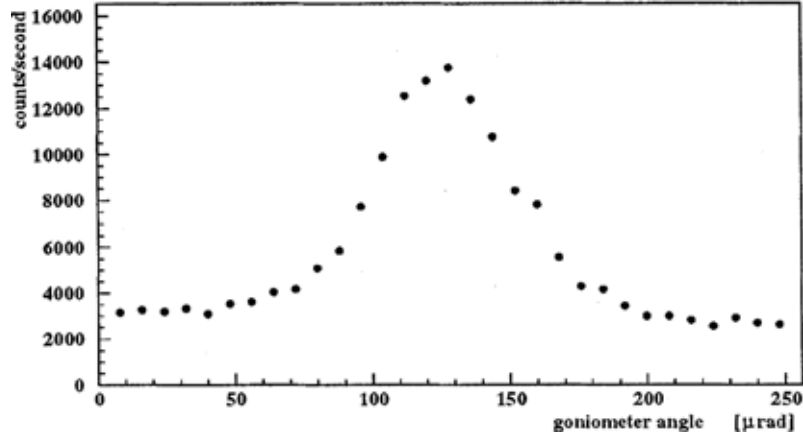


Figura 2.14: Efficienza di estrazione in funzione dell'orientazione del cristallo per fasci di ioni Pb^{+82} di 22TeV .

Nelle prove di estrazione con fascio di ioni Piombo con energia di 33 TeV le misure di efficienza sono state eseguite contando le particelle deflesse tramite sistemi di coincidenza con rivelatori a scintillazione. Un tracciamento di singola particella, come spiegato più approfonditamente nel capitolo 3, e misure di energia o momento per le particelle deflesse, avrebbero approfondito la conoscenza dei fenomeni fisici sottesi alla deflessione. Nelle pubblicazioni che hanno seguito le misure effettuate all'acceleratore SPS ([28]) è stato comunque notato come un fascio di ioni di questa energia rilasci, in media, 2GeV/mm in regime amorfo e circa la metà nel caso allineato. Perdite di energia di questa entità possono portare ad un danneggiamento da radiazione molto elevato. Tipicamente, comunque, fasci di ioni pesanti hanno intensità nettamente inferiori a quelli di particelle leggere e ciò non sembra essere, quindi, un fattore limitante.

2.3.4 I fasci K_S e K_L per l'esperimento NA48

Uno degli scopi dell'esperimento NA48 era la dimostrazione della violazione diretta di CP (Invarianza sotto Coniugazione di Carica e Parità) attraverso la misura di $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ nel sistema dei kaoni neutri K^0 .

I dati sono stati raccolti dal 1997 al 1999 presso l'acceleratore SPS del CERN ed il risultato per l'esperimento è stato pubblicato nel 2001 ([29]). L'esperimento ha avuto una seconda fase nel sistema dei kaoni carichi e la collaborazione sta attualmente lavorando alla costruzione di un nuovo esperimento, denominato NA62, con misure sempre nel sistema dei kaoni carichi.

La violazione di CP è una violazione dell'invarianza del prodotto degli operatori di coniugazione carica e parità ed è collegata alla presenza di tre generazioni di quark ed alla conseguente possibilità di una fase complessa nella matrice CKM. Fu osservata per la prima volta nel 1964 da Cronin, Christenson e altri ([30]), proprio nel sistema dei kaoni.

I mesoni K sono prodotti nelle interazioni forti e risultano essere combinazioni lineari di K^0 ($S = -1$) e $\bar{K}^0$ ($S = 1$)¹ formando gli autostati di massa K_S e K_L . Poichè i kaoni sono particelle leggere possono decadere solamente per via debole in 2π o 3π con $\Delta S = 1$.

Applicando l'operazione di CP a K^0 si ottiene $\bar{K}^0$ e viceversa, essendo le due particelle autostati dell'operatore stesso.

La conservazione di CP implica che K_S e K_L siano autostati puri di CP e che K_L debba decadere solamente in stati finali con $CP = -1$ (quindi in 3π) mentre K_S in quelli con $CP = +1$ (in 2π). Un segnale di decadimenti $K_L \rightarrow 2\pi$ ($CP = +1$) indica che questa simmetria non è conservata.

La violazione CP può presentarsi in via *diretta*, attraverso processi di decadimento di $K_L \rightarrow \pi\pi$ ed è rappresentata dal parametro ε' e in via *indiretta* attraverso il mescolamento degli stati K^0 e $\bar{K}^0$, rappresentata da ε . Le grandezze ε' e ε sono collegate ai rapporti d'ampiezza ([21]):

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx \varepsilon + \varepsilon' \quad \eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \approx \varepsilon - 2\varepsilon' \quad (2.1)$$

che rappresentano, in ogni modo di decadimento, l'importanza dei decadimenti che non conservano CP rispetto a quelli che lo conservano.

Poichè ε' è molto minore di ε conviene misurare il rapporto $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ attraverso il doppio rapporto di decadimento R :

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)} / \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi_+\pi_-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \simeq 1 - 6\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon). \quad (2.2)$$

Le misure precedenti all'esperimento (prima del Giugno 2001) davano un valore medio di $(19.2 \pm 2.5) \times 10^{-4}$ con un valore di χ^2/ndf di 10.4/3 da confrontare con un valore previsto teoricamente di $1 \div 30 \times 10^{-4}$. L'esperimento aveva come fine la misura di questo rapporto con un'accuratezza di 2×10^{-4} utilizzando la tecnica del doppio rapporto di decadimento e utilizzando fasci di kaoni collineari.

¹S è il numero quantico di stranezza del Modello Standard, vale ± 1 per particelle/antiparticelle definite "strane" e 0 per quelle non "strane"

Per raggiungere lo scopo i principali obiettivi sono stati:

- rendere i *bias* sistematici per i decadimenti, in pioni carichi ed in pioni neutri, simmetrici tra loro. In questo modo la maggior parte degli effetti sistematici viene soppressa al primo ordine e solo le differenza tra le due componenti necessitano di essere studiate in dettaglio;
- raccolgere simultaneamente i quattro modi di decadimento per minimizzare effetti dovuti ai flussi dei fasci, alle inefficienze nell'identificazione dei K_L e K_S , etc...;
- raccolgere i modi di decadimento da una regione comune di decadimento, tramite l'utilizzo di fasci *quasi-collineari* per minimizzare le correzioni d'accettazione.
- un potere di reiezione degli eventi di fondo molto elevato;

Per soddisfare queste richieste è stato progettato il setup sperimentale schematizzato in Fig. 2.15 (con particolare attenzione all'utilizzo di cristalli curvati).

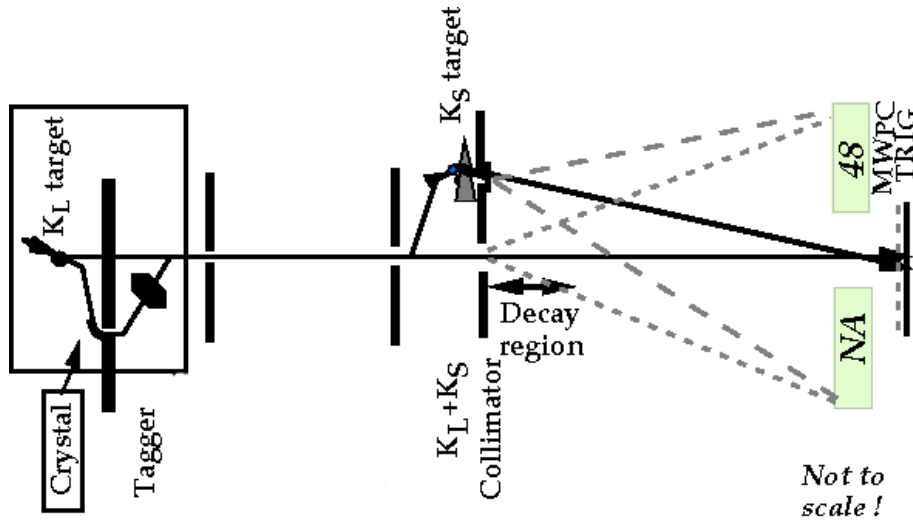


Figura 2.15: Setup sperimentale per l'estrazione di fasci di K con cristalli curvati nei due canali di decadimento K_L e K_S .

Il fascio di K_L per l'esperimento veniva prodotto in una linea dell'SPS con un fascio primario di protoni di 450 GeV su un bersaglio di Berillio: i kaoni neutri proseguivano lungo la linea orizzontale del fascio primario, mentre i protoni non interagenti venivano deflessi da un magnete e mandati contro un cristallo curvato di silicio. Solo una piccola frazione di questi era nelle condizioni cinematiche per il channeling e un fascio di protoni attenuato ($\sim 3 \times 10^7\text{ ppp}$, rispetto al fascio originale di $\sim 10^{12}\text{ ppp}$ ²) veniva mandato ad un bersaglio per la produzione dei K_S .

Il cristallo curvato era montato su di un goniometro per poterne gestire in modo remoto l'orientazione.

Entrambi i fasci, di K_L e K_S , attraversavano successivamente un canale comune nei quali decadevano nei loro prodotti. Un complesso sistema di rivelatori costituito da un calorimetro elettromagnetico, da uno spettrometro magnetico e da camere a deriva serviva per studiare le tracce dei prodotti di decadimento.

²L'unità di misura *ppp* indica "particle per pulse", ossia la quantità di particelle in un impulso (*spill*)

Nel 1999 la collaborazione NA48 aveva pubblicato le sue prime misure basate sui dati del 1997 in cui erano stati osservati circa mezzo milione di decadimenti proibiti. I dati raccolti nel 1998 ne avevano osservati un numero 2.5 volte superiore e nel 1999 un numero 3.3 volte maggiore, a seguito di successivi miglioramenti al sistema di trigger e ad altri componenti del rivelatore.

Con le misure del 1998-1999 è stato raggiunto il risultato:

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (15.0 \pm 2.7) \times 10^{-4} \quad (2.3)$$

Questo combinato con il risultato pubblicato nel 1998 (basato sui dati del 1997) risulta essere:

$$Re = (\varepsilon'/\varepsilon) = (15.3 \pm 2.6) \times 10^{-4} \quad (2.4)$$

con un valore di χ^2/ndf di 5.5/3.

I risultati ottenuti grazie all'utilizzo di cristalli curvati, analoghi a quelli oggetto di questo lavoro di tesi, sono:

- è stata ottenuta un'efficienza di deflessione del fascio di 1.0×10^{-4} [28], in buon accordo con le previsioni teoriche e soddisfacente alle richieste dell'esperimento per la riduzione dei decadimenti K_S ;
- il fondo di muoni misurato nell'esperimento è stato di 10 volte inferiore a quello aspettato con una deflessione tramite magneti [28].
- è stata mantenuta un'emittanza³ del fascio estratto ben definita in entrambi i piani;
- è stata dimostrata la resistenza del sistema cristallo-goniometro al danneggiamento da radiazione (durata del cristallo, prima di un sostituzione, stimata dell'ordine di 100 anni, con l'intenso fascio di protoni utilizzato dall'esperimento) [28].

2.4 Sistema di collimazione di fasci di alte energie

Ogni macchina acceleratrice è caratterizzata da vari parametri che rappresentano le grandezze correlate ai fasci prodotti ed accelerati.

I principali parametri sono sicuramente energia e luminosità (frequenza di interazioni per sezione d'urto unitaria) del fascio. Entrambe le grandezze sono ottimizzate in base al campo di ricerca per il quale l'acceleratore è stato pensato e costruito.

Un altro importante parametro della macchina è sicuramente la sezione trasversa del fascio. Questa, di forma ellittica, è specificata dalle dimensioni dei due assi o più comunemente da quelle dei semiassi: σ_x e σ_y (rispettivamente il semiasse nella direzione radiale rispetto all'anello dell'acceleratore e quello nella direzione perpendicolare al piano dell'anello stesso).

Il fascio non è contenuto uniformemente all'interno di questa ellisse, ma ha un profilo gaussiano in entrambe le direzioni. Le $\sigma_{x,y}$, tabulate nelle caratteristiche del fascio prodotto da una macchina acceleratrice, identificano le deviazioni standard dei profili nelle due direzioni trasverse del fascio.

Fuori da questa ellisse si ha una coda del profilo, formata da particelle che non

³grandezza utilizzata in fisica degli acceleratori per definire l'area di un ellisse (πR_0) entro la quale si trovano i punti rappresentativi delle particelle nello spazio delle fasi

verranno focalizzate correttamente dai quadrupoli e curvate in maniera efficiente dai dipoli, a causa dell'eccessiva distanza dal centro della sezione del fascio. Questa coda è chiamata generalmente *alone* ed ha effetti molto importanti sulla pulizia delle misure fisiche fatte oltre che sulla resistenza degli apparati di cui è costituito l'acceleratore stesso [43]. Le particelle appartenenti all'alone vengono perse nelle varie fasi di accelerazione e accumulazione della macchina e degradano la luminosità nominale del fascio stesso.

La perdita di particelle dal fascio è legata a dinamiche complesse del fascio ed è particolarmente difficile da evitare, per cui all'aumentare delle energie e delle luminosità delle macchine acceleratrici sono state studiate tecniche sempre più complesse di collimazione.

Un moderno sistema di collimazione è costituito da vari materiali inseriti lungo la linea dell'orbita dell'acceleratore. Un primo collimatore intercetta l'alone primario del fascio e devia parte delle particelle in un alone secondario intercettato a sua volta da un secondo collimatore. Questo ne assorbe la parte centrale mentre la parte rimanente incontra una terza serie di collimatori. Questo può essere visto in Fig.2.16.

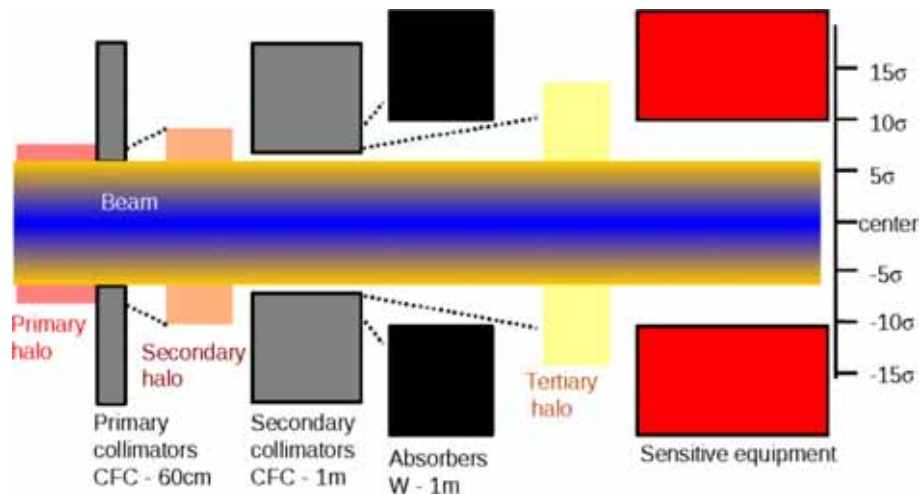


Figura 2.16: Rappresentazione schematica di un moderno sistema di collimazione.

Il primo collimatore è solitamente un materiale non omogeneo che ferma l'alone primario e devia alcune particelle del fascio incidente in direzioni casuali (*alone secondario*). Per la casualità delle direzioni delle particelle deflesse risulta particolarmente difficile posizionare il secondo collimatore in modo da assorbire il maggior numero di particelle dell'alone secondario.

Per effetto dell'alone residuo si può avere un danneggiamento dei costituenti più sensibili al danneggiamento da radiazione della macchina acceleratrice, una presenza di eventi di fondo nelle misure fisiche dovuti a interazioni dell'alone con il gas residuo nel tubo a vuoto contenente il fascio (*beam pipe*) ed un allargamento del fascio nei punti di interazione con conseguente diminuzione della luminosità.

2.4.1 Utilizzo di cristalli curvati per la collimazione

All'aumentare delle luminosità ed energie delle macchine acceleratrici di ultima generazione le richieste di rimozione dell'alone sono diventate sempre più rigide, spingendo alla ricerca di nuove tecniche di collimazione. Nei sistemi di collimazione *standard*, infatti, l'alone terziario prodotto dal sistema di collimazione stesso potrebbe essere ancora troppo copioso.

Una soluzione al problema potrebbe essere nel sostituire il primo collimatore con un cristallo curvato: tutte le particelle che incidono sul cristallo con un angolo piccolo rispetto alla direzione del fascio subiscono l'effetto channeling e risultano deviate, all'incirca, con lo stesso angolo. In questo modo il cristallo viene utilizzato per estrarre le particelle dal fascio in modo non casuale e queste possono essere successivamente assorbite con sistemi di collimazione e assorbimento tradizionali. In Fig.2.17 i sistemi tradizionali di collimazione e tramite cristalli curvati possono essere confrontati.

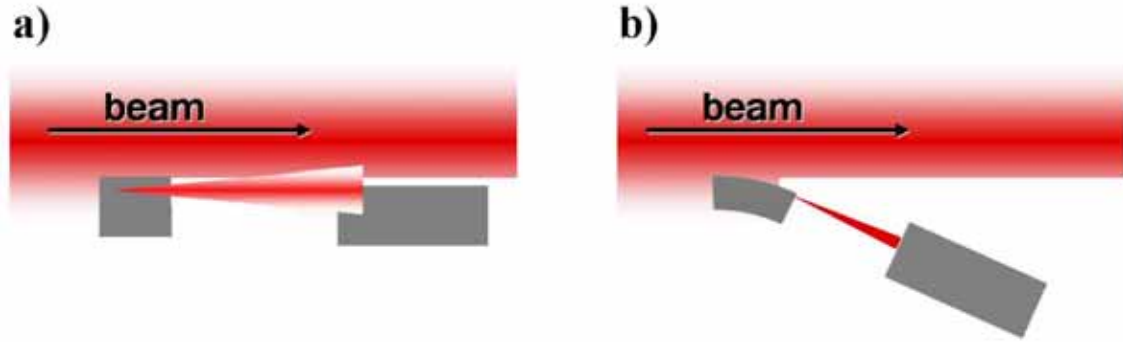


Figura 2.17: Confronto schematico tra un sistema di collimazione tramite cristalli curvati (b) ed uno tradizionale (a).

La frazione di particelle che colpendo il cristallo possono essere incanalate, definita *accettanza*, è calcolabile analiticamente supponendo un potenziale, interplanare (o assiale) del cristallo, armonico e una divergenza uniforme del fascio $2\Phi \geq 2\theta_c$ ([24]), nel caso di un cristallo dritto:

$$A \approx 0.66 \frac{\theta_c}{\Phi} \quad (2.5)$$

dove il coefficiente numerico dipende dalla distanza (d_p) e dal potenziale ($U(x)$) interplanari e θ_c è l'angolo critico per il channeling (cfr. 1.1). L'accettanza eguaglia l'efficienza di channeling se il dechanneling è trascurabile (cristallo sottile e fascio di alta energia). Il termine centrifugo in un cristallo curvo abbassa l'efficienza di channeling di qualche punto percentuale (3 – 4%).

L'accettanza per channeling definita in 2.5 è limitata molto dal valore dell'angolo critico ($O(10\mu rad)$).

Utilizzando il fenomeno della volume reflection, caratterizzato da un'accettanza angolare molto più ampia ($O(50\mu rad)$) è possibile ottenere dispositivi caratterizzati da efficienze maggiori e quindi maggiormente performanti. Per volume reflection, però, è l'angolo di deflessione ad essere limitato ($O(10\mu rad)$) e per l'utilizzo di questo fenomeno di diffusione coerente si rende necessaria la costruzione dei dispositivi visti

in Sez.2.2.3, realizzati, tipicamente, con almeno 5 cristalli in sequenza in modo da raggiungere angoli di deflessione paragonabili a quelli del channeling ($O(50\mu rad)$). Come visto in precedenza, però, per questo tipo di dispositivi diventa essenziale un allineamento particolarmente accurato dei cristalli. Cristalli non allineati con il giusto livello di precisione vanificherebbero, rispetto a dispositivi basati sul channeling, tutto il vantaggio in termini di accettanza angolare. In Fig.2.18 è presentato schematicamente un sistema di collimazione multicristallo tramite volume reflection a confronto con uno a cristallo singolo. Nel Cap.3 verrà presentato il lavoro di ricerca, sulle possibili prestazioni di simili dispositivi, svolto dalla collaborazione H8-RD22 e oggetto di questo lavoro di tesi.

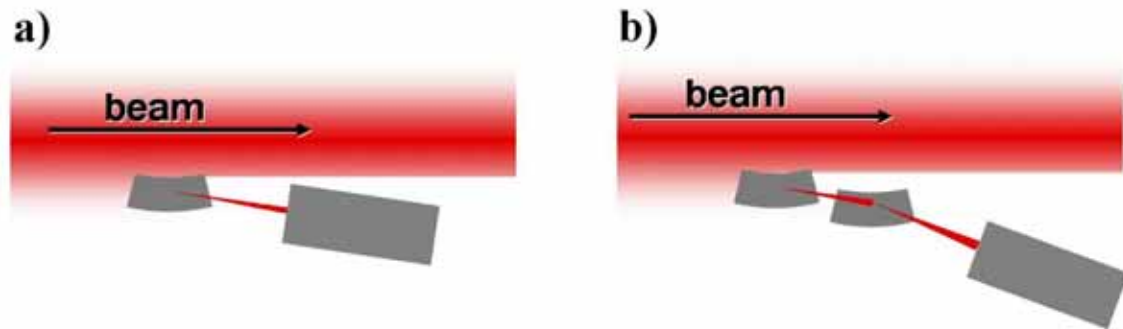


Figura 2.18: Confronto schematico tra un sistema di collimazione a singolo cristallo (a) ed uno multicristallo (b) che utilizzano il fenomeno della volume reflection.

L'idea di realizzare un sistema di collimazione che facesse uso di cristalli curvati fu esplorata per la prima volta per l'acceleratore adronico SSC.

Il Superconducting Super Collider

Il Superconducting Super Collider (SSC) sarebbe dovuto essere un gigantesco collisionatore adronico con fasci di protoni, iniettati nell'anello con un'energia di 2 TeV ed accelerati fino ai 10 TeV, con il fine di avere delle collisioni ad un'energia di 20 TeV. L'SSC sarebbe dovuto essere costruito presso la cittadina di Waxahachie nel Texas (USA) e venne ideato all'inizio degli anni '80. La circonferenza di SSC era prevista essere di 87 km. Le stime iniziali valutavano in circa 4 miliardi di dollari il costo del progetto ed i presidenti Ronald Reagan e George H. W. Bush sostennero con entusiasmo il progetto. All'inizio degli anni '90 ebbero inizio i lavori di scavo nelle praterie del Texas. A quel punto, però, variazioni progettuali e spese impreviste avevano quasi triplicato il costo dell'acceleratore e per questo nel 1993 il Congresso tagliò il progetto, benché fossero già stati spesi 2 miliardi di dollari. Il tunnel parzialmente scavato venne abbandonato e oggi solo alcuni pozzi colmati ne indicano la presenza.

Un anello di accumulazione realizzato con magneti superconduttori è particolarmente sensibile al danneggiamento da radiazione poiché un accumulo di radiazione sul

materiale costituente del magnete può provocare il passaggio repentino dalla fase superconduttiva a quella conduttiva. Questo fenomeno prende il nome di *quenching* e può causare una notevole perdita di tempo-macchina, necessario alla sostituzione dei magneti, in aggiunta all'elevato dispendio economico.

In uno studio di fattibilità del sistema di collimazione del 1991 ([14]) fu ipotizzato l'utilizzo di cristalli curvati per migliorare le capacità di riduzione dell'alone.

La proposta, frutto di simulazioni e calcoli teorici, era di utilizzare un assorbitore di rame, tungsteno e grafite preceduto da un bersaglio sottile di un altro materiale (tungsteno) con lo scopo di aumentare lo spostamento dell'alone in prossimità del bordo, a monte (*upstream*), dell'assorbitore, separandolo dal fascio. Lo spostamento poteva essere ulteriormente aumentato tramite l'utilizzo di cristalli curvati, in sostituzione del bersaglio sottile, posti ad una distanza di 6σ dal centro del fascio. Con questo tipo di configurazione si preveda di ottenere:

- un fattore 2.5 di riduzione della massima energia depositata nel materiale di assorbimento. Questo ne semplifica le condizioni termiche e ne estende il ciclo di vita.
- un aumento dell'energia totale assorbita (50% contro 20%).
- un fattore 10 di riduzione delle perdite di energia del fascio a valle (*downstream*)
- richieste di allineamento e di rifinitura dell'assorbitore notevolmente più lasche.

2.4.2 Prove sperimentali di collimazione di fasci di alte energie

Le simulazioni ed i calcoli teorici, per lo studio di fattibilità di un sistema di collimazione che utilizzasse un cristallo curvato come primo collimatore, per l'acceleratore mai realizzato SSC, sono stati seguiti da prove sperimentali in altri centri di ricerca, volte alla conferma dei risultati ottenuti tramite simulazioni e indirizzati all'ottimizzazione dei parametri dei dispositivi in via di sviluppo.

Questi sistemi di collimazione sono stati testati nei centri di IHEP-Protvino ([20]), BNL ([22] [23] [24]) (RHIC, ad energie di 100-250 *GeV*), FNAL ([38]) (Tevatron, ad energie di 1000 *GeV*) e del CERN [39].

Prove sperimentali all'IHEP di Protvino

Le prime prove per convalidare l'idea dell'utilizzo di un cristallo come primo collimatore sono avvenute all'IHEP di Protvino, nel 1999 su un fascio di protoni di 70 *GeV*. Il cristallo è stato installato in una linea dell'acceleratore $U - 70$ e posizionato in modo da essere intercettato completamente dal fascio. Le particelle che entravano in channeling non venivano estratte in una linea esterna ma venivano assorbite da un secondo collimatore [31].

La distribuzione radiale del fascio uscente dal cristallo veniva ricostruita da un profilometro posto tra i due materiali, che misurava l'intensità del fascio incidente sulla superficie dell'assorbitore. In Fig.2.19 sono presentati quattro dei casi sperimentati: a): distribuzione del profilo del fascio usando un materiale disomogeneo come primo collimatore (il cristallo è mantenuto fuori dall'orbita del fascio). In questo caso la

maggior parte delle particelle è ancora centrata rispetto alla direzione di collisione originaria del fascio.

b): distribuzione dell'intensità del fascio usando un cristallo, non allineato al fascio, come primo collimatore. Il cristallo non allineato si comporta come un materiale amorfo.

c): distribuzione del profilo del fascio usando un cristallo come primo collimatore, dopo averlo allineato al fascio. Il fascio ha il massimo di intensità spostato rispetto alla linea del fascio.

d): distribuzione del profilo del fascio usando un magnete per deflettere le particelle (il cristallo è fuori dall'orbita del fascio). La distribuzione del fascio è spostata come nel caso di utilizzo del cristallo ma risulta più larga.

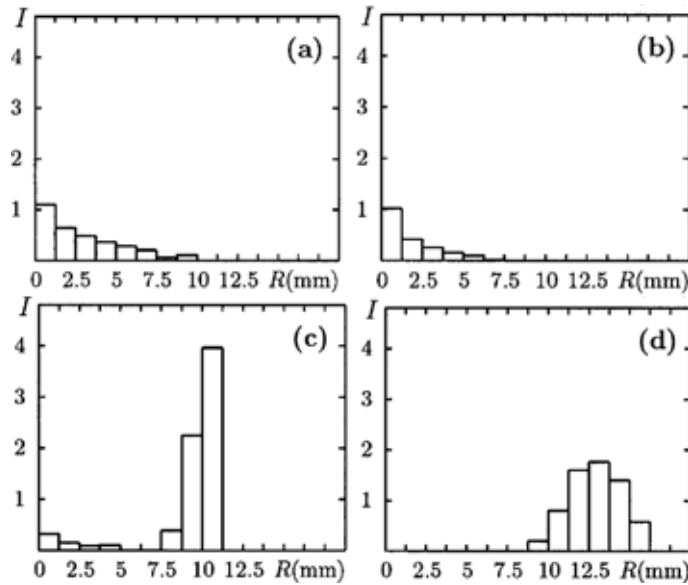


Figura 2.19: Intensità del fascio in funzione della distanza radiale dalla linea del fascio nel caso di: (a) materiale amorfo come primo collimatore, (b) cristallo non allineato come primo collimatore, (c) cristallo allineato come primo collimatore, (d) magnete come primo collimatore.

Esperimenti di collimazione con ioni pesanti all'acceleratore RHIC

Il Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) situato all'interno dei laboratori del BNL, consiste di due anelli superconduttori lunghi $3833m$ capaci di accelerare una vasta gamma di particelle. Possono essere accelerate particelle che vanno da protoni con spin polarizzato (fino ad un'energia di collisione di $400GeV$) a ioni di oro completamente ionizzati (con un energia di collisione di $200GeV$ per nucleone carico). Questo acceleratore rende possibile anche l'incrocio di fasci di differente specie. Ad esempio nel 2003 sono stati presi dati utilizzando delle collisioni tra fasci di deuterio e fasci di oro.

L'utilizzo di cristalli curvati nel sistema di collimazione, in sostituzione dell'assorbitore primario, fu avanzata per la prima volta nel 1997 ([15]). Il sistema di collimazione con cristalli curvati fu installato in uno dei due anelli del RHIC nel 2001. Per questo sistema di collimazione è stato utilizzato un cristallo di tipo O-shaped (cfr.

Sez.2.3) di silicio, prodotto al PNPI di San Pietroburgo, in Russia.

Durante alcuni periodi di manutenzione della macchina, nel periodo 2001-2003, sono stati eseguiti degli scan angolari sugli effetti del channeling nel sistema di collimazione. Gli scan sono stati realizzati ruotando il goniometro di $20\mu rad$ per ogni misura e misurando il flusso di particelle non catturate dall'assorbitore secondario. In Fig.2.20 è possibile vedere un esempio di scan angolare: il flusso di particelle è stato misurato tramite dei fotorivelatori realizzati con diodi PIN (diodo di tipo p/intrinseco/n).

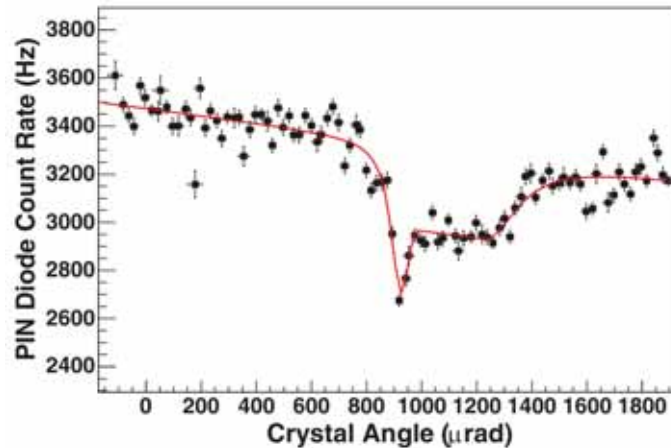


Figura 2.20: Esempio di scan angolare per la misura degli effetti del cristallo sulla collimazione in un anello del RHIC.

Sono state eseguite differenti misurazioni, utilizzando differenti configurazioni e cambiando i parametri del fascio. Le efficienze ottenute hanno valori massimi del 28% con ioni oro e del 26% con protoni polarizzati. Un valore osservato, per l'efficienza di channeling, di circa il 25% è minore della metà di quello atteso nelle simulazioni per questo sistema di collimazione. Questa carenza sembra dovuta ad una discrepanza nei parametri Twiss misurati (parametri dell'ellisse, identificativa della sezione del fascio, nello spazio delle fasi), per la macchina acceleratrice, rispetto a quelli utilizzati nelle simulazioni, nel punto nel quale era collocato il cristallo ([24]).

All'acceleratore Tevatron del FNAL sono state eseguite sperimentazioni con fasci di protoni fino a energie del TeV per osservare il comportamento dei cristalli a questo regime. Al CERN sono attualmente in studio prove su cristalli, con lo scopo di verificare la realizzabilità e le performance di dispositivi di collimazione che sfruttino il fenomeno di volume reflection anzichè quello di channeling (cfr. Cap.3), oggetto di questo lavoro di tesi.

2.4.3 Possibile utilizzo ad LHC

La nuova macchina acceleratrice del CERN, l'LHC, è stata progettata per accelerare fasci di protoni fino ad energie di $7TeV$ (è prevista anche una fase nel quale verranno accelerati fasci di ioni Piombo). Ogni fascio sarà formato da 2808 pacchetti (*bunch*)

formati da $1.1 \cdot 10^{11}$ protoni. In Fig.2.21 può essere osservato come, a queste energie e luminosità, il numero di particelle che vengono perse, per ogni giro all'interno dell'anello di accumulazione, sia almeno 1000 volte superiore al limite massimo di particelle che possano colpire i magneti superconduttori senza procurarne il quenching. Questa stima è stata fatta supponendo, per il fascio, una vita media (tempo medio dopo il quale è necessario un nuovo ciclo di iniezione nell'anello e di accelerazione) di 10 ore. Il sistema di collimazione deve essere progettato in modo che solo una percentuale bassissima di queste particelle perse possa impattare sui magneti.

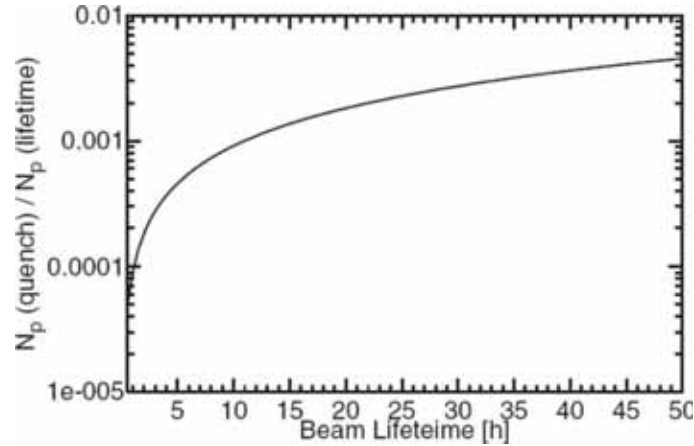


Figura 2.21: Rapporto tra il numero di particelle sufficienti per il quenching ed il numero di particelle perse, in ogni giro nell'anello di accumulazione, in funzione della vita media del fascio nell'anello stesso.

In Tabella 2.1 è possibile confrontare i valori limite di particelle sufficiente a causare il quenching ed i valori di pulizia (percentuale di particelle contenute all'interno delle sezione nominale del fascio) del fascio, necessari affinché non ci siano danneggiamenti dei magneti, nel caso di energie del fascio di 450GeV e 7TeV :

Energia [GeV]	Tasso di perdita (10h di vita media) $\left[\frac{p}{s}\right]$	Limite di Quenching $\left[\frac{p}{s \cdot m}\right]$	Richiesta di pulizia
450	$8.4 \cdot 10^9$	$7.0 \cdot 10^8$	92.6%
7000	$8.4 \cdot 10^9$	$7.6 \cdot 10^6$	99.91%

Tabella 2.1: Limiti per il quenching e valori di pulizia necessaria nel caso di fascio di 450GeV e 7TeV .

Con il sistema di collimazione attuale, di tipo tradizionale, la luminosità della macchina deve essere limitata al 40% di quella nominale. L'utilizzo di un sistema di collimazione con cristalli curvati offre l'opportunità di raggiungere la luminosità nominale evitando il quenching dei magneti superconduttori. Un valore di efficienza, sufficiente per dispositivi con prestazioni adatte per questo tipo di macchina, può essere raggiunto con tecniche multi-pass tramite effetto channeling o single-pass tramite volume reflection. L'angolo di deflessione ottimale, per il sistema di collimazione di LHC è, comunque, stimato essere di $32\mu\text{rad}$. Un simile angolo di deflessione, come detto in precedenza, è raggiungibile con volume reflection solo tramite l'utilizzo di multicristalli. Uno studio sistematico e di elevata precisione del fenomeno

di volume reflection si è quindi reso necessario ed è uno degli scopi principali della collaborazione H8-RD22 (cfr. Cap.3). Lo studio, in particolare, di un dispositivo multicristallo, con controllo remoto dell'allineamento, è oggetto di questo lavoro di tesi.

Capitolo 3

L'esperimento H8-RD22

3.1 Introduzione

Tutte le misure sperimentali sulle prestazioni di cristalli curvati descritte nel Cap.2, sono state eseguite misurando la deflessione media di fasci di particelle e solamente su dispositivi a cristalli singoli. Questo non fornisce risultati sperimentali di elevata precisione per l'effetto di channeling e non consente misure per l'angolo di deflessione, per quanto riguarda l'effetto di volume reflection. L'angolo di deflessione nel caso di volume reflection è di $O(10)\mu\text{rad}$ e, nelle condizioni tipiche di misura (fasci di sezione dell'ordine del mm^2 e distanze tra rivelatori e cristallo dell'ordine delle decine di metri), produce uno spostamento lineare delle particelle paragonabile alle dimensioni caratteristiche del fascio. La distribuzione delle particelle deflesse non risulta significativamente separata da quella originale del fascio e una misura di deflessione risulta impossibile.

Nel 2006 la collaborazione internazionale H8-RD22 ha iniziato una campagna di misure per uno studio di precisione degli effetti di channeling e volume reflection in vista di un loro possibile utilizzo per la costruzione di dispositivi per il sistema di collimazione del Large Hadron Collider. La novità nell'approccio della collaborazione è stata l'introduzione della tracciatura di singola particella. Nel 2007 erano previsti tre tipi di misure: con protoni (giugno e novembre), elettroni (settembre) e ioni (novembre). Durante queste prese dati è stato misurato direttamente l'angolo di deflessione, aggiungendo un telescopio per le particelle in ingresso nel cristallo, a quello in uscita, già presente nel 2006.

In questo capitolo vengono quindi descritte le caratteristiche generali del setup sperimentale di H8-RD22, discutendo in particolare le attività condotte per la preparazione del sistema di tracciamento con ioni. Sarà quindi approfondita la configurazione sperimentale utilizzata per la misura della deflessione di protoni nel sistema multicristallo a controllo remoto MQM7.

3.2 Setup sperimentale

In Fig.3.1 è rappresentato schematicamente il complesso sistema di acceleratori del CERN: due acceleratori lineari che generano particelle a basse energie, successiva-

mente immesse nel PS (Proton Synchrotron) Booster. Uno fornisce protoni, l'altro ioni pesanti. Sono noti come Linac2 e Linac3, rispettivamente. Il PS Booster, aumenta quindi l'energia delle particelle generate dagli acceleratori lineari prima di iniettarle negli acceleratori successivi: il Proton Synchrotron da 28 GeV (PS), costruito nel 1959, ed il Super Proton Synchrotron (SPS) che ha iniziato a funzionare nel 1976.

Il SPS, con una circonferenza di 6.9 km , originariamente aveva un'energia di 300 GeV , ma è stato potenziato più volte. Attualmente è in grado di accelerare protoni ad energie di 400-450 GeV . E' stato progettato inizialmente come sincrotrone per esperimenti a targhetta fissa o per l'estrazione di fasci. Alla fine degli anni '70 è stato modificato diventando un collisionatore protone-antiprotone grazie al quale è stato possibile scoprire i bosoni di gauge dell'interazione debole, $W^\pm, Z^0$. L'importanza delle scoperte fisiche e l'invenzione del processo di raffreddamento stocastico che ha reso possibile una collimazione del fascio senza un'eccessiva perdita di particelle (soprattutto utile per il fascio di antiprotoni) ha valso il Premio Nobel a Carlo Rubbia e a Simon van der Meer nel 1984. E' stato utilizzato, inoltre, come acceleratore e iniettore per gli elettroni e positroni per il Large Electron Positron (LEP) collider e sarà utilizzato per lo stesso scopo con i fasci di protoni del LHC.

Il grande anello di $\sim 27 km$ di circonferenza che domina la Fig.3.1 rappresenta il tunnel in cui precedentemente era ospitato il LEP ed in cui è attualmente alloggiato il Large Hadron Collider.

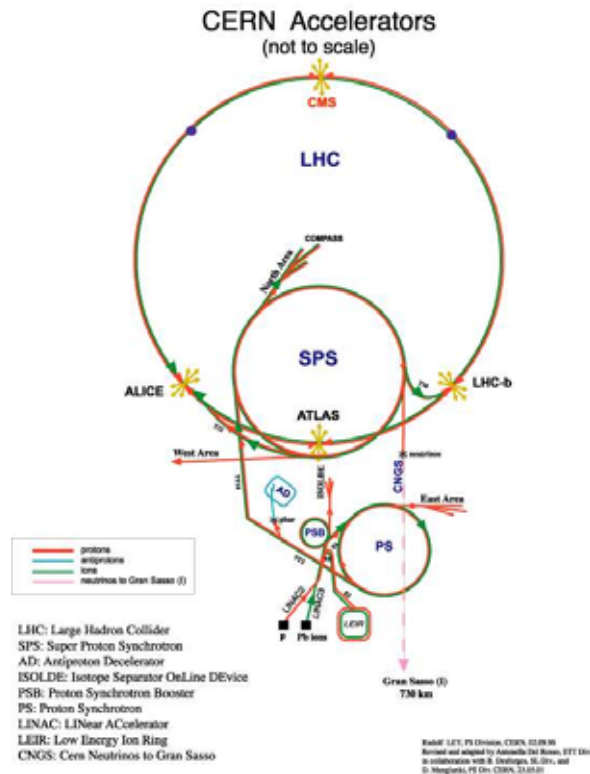


Figura 3.1: Schema rappresentativo del complesso di acceleratori del CERN di Ginevra.

Le misure sperimentali eseguite dalla collaborazione H8-RD22 sono state fatte utilizzando una linea di estrazione dell'acceleratore SPS. Il fascio utilizzato è estratto

lungo la linea H8, nella North Area, nella zona sperimentale di Preveessin.

Il cristallo curvato, le cui caratteristiche sono oggetto di studio, viene sistemato su di un goniometro che ne regola l'allineamento. La traiettoria delle particelle viene ricostruita a monte ed a valle del cristallo tramite un sistema di tracciamento con rivelatori a microstrisce di silicio, di elevata risoluzione spaziale. La posizione d'impatto della particella nel cristallo viene registrata da uno dei rivelatori del sistema di tracciamento e la coincidenza di due scintillatori fornisce il trigger per l'esperimento.

In Fig.3.2 si può osservare la rappresentazione del setup sperimentale delle prese dati del 2007: due rivelatori a microstrisce di silicio eseguono il tracciamento della particella in ingresso (SD1, SD2) ed altri due eseguono quello in uscita (SD3, SD4); il trigger è fornito da due scintillatori in coincidenza (S1, S2).

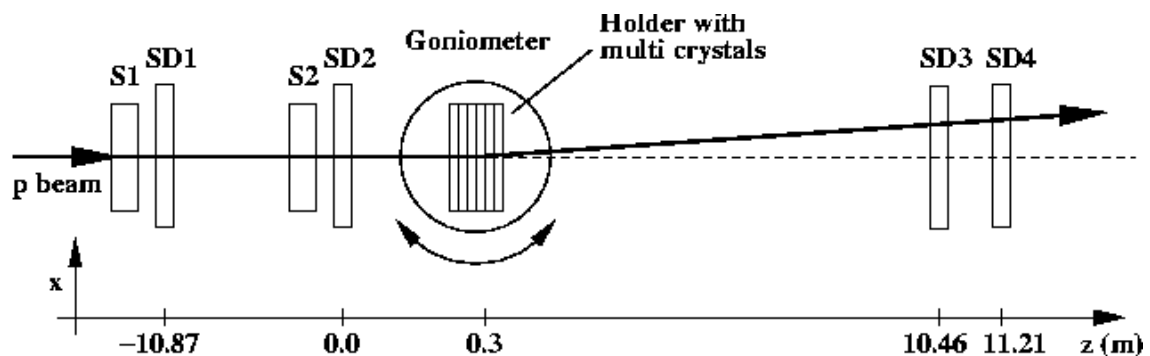


Figura 3.2: Setup per le prese dati del 2007. Gli scintillatori s1 ed s2 forniscono il trigger. I rivelatori al silicio SD1 ed SD2 costituiscono il telescopio in ingresso mentre i rivelatori SD2, SD3 ed SD4 formano il telescopio in uscita.

3.2.1 Il goniometro

Lo studio dei fenomeni di channeling richiede una grande accuratezza nella definizione dell'angolo relativo tra l'orientazione del cristallo e la direzione del fascio. L'accettanza angolare tipica del fenomeno di channeling è dell'ordine della decina di microradiani ed è quindi necessario poter studiare l'interazione fascio-cristallo regolandone l'orientazione relativa con un'accuratezza dell'ordine del microradiante. E' stato quindi utilizzato un sistema goniometrico di alta precisione per posizionare il supporto del cristallo relativamente al fascio. Il goniometro è stato fissato durante il periodo di test ad un tavolo di granito, per massimizzare la stabilità meccanica dell'installazione.

Il goniometro utilizzato è costituito da tre stadi motorizzati. Due stadi consentono una traslazione del cristallo, mentre il terzo stadio consente la rotazione attorno all'asse verticale. In figura 3.3 può essere osservata una rappresentazione schematica del goniometro:

1) il primo stadio permette il corretto posizionamento del goniometro stesso sulla linea del fascio. L'escursione massima è di 52mm con una precisione nel posizionamento è di $1.5\mu\text{m}$;

2) lo stadio centrale permette la rotazione del cristallo con una precisione di $0.25\mu rad$; 3) il terzo stadio permette il corretto posizionamento del cristallo nell'asse di rotazione. L'accuratezza è equivalente a quella dello stadio 1, mentre l'escursione è di $104mm$. La gestione remota del sistema goniometrico ha permesso la variazione

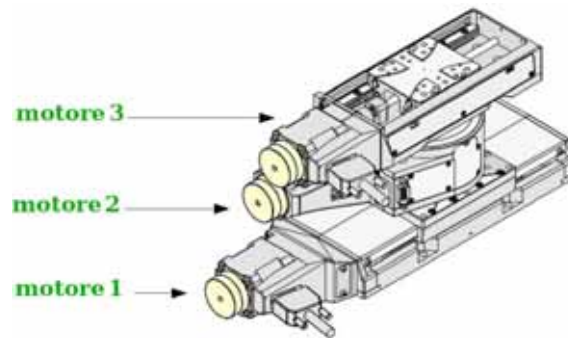


Figura 3.3: Rappresentazione schematica del goniometro con i tre motori indicati.

della posizione angolare del cristallo durante la presa dati senza necessità di accesso alla zona sperimentale. Le informazioni sul posizionamento del goniometro vengono registrate insieme alle informazioni del sistema di tracciamento.

In Fig.3.4 può essere osservato un cristallo, montato sul supporto, installato sul goniometro.



Figura 3.4: Fotografia di un cristallo installato sul goniometro.

3.2.2 Allineamento del cristallo nella linea del fascio

L'accettanza angolare degli effetti di channeling e volume reflection è rispettivamente di $O(10\mu rad)$ e $O(100\mu rad)$. Una ricerca preliminare dell'angolo assoluto del

goniometro per il quale si hanno gli effetti fisici è quindi possibile con passi angolari al massimo di $100\mu rad$. Questo tipo di ricerca viene chiamato *fast angular scan*: ha un'estensione angolare molto ampia per identificare la regione di interesse dove effettuare una scansione angolare di precisione. Per ottenere il corretto allineamento del cristallo rispetto alla linea del fascio è stata utilizzata una procedura basata sulla riflessione multipla di un fascio di luce laser.

Nella parete del locale nel quale è contenuto il tubo a vuoto è stata installato un supporto nella direzione parallela al tubo stesso. La luce di un laser, appoggiato sul supporto, viene deflessa da un pentaprisma (Fig.3.5) in direzione ortogonale, intercettando una faccia del cristallo. Il cristallo riflette la luce facendola tornare sul pentaprisma. Quando le due tracce laser, tra il cristallo ed il prisma, utilizzano anche come schermo per il laser, combaciano, si ottiene il corretto allineamento. Ottenuto il corretto allineamento del cristallo nella direzione perpendicolare al tubo a vuoto, il goniometro viene ruotato di 90° ottenendo l'allineamento nella direzione richiesta.

In Fig.3.6 è possibile osservare una rappresentazione schematica del sistema di allineamento e la sua realizzazione pratica. In Fig.3.18d è possibile osservare la traccia del laser sulla faccia di uno dei cristalli di un sistema multicristallo quasimosaico. Aumentando la distanza tra laser e pentaprisma è possibile migliorare la precisione angolare dell'allineamento: ad un metro di distanza, con una precisione sull'installazione della mensola del mm , si commette un errore del $mrad$. La precisione ottenuta durante le prese dati è di circa $300\mu rad$.

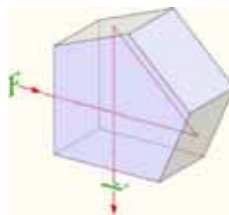


Figura 3.5: Rappresentazione di un pentaprisma. La luce viene riflessa in una direzione ortogonale a quella di incidenza.

3.2.3 Il sistema di tracciamento

I rivelatori utilizzati per le misure sperimentali della Collaborazione H8-RD22 sono derivati da quelli progettati per due esperimenti nello spazio: AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) per la misura di precisione del flusso dei raggi cosmici e ricerca di nuclei di antimateria di origine cosmica e di segnali di materia oscura e AGILE (Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero) per lo studio di segnali astrofisici nelle frequenze gamma. I rivelatori dei due esperimenti, pur avendo caratteristiche e prestazioni leggermente differenti, sono entrambi dei rivelatori a microstrisce di silicio di elevata risoluzione spaziale ($O(10\mu m)$). Questo tipo di rivelatori sono largamente utilizzati negli apparati sperimentali come sistemi di tracciamento di elevata precisione.

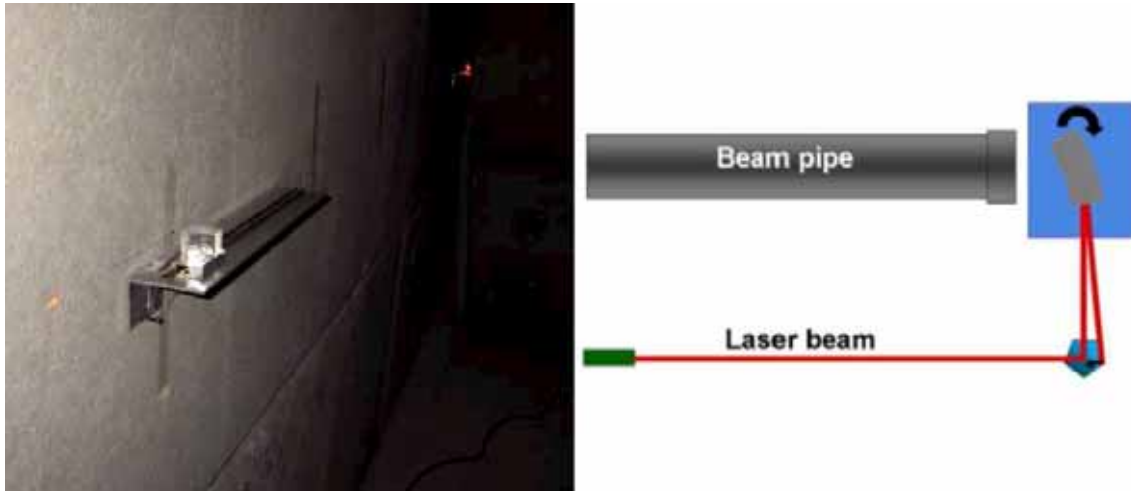


Figura 3.6: Destra) Rappresentazione schematica del sistema di allineamento; Sinistra) Realizzazione pratica dell'allineamento laser con precisione di $\sim 300\mu rad$.

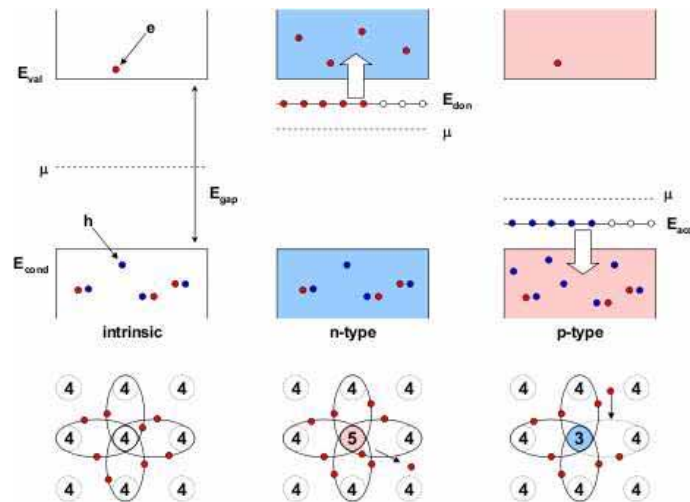


Figura 3.7: Banda di conduzione e banda di valenza per un semiconduttore di tipo n (a sinistra) e di tipo p (a destra).

Rivelatori a microstrisce di silicio

L'inserzione di impurità (atomi di altre specie) in un semiconduttore introduce dei nuovi livelli energetici tra le bande di valenza e conduzione del semiconduttore stesso, aumentando la densità di portatori liberi ([4]). Nel silicio l'inserimento di atomi trivalenti, definiti accettori poichè carenti di un elettrone di valenza rispetto al silicio, introduce un eccesso di lacune, ed il silicio stesso viene definito drogato di tipo p . L'introduzione di atomi pentavalenti, definiti donori poichè eccedono di un elettrone di valenza, produce un eccesso di elettroni in banda di conduzione, ed il silicio si definisce drogato di tipo n . In Fig.3.7 sono schematizzati i legami covalenti e la struttura delle bande di energia relative al silicio puro (intrinseco), drogato con elementi pentavalenti (n -type) e con elementi trivalenti (p -type). Quando un semiconduttore di tipo n è messo a contatto con uno di tipo p , nel sottile strato della giunzione $p-n$ viene a generarsi una regione di svuotamento di carica ed una

differenza di potenziale, tra i due lati della giunzione stessa, come schematizzato in Fig. 3.8.

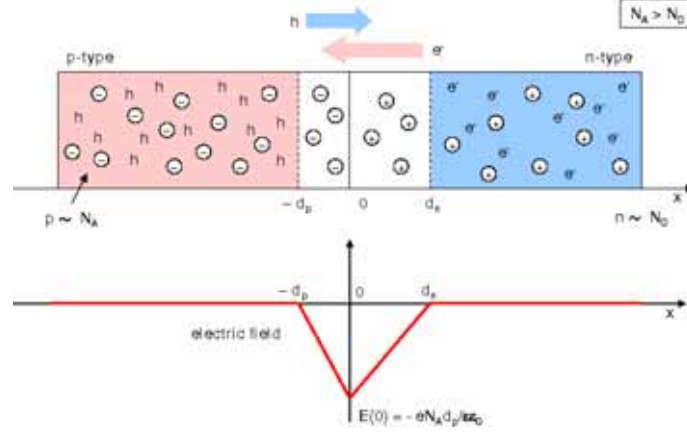


Figura 3.8: Schema di una giunzione $p - n$.

Inizialmente le due zone sono elettricamente neutre, con densità dei portatori maggioritari $n \simeq N_D$ (densità di impurità dei donori) e $p \simeq N_A$ (densità di impurità degli accettori) dai due lati della giunzione. Viene quindi a crearsi una corrente di diffusione per cui i portatori n tendono a migrare verso il lato p , e viceversa. In questo processo le cariche libere tendono a ricombinarsi, lasciando una regione elettricamente carica (regione di svuotamento) corrispondente alla distribuzione degli ioni donori (lato n) ed accettori (lato p) rimasti ionizzati nei due lati della giunzione. La diffusione ha luogo finché il campo elettrico così generato non si oppone ad un ulteriore flusso di cariche e viene così raggiunta una situazione di equilibrio. In questa configurazione è presente una differenza di potenziale ai capi della giunzione, definita *potenziale di contatto* (V_c). In condizioni di equilibrio il potenziale di contatto, che per il silicio assume il valore di ~ 1 V, è determinato dalla relazione:

$$V_c = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}$$

con n_i la concentrazione dei portatori di carica all'interno di un semiconduttore intrinseco (non drogato). Applicando un potenziale esterno alla giunzione è possibile regolare la larghezza, W , della regione di svuotamento attorno alla giunzione secondo la relazione:

$$W = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon} \left[\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right] V} \quad (3.1)$$

dove ϵ rappresenta la costante dielettrica del silicio e V è il potenziale esterno applicato. L'estensione della regione di svuotamento nei due lati della giunzione (identificata dalle coordinate $-d_p$ e d_n in Figura 3.8) dipende, per una data larghezza W , dalla concentrazione del drogaggio. Imponendo, infatti, la condizione di neutralità complessiva all'interno della zona di svuotamento, si ha che $x_p N_A = x_n N_D$: la zona di svuotamento si estende principalmente dalla parte di giunzione che è meno

drogata. Per valori sufficientemente alti della tensione applicata, la regione di svuotamento si può estendere alla totalità della giunzione.

Sul funzionamento di giunzioni $p - n$, in condizione di polarizzazione inversa con svuotamento completo del silicio da cariche libere, si basa il funzionamento dei rivelatori a microstrisce di silicio, come illustrato in figura 3.9.

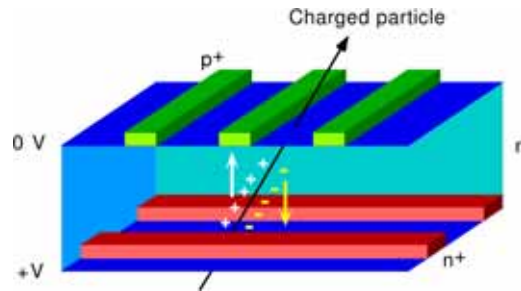


Figura 3.9: Principio di funzionamento di un sensore al silicio attraversato da una particella carica.)

Un tipico sensore è costituito da una sottile placca di silicio (detta *substrato*, spessore di $300\mu m$) drogata con impurità di tipo n sulle cui facce vengono impiantate delle sottili strisce di materiale drogato p^+ e n^+ : applicando una polarizzazione inversa al sistema si svuota di cariche libere il substrato n . Una particella carica attraversando il materiale perde parte della sua energia per ionizzazione producendo coppie elettrone-lacuna (*hole electron pair, hep*): per una particella relativistica di carica unitaria vengono prodotte tipicamente 80 hep per μm che, sospinte dal campo elettrico presente nel substrato, migrano verso le strisce impiantate inducendovi un segnale misurabile.

Le impiantazioni p^+ , ed n^+ vengono tipicamente disposte ortogonalmente tra loro, come schematizzato in Figura 3.9. Al passaggio di una particella il segnale è indotto su poche strisce, le più vicine al punto di impatto, ed è possibile la ricostruzione dell'effettiva posizione di attraversamento. L'ortogonalità delle strisce impiantate sui due lati del sensore permette la ricostruzione simultanea delle due coordinate.

In un gran numero di applicazioni, non tutte le strisce del rivelatore sono collegate all'elettronica di lettura: con un tipico passo di impiantazione di poche decine di micron e superfici di rivelazione anche dell'ordine del m^2 , la lettura di tutti i canali condurrebbe a notevoli problemi nella gestione del flusso dei dati. Tuttavia, l'accoppiamento capacitivo tra strisce adiacenti, il cui schema equivalente è illustrato in Fig.3.10, fa sì che il segnale raccolto da strisce non collegate all'elettronica di lettura si ridistribuisca su quelle adiacenti: è quindi possibile connettere all'elettronica di lettura solo una frazione delle strips (tipicamente una ogni due od una ogni quattro). Il passo delle microstrisce viene comunemente definito *pitch*: con *pitch* fisico si intende la distanza fra le strisce impiantate, mentre con *pitch* di lettura la distanza fra quelle collegate ai dispositivi di lettura e digitalizzazione.

La stima del punto di impatto della particella si ottiene mediante la ricostruzione della posizione del baricentro della carica raccolta sulle strisce di lettura, secondo la

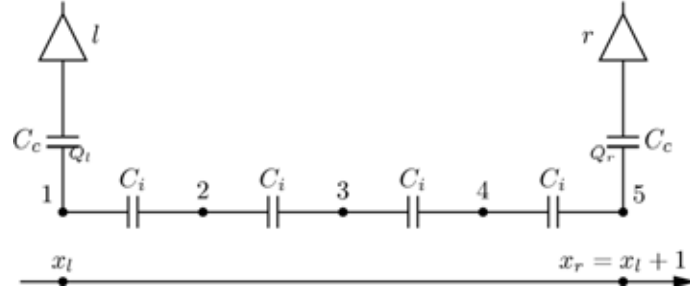


Figura 3.10: Schema elettrico equivalente di un sensore a microstrisce di silicio con 5 strisce impiantate e 2 lette.

relazione:

$$x_B = \frac{x_l Q_l + x_r Q_r}{Q_l + Q_r} \quad (3.2)$$

dove Q_l, x_l (Q_r, x_r) rappresentano la carica raccolta e la posizione della striscia di lettura a sinistra (destra) rispetto alla posizione d'impatto della particella.

Nel test-beam di novembre, di cui una parte del lavoro di analisi è oggetto di questo lavoro di tesi, sono stati usati i sensori di silicio progettati per l'esperimento AGILE dalla sezione INFN di Trieste. Questi sensori hanno un'area sensibile di dimensioni $1.92 \times 1.92 \text{ cm}^2$ e $300 \mu\text{m}$ di spessore. Si tratta di sensori a doppia faccia con impiantazioni p^+ con passo di $25 \mu\text{m}$ e passo di lettura di $50 \mu\text{m}$ e impiantazioni delle strisce n^+ con passo di lettura e di impiantazione di $50 \mu\text{m}$. Su entrambi i lati, i segnali delle 384 strisce della regione attiva sono connesse, mediante condensatori, a preamplificatori di carica (i circuiti integrati VA2 della IDEAS), montati su un sottile strato di ceramica in prossimità dei rivelatori. Il segnale analogico viene ulteriormente amplificato in una scheda elettronica dedicata, la *repeater board*, che lo invia all'elettronica di digitalizzazione alloggiata in un *crate VME* e quindi al computer di acquisizione centrale, collocato nella counting room dell'esperimento.



Figura 3.11: I rivelatori al silicio, progettati per l'esperimento AGILE, installati per il tracciamento delle particelle incidenti sul cristallo.

In figura 3.11 è possibile osservare uno dei 4 sensori utilizzati nel corso della presa dati: come è possibile vedere nell'immagine i sensori ed i preamplificatori di carica

sono alloggiati in scatole di alluminio ($12 \times 50 \times 4 \text{ cm}^3$) con opportune *finestre* di spessore ridotto al fine di minimizzare il materiale in corrispondenza della zona di rivelazione del sensore e di passaggio del fascio di particelle.

Algoritmi di manipolazione dei dati

In un rivelatore al silicio, all'arrivo di un segnale di *trigger*, viene raccolta, integrata e digitalizzata la carica presente all'ingresso di ciascun canale di elettronica connesso alle strips del rivelatore stesso. La raccolta dell'informazione legata al passaggio della particella attraverso il rivelatore dipende da algoritmi volti alla gestione dei segnali collezionati. Lo scopo di questi algoritmi è la discriminazione del segnale dal fondo di rumore causato dall'elettronica di lettura del rivelatore, oltre che dal rivelatore stesso. E' necessario effettuare una sintesi dell'informazione raccolta dal rivelatore con il fine di ottenere la misura di una grandezza fisica: posizione d'impatto così come la carica di ionizzazione raccolta.

Per un dispositivo di rivelazione costituito da un sensore al silicio, letto da più chips, si ha che il segnale, x , letto in un canale è:

$$x_k^{ij} = p^{ij} + cn_k^j + s_k^{ij} + q_k^{ij}, \quad (3.3)$$

dove i è l'indice del canale, j del VA e k del particolare evento. Inoltre:

- p è il *pedistallo* del canale, cioè il valore medio del segnale in assenza di carica di ionizzazione,
- cn è il rumore comune (*common noise*) a tutti i canali dello stesso chip di lettura,
- s è una fluttuazione, addizionale al segnale fisico, del canale, nel particolare evento,
- q è l'eventuale segnale fisico di ionizzazione.

Normalmente si definisce *valore ridotto*, r , del segnale:

$$r_k^{ij} = x_k^{ij} - p^{ij} - cn_k^{ij}. \quad (3.4)$$

Per il calcolo del piedistallo è necessario provvedere alla *calibrazione* dei canali del rivelatore. Essendo il piedistallo definito come:

$$p^{ij} = \frac{1}{N_p} \sum_{k=1}^{N_p} x_k^{ij} \quad (3.5)$$

dove N_p è il numero di eventi collezionati per la procedura di calibrazione del piedistallo. Questo viene misurato mediando il valore di carica letto dal canale in assenza di segnale fisico. La procedura di calibrazione deve essere ripetuta periodicamente durante un periodo di presa dati poichè il valore del piedistallo è molto sensibile alle condizioni di utilizzo del rivelatore.

Durante la procedura di calibrazione viene calcolato anche il valore del rumore grezzo del canale (σ_{raw}):

$$\sigma_{raw}^{ij} = \sqrt{\frac{1}{N_r} \sum_{k=1}^{N_r} (x_k^{ij} - p^{ij})^2}, \quad (3.6)$$

dove N_r è il numero di eventi collezionati in questa fase della calibrazione, e del valore del rumore intrinseco del canale (σ):

$$\sigma^{ij} = \sqrt{\frac{1}{N_s} \sum_{k=1}^{N_s} (r_k^{ij})^2}, \quad (3.7)$$

dove N_s è il numero di eventi collezionati in questa fase. Il valore di σ è ottenuto tramite il valore ridotto del segnale, dopo la sottrazione del *common noise*. La sottrazione del *common noise* serve a disaccoppiare la fluttuazione intrinseca del canale da quella comune dei canali del VA. In assenza di segnale fisico il suo valore deve tendere al valore medio delle fluttuazioni di singolo canale:

$$\sigma^{ij} \approx \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (s_k^{ij})^2}, \quad (3.8)$$

con N il numero di eventi sui quali mediare il valore delle fluttuazioni.

Il *common noise* è calcolato, invece, sia nella procedura di calibrazione (per il calcolo di σ), sia evento per evento, durante la raccolta dei dati fisici, come:

$$cn_k^j = \frac{1}{N_c} \sum_i^{N_c} (x_k^{ij} - p^{ij}) \quad (3.9)$$

dove N_c è il numero di canali contenuti nel VA.

La sintesi dell'informazione legata al passaggio di una particella dipende dall'algoritmo di discriminazione del segnale dal fondo. Al passaggio di una particella è necessario individuare l'insieme dei canali, intorno al punto d'impatto, che possono aver registrato un segnale elettrico significativo. Questo insieme prende il nome di *cluster* e l'algoritmo che provvede alla sua identificazione viene detto di *clusterizzazione*. L'identificazione dei canali con un segnale non nullo viene fatta tramite il rapporto segnale rumore ($S/N = r_k^{ij}/\sigma^{ij}$). Solo i canali che hanno registrato un segnale significativamente maggiore del rumore sono considerati canali di segnale. Tipicamente vengono utilizzate due soglie: per la *seed* e per i *neighbours*. La *seed* ("seme") viene cercata, tra tutti i canali del sensore con una soglia S/N abbastanza alta, tipicamente 2 - 3, in modo da rigettare il più possibile fluttuazioni di rumore. Una volta identificata la *seed* viene fatta una ricerca nei canali adiacenti per i *neighbours* ("vicini"). Con una soglia più bassa (1- 2) viene cercato, quindi, l'insieme contiguo di tutti quei canali ragionevolmente interessati al passaggio della particella, nella zona identificata dalla *seed* trovata. Una volta identificato il *cluster* è possibile ricostruire il suo baricentro di carica (*center of gravity, cog*) tramite una generalizzazione della 3.2.

Algoritmi differenti possono essere utilizzati in base alle esigenze di applicazione. Le differenze, tuttavia, nelle possibili implementazioni rimangono limitate e tutti gli algoritmi si basano, comunque, sulla metodologia presentata. I dati utilizzati per l'analisi (cfr. Cap.4) sono scritti su file ASCII, durante la presa dati stessa, essendo processati *on-line* con una procedura analoga a quella descritta.

3.3 Setup sperimentale con fasci di ioni

Durante la presa dati di Novembre 2007 al SPS, sono stati eseguiti due periodi di sviluppo dell'acceleratore stesso. Lo sviluppo della macchina acceleratrice (MD, *machine development*) riguardava l'accelerazione ed estrazione di fasci di ioni Piombo (Pb^{208}) in previsione del periodo di funzionamento, con questo tipo di fasci, del LHC (in particolare per l'esperimento ALICE). Durante questi due periodi, per un totale di due giorni, la collaborazione H8RD22 avrebbe eseguito delle misure sperimentali per la verifica degli effetti di deflessione, in cristalli curvati, con fasci di ioni.

Il fascio sarebbe dovuto essere composto da ioni con un momento di 450 GeV/c per nucleone carico, estratti con *spill* di 10^5 ioni della durata di ~ 2 s.

I rivelatori, per questo ciclo di misure, sarebbero dovuti essere quelli progettati e costruiti per l'esperimento AMS. Questi rivelatori, costituiti di placchette al silicio di 7×4 cm², hanno delle impiantazioni di tipo p e di tipo n^+ in un substrato di tipo n di 300 μ m. Il *pitch* di lettura è di 110 μ m (208 μ m) per il lato p (n). I rivelatori sono stati progettati per una misura di precisione del flusso di raggi cosmici ed hanno prestazioni tali da poter rivelare con precisione ioni con carica fino a 10. Per la rivelazione di ioni, a causa dell'elevata quantità di carica prodotta per ionizzazione, è necessario un *range dinamico* (gamma di carica di ionizzazione integrabile dai dispositivi ADC) molto più elevato rispetto a quello di rivelatori per fotoni o particelle di carica unitaria.

L'energia rilasciata in un rivelatore al silicio, da una particella carica, per ionizzazione scala con il quadrato della sua carica ([1]). Per uno ione piombo è ~ 6700 volte quella rilasciata da una particella di carica unitaria al minimo di ionizzazione (MIP, *minimum ionizing particle*). Questo pone notevoli difficoltà sperimentali. Tralasciando gli effetti di danneggiamento da radiazione dovuti a livelli così alti di energia depositata nei rivelatori, appare evidente come possa risultare difficile ricostruire con precisione il punto di impatto della particella stessa. L'elevata carica prodotta per ionizzazione rischia di saturare completamente i dispositivi ADC e di interessare un elevato numero di strisce. Questo potrebbe degradare notevolmente la risoluzione spaziale dei rivelatori rendendo difficile la misura di deflessione.

Uno studio preliminare della risoluzione spaziale nelle condizioni di rilasci energetici elevati è stato eseguito dal gruppo di Perugia nei laboratori del Dipartimento di Fisica dell'Università e nel laboratorio MAPRAD, ed ha visto una mia partecipazione attiva.

3.3.1 Simulazioni con un fascio laser di alta intensità

Tramite l'utilizzo di un fascio laser si è cercato di ricreare le condizioni di ionizzazione nel caso di un fascio di ioni pesanti non avendo la possibilità di utilizzare direttamente questo tipo di fascio di particelle. In Fig.3.12 è possibile osservare il setup sperimentale utilizzato: il rivelatore, inserito in una scatola di plastica, è installato su di un sistema di motori passo-passo per poterne regolare la posizione rispetto al fascio laser, ad una distanza il più possibile coincidente con il punto di fuoco del sistema di collimazione del laser. L'intento è stato quello di avere un fascio molto collimato per simulare la ionizzazione prodotta da una particella carica.

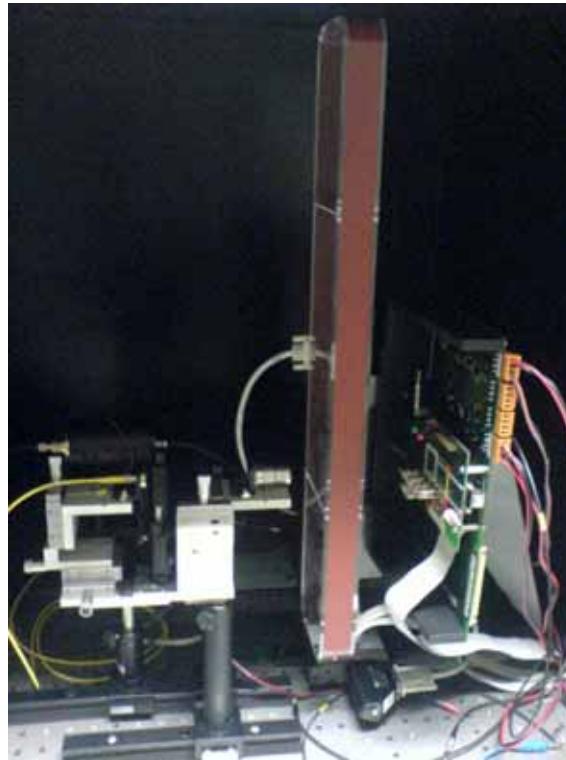


Figura 3.12: Setup sperimentale per la simulazione di un fascio di ioni pesanti tramite l'utilizzo di un fascio laser di elevata intensità. Il rivelatore al silicio è inserito in una scatola di plastica (rossa, in verticale) ed installato su di un sistema di moti passo-passo. La posizione è regolata in modo che il fascio sia, al silicio, il più collimato ed intenso possibile.

In Fig.3.13 è possibile osservare il segnale (*valore ridotto*) di carica raccolto dalle due facce del rivelatore con un'intensità del fascio laser di 0.18 (u.a.). A questo valore di intensità del laser la carica totale raccolta dal rivelatore è di ~ 30 ADC: questo valore di carica è quello rilasciato da una particella di tipo MIP ed è utilizzato come riferimento. La distribuzione della ricostruzione del centro di carica su più eventi, come aspettato, è molto stretta (~ 1 canale) e conferma le elevate prestazioni di risoluzione spaziale dei rivelatori.

In Fig.3.14 è possibile notare, invece, il segnale raccolto con un'intensità del fascio di 630 (u.a.), valore massimo ottenibile con la testa laser utilizzata. L'intensità è 3500 volte maggiore che nel caso precedente. A causa della notevole quantità di carica prodotta il calcolo del *common noise* risulta non corretto e porta ad una traslazione non corretta di tutti i canali del VA interessato dal segnale. E' visibile, inoltre, una mancanza di segnale nei canali intorno al segnale fisico, probabilmente a causa di un'interferenza (*cross-talk*) nei canali del chip di lettura. L'alto valore di segnale va a saturare 1 (4) canali di lettura per il lato p (n). La carica totale raccolta dal rivelatore, a causa della saturazione, è solamente di ~ 10000 ADC. Nell'utilizzo dei rivelatori per la collaborazione H8RD22, comunque, sarebbe stato importante che la risoluzione spaziale non fosse degradata eccessivamente, e la verifica di ciò era l'obiettivo dei test eseguiti. Anche in queste condizioni, infatti, la distribuzione della ricostruzione del centro di carica è molto stretta (~ 1 canale) e la risoluzione spaziale rimane elevata.

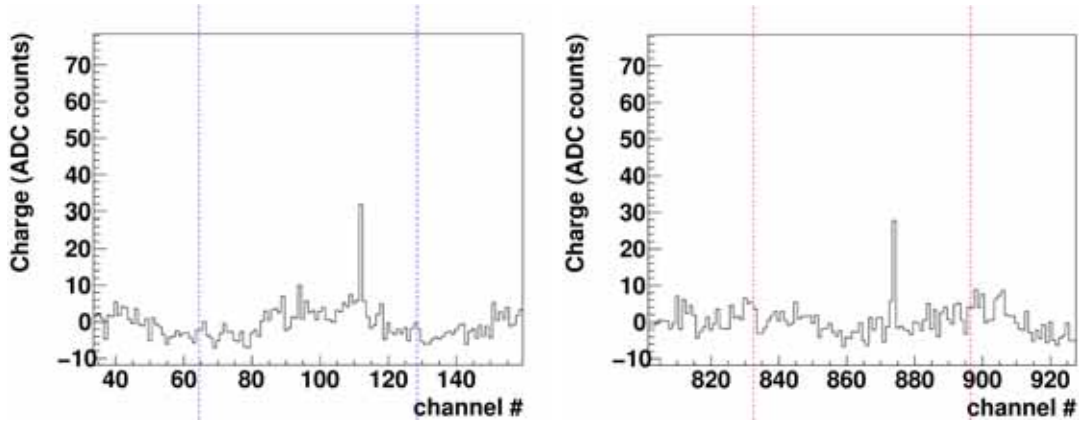


Figura 3.13: Segnale di carica nel rivelatore al silicio nelle due facce dello stesso: lato p (sinistra), lato n (destra). Le linee verticali (azzurre e rosse) rappresentano i bordi del VA di lettura del sensore. L'intensità del laser è di 0.18 (u.a.).

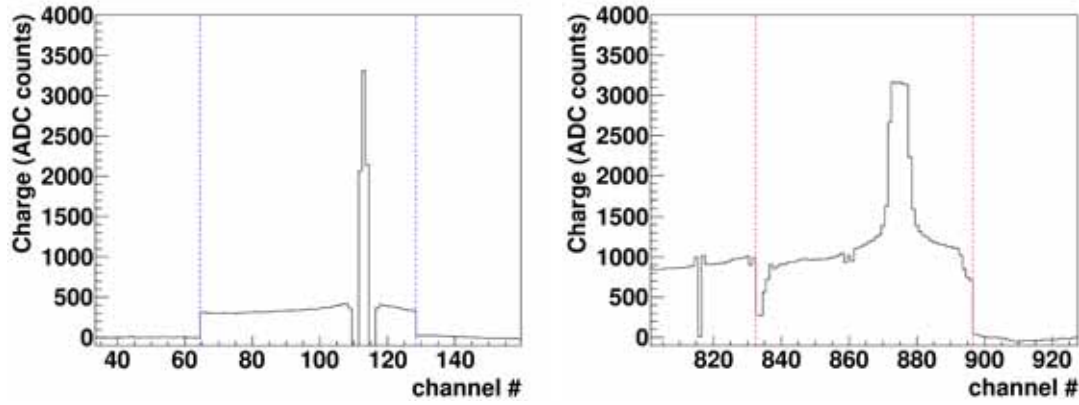


Figura 3.14: Segnale di carica nel rivelatore al silicio nelle due facce dello stesso: lato p (sinistra), lato n (destra). Le linee verticali (azzurre e rosse) rappresentano i bordi del VA di lettura del sensore. L'intensità laser è di 630 (u.a.).

A causa di problemi nell'estrazione dei fasci il periodo di sviluppo è stato limitato ad un unico giorno ed ha riguardato solamente l'accelerazione dei fasci di ioni. Non è stato possibile, quindi, eseguire una campagna di presa dati di questo tipo, nonostante il setup sperimentale fosse pronto

3.3.2 Caratterizzazione del fascio e dei rivelatori utilizzati

Il fascio utilizzato nell'esperimento H8-RD22 è un fascio primario di protoni a 400 GeV/c del SPS, estratto nella North Area. Ha un'intensità nominale di $\sim 2 \cdot 10^{12} ppp$ ma è ridotto a $\sim 3 \cdot 10^5 ppp$ lungo la linea H8, utilizzata per l'esperimento. Il fascio è iniettato lungo la linea in pulsi (*spill*) di durata di 4.8 s ad intervalli di 16.8 s.

In Fig. 3.15 sono riportate le distribuzioni del profilo del fascio, ovvero la sua distribuzione spaziale lungo le due coordinate ortogonali alla direzione del fascio stesso.

In Fig. 3.16 sono riportate, per i protoni del fascio, le distribuzioni dell'angolo di incidenza al cristallo nel piano orizzontale (sinistra) e verticale (destra). La larghez-

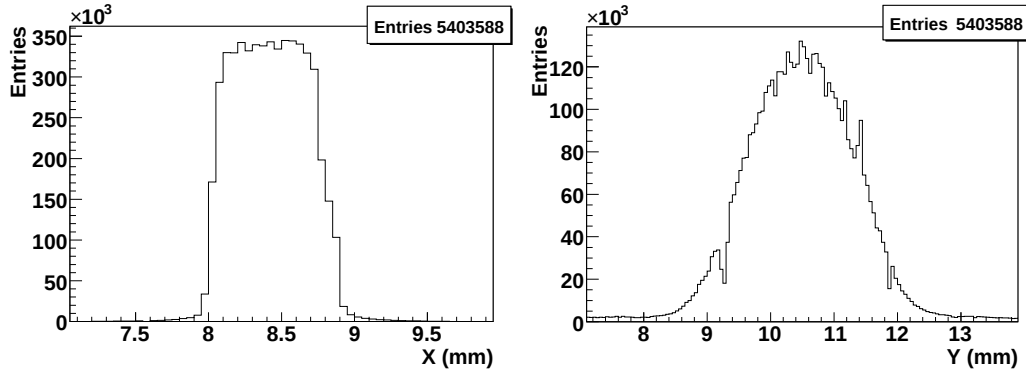


Figura 3.15: Profili orizzontale (sinistra) e verticale (destra) del fascio.

za della funzione gaussiana utilizzata per descrivere queste distribuzioni definisce la divergenza del fascio.

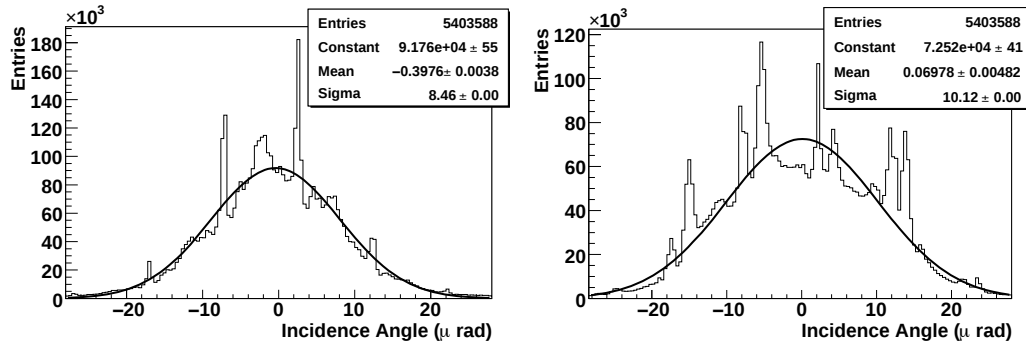


Figura 3.16: Distribuzioni dell'angolo di incidenza del fascio al cristallo nel piano orizzontale (sinistra) e verticale (destra). La divergenza del fascio viene definita dalla larghezza della funzione gaussiana utilizzata per descrivere tali distribuzioni. I picchi nelle distribuzioni sono dovuti alla risoluzione dei rivelatori.

Nel piano orizzontale, il fascio è compreso in una regione di $\sim 1\text{mm}$ con una divergenza di $\sim 10\mu\text{rad}$.

I picchi nelle distribuzioni di Fig.3.16 sono dovuti ad una risposta pressochè digitale dei rivelatori utilizzati. Il punto di impatto della particella nel rivelatore è ricostruito, con l'algoritmo descritto nella 3.2, tramite la divisione nella carica raccolta nelle strisce adiacenti ai punti d'impatto stesso. I dati collezionati hanno tuttavia una prevalenza di eventi con una sola strip per cluster e la posizione ricostruita, per il punto d'impatto, coincide quindi con la posizione della striscia stessa. In Fig.3.17 è possibile osservare la risposta, pressochè discreta, dei rivelatori utilizzati che risulta in una risoluzione spaziale di $\sim 14\mu\text{m}$. Questa risoluzione è, comunque, molto performante e nelle condizioni sperimentali della presa dati (distanza dei rivelatori del sistema di tracciamento di $\sim 10\text{m}$) porta ad una risoluzione angolare di $\sim 1.4\mu\text{rad}$ più che sufficiente per la misura.

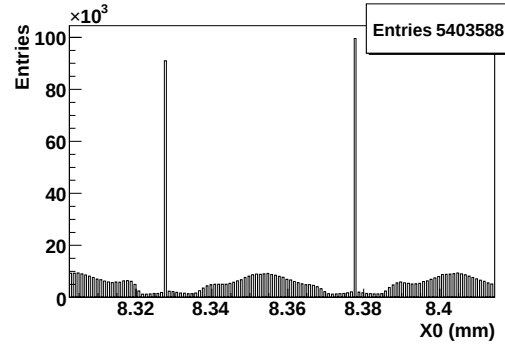


Figura 3.17: Particolare della distribuzione del profilo orizzontale e della sua ricostruzione in maniera discreta. L'istogramma è riempito con un binning molto fine.

3.3.3 I cristalli analizzati

Nelle prese dati di Maggio-Giugno e Novembre 2007, che hanno visto la mia partecipazione come membro del gruppo di Perugia, sono stati analizzati cristalli di differenti caratteristiche e provenienza: le principali informazioni sui cristalli sono riportate nelle tabelle 3.3.3 e 3.2. Il mio lavoro di analisi è stato concentrato principalmente sui dati presi utilizzando un cristallo multistrip quasimosaico che presenta caratteristiche e prestazioni molto incoraggianti per un possibile utilizzo nel sistema di collimazione di LHC: Multi Quasi-Mosaic 7 (MQM7).

Multi Quasi-Mosaic 7

Il dispositivo MQM7, prodotto al Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI) di Garchina in Russia ([40]), è un sistema composto da 5 cristalli di tipo quasimosaico. I cristalli hanno uno spessore di 0.65 mm ed una zona di esposizione al fascio (non coperta dal supporto) di $1 \times 6 \text{ mm}^2$. Gli angoli relativi tra i diversi cristalli possono essere regolati con dei piezoattuatori con uno spostamento lineare massimo di $\sim 5 \text{ }\mu\text{m}$. In base alle calibrazioni effettuate i piezoattuatori ruotano i cristalli di $\sim 3.8 \text{ }\mu\text{rad} / \text{V}$ ed hanno un'accuratezza angolare di $\sim 0.4 \text{ }\mu\text{rad}$. Tramite il controllo remoto dei 4 piezoattuatori è possibile regolare l'allineamento relativo dei 5 cristalli. In Fig. 3.18 possono essere osservati i particolari del dispositivo.

Le caratteristiche tecnologiche di regolazione remota dell'allineamento relativo dei 5 cristalli e le prestazioni in termini di angolo di deflessione e di efficienza per volume reflection (cfr. Cap.4), rendono questo dispositivo un prototipo ideale per il sistema di collimazione di LHC.

Cristallo:	Numero dei run:	Caratteristiche principali:
QM2	50290 - 50300 60181 - 60191 60532 - 60547	Cristallo Quasi-Mosaico (analizzato anche nel 2006)
QM1	60109 - 60178	Cristallo Quasi-Mosaico (analizzato anche nel 2006)
M1	60014 - 60031	Cristallo multi-strip
GE-1	50331 - 50337	Cristallo di Germanio (nessun effetto osservato)
ST6	60078 - 60108	Cristallo ad 1 strip
ST7	60193 - 60298	Cristallo ad 1 strip
MQM5	60301 - 60349 60367 - 60386 60407 - 60418 60460 - 60478	Cristallo Quasi-Mosaico multi-strip
M8 (1)	60044 - 60057 60067 - 60076 60352 - 60366 60387 - 60405	Cristallo ad 8 strip
GE-2	60419 - 60447	Cristallo di Germanio
M8 (2)	60449 - 60459	Cristallo M8 modificato
LC (1)	60481 - 60494	Cristallo lungo 5 <i>cm</i> (nessun effetto osservato)
MF8/FEM8	60495 - 60531	Cristallo multi-strip
M8 (3)	60548 - 60558	Cristallo M8 modificato
ST9	60583 - 60615 60628 - 60671	Cristallo ad 1 strip a curvatura variabile
LC (2)	60684 - 60704	Cristallo lungo in un differente setup (nessun effetto osservato)

Tabella 3.1: Cristalli analizzati nella presa dati di Maggio-Giugno 2007

Cristallo:	Numero dei run:	Caratteristiche principali:
QM2	66174 - 66193	Cristallo Quasi-Mosaico (analizzato anche nel 2006)
MQM5	66197 - 66294	Cristallo Quasi-Mosaico multi-strip
FE-multi	66319 - 66364	Cristallo multistrip
FE-6	66365 - 66393	Cristallo a 6 strip
QM3+QM4	66395 - 66418 66448 - 66418	Cristalli quasi-mosaici
Trapez	66419 - 66418	Cristallo trapezoidale
TS	66439 - 66446	Cristallo Diffusore
DC	66445 - 66492	Cristallo di diamante
MQM7	66493 - 66516	Cristallo quasi-mosaico a controllo piezo-elettrico remoto
ST9	66517 - 66535	Cristallo ad 1 strip a curvatura variabile

Tabella 3.2: Cristalli analizzati nella presa dati di Novembre 2007

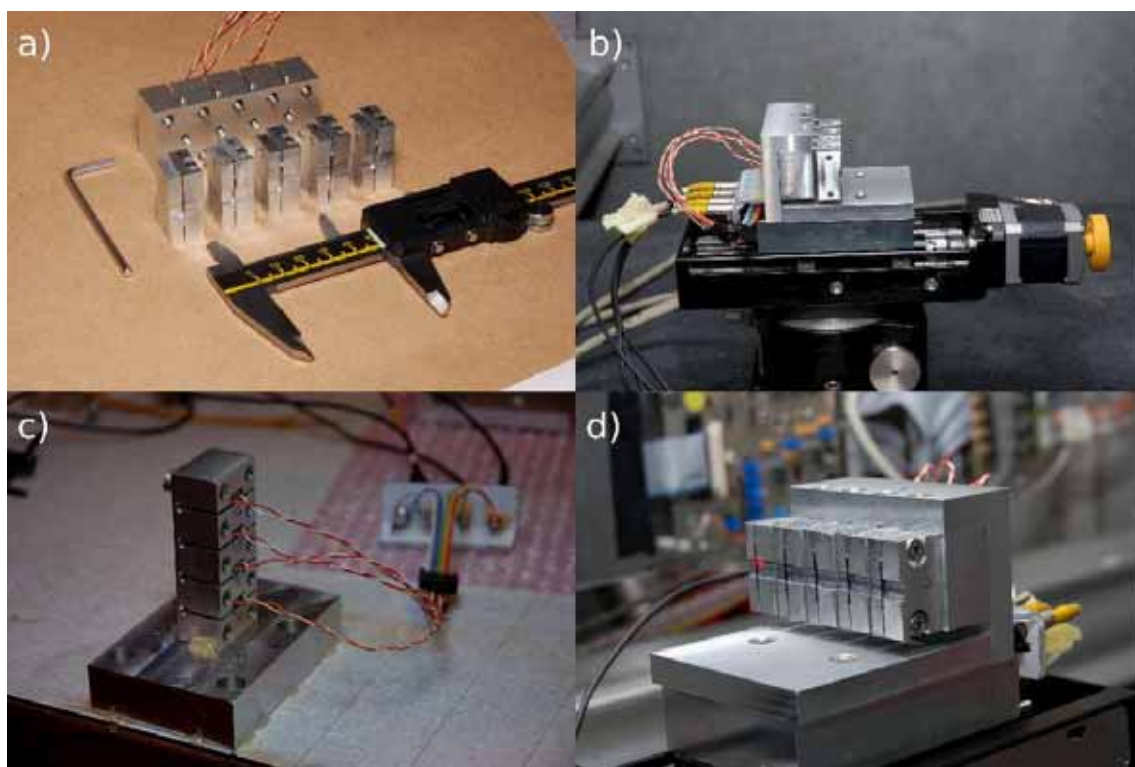


Figura 3.18: Il cristallo quasi-mosaico, con controllo piezoelettrico dell'allineamento, MQM7, prodotto al PNPI di Garchina in Russia. a) Il cristallo esploso nelle sue componenti; b) Il cristallo installato sul goniometro; c) Il sistema piezoelettrico di controllo remoto di MQM7; d) Particolare dei 5 cristalli di MQM7 di cui uno illuminato dal laser durante la procedura di allineamento (cfr. 3.2.2).

Capitolo 4

Raccolta ed Analisi dei Dati

4.1 Introduzione

La misura delle prestazioni di deflettori multi-cristallo è stato uno degli obiettivi principali della collaborazione H8-RD22 nella campagna di presa dati del 2007. Come discusso in precedenza, tali sistemi - sfruttando l'effetto di volume reflection - potrebbero garantire l'efficienza di deflessione e l'accettanza angolare necessarie per una migliore rimozione dell'alone del fascio in collisionatori di alta luminosità. Particolarmente critico è però l'allineamento dei cristalli nel deflettore: solo riflessioni multiple lungo la sequenza di cristalli permettono di ottenere valori dell'angolo di deflessione paragonabili a quelle raggiungibili, con bassa efficienza e ristretta accettanza angolare, per effetto channeling.

Nel corso di questo capitolo verrà riportata l'analisi dei dati che ha permesso la caratterizzazione del sistema multi-cristallo MQM7, particolarmente interessante in quanto costituito da cinque cristalli quasi-mosaici la cui orientazione relativa è controllata remotamente mediante un sistema di attuatori piezoelettrici. Saranno introdotte preliminarmente le procedure generali utilizzate dalla collaborazione per l'acquisizione dei dati e la definizione delle grandezze sperimentali utilizzate nell'analisi. Verranno quindi discusse in dettaglio le distribuzioni sperimentali utilizzate per la determinazione delle prestazioni del sistema in termini di efficienza, accettanza angolare ed angolo di deflessione.

4.2 La procedura di presa dati

Dopo l'installazione dei cristalli ed il loro preliminare allineamento con la linea del fascio come descritto in Sez.3.2.2, si procede all'attivazione del fascio ed inizia la fase di presa dati. Il sistema è in grado di gestire una frequenza di eventi di ~ 2 KHz, corrispondente a ~ 8000 eventi registrati su disco per ogni spill.

Per un dato sistema sotto misura possiamo distinguere diverse fasi di acquisizione:

- a) Scansione laterale: viene verificato il corretto posizionamento del cristallo lungo la linea del fascio. La posizione del cristallo viene variata a passi di $500\mu m$ lungo la direzione ortogonale al fascio (x), raccogliendo ad ogni passo una statistica limitata di eventi, corrispondente ad 1-2 spill. L'intervallo di tem-

po tra due spill viene utilizzato per variare la posizione dello stadio lineare del goniometro, minimizzando così la durata temporale della scansione. La posizione del cristallo viene verificata mediante la distribuzione dell'angolo di deflessione delle particelle del fascio. Infatti, nell'attraversamento del cristallo o del suo supporto, le particelle del fascio subiscono una deflessione dovuta all'interazione Coulombiana multipla, e la distribuzione della deflessione angolare risulta più larga. Per cristalli particolarmente sottili, nei quali l'effetto può essere molto lieve, si pone una sottile striscia di piombo davanti al cristallo per aumentare l'effetto. In Fig.4.1 è possibile osservare un esempio della distribuzione dell'angolo di deflessione delle particelle in funzione della coordinata orizzontale durante una scansione laterale effettuata con un cristallo largo $2mm$. Da (a) a (c) il cristallo si sta muovendo verso sinistra nella direzione del profilo del fascio. La presenza di holder (sinistra) e cristallo (destra) è chiaramente rivelata dall'aumento della larghezza della distribuzione nella direzione verticale.

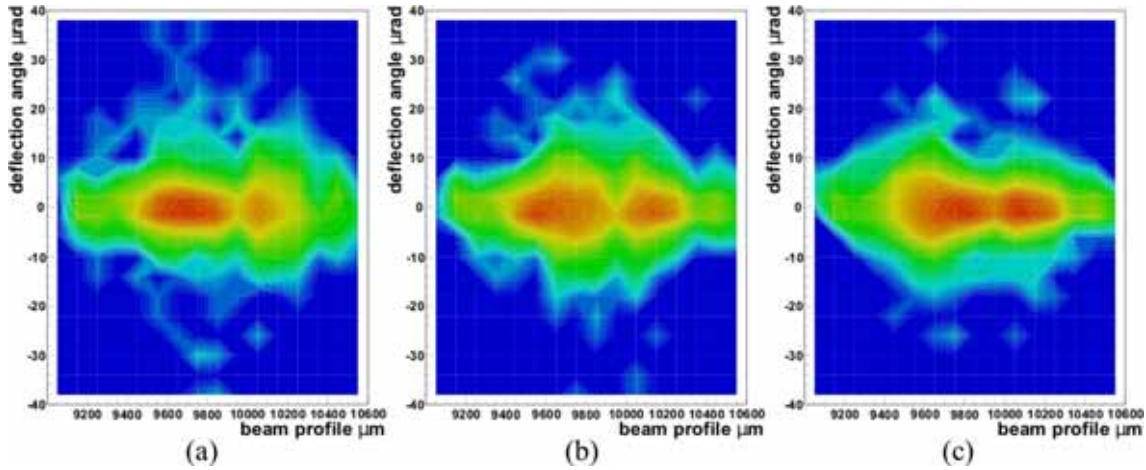


Figura 4.1: Esempio di scansione laterale per la verifica della posizione del cristallo lungo la linea del fascio. Da (a) a (c) il cristallo (largo $2mm$) si sta muovendo da destra verso sinistra lungo il profilo del fascio. Nelle tre immagini sono riconoscibili il supporto (sinistra) ed il cristallo (destra).

- b) Scansione angolare generale: viene verificato l'intervallo angolare per cui ci sono effetti di deflessione significativi. L'orientamento del cristallo viene variato a passi di $20-50\mu rad$, raccogliendo ad ogni passo una statistica limitata di eventi, corrispondente a 1-2 spill. La distribuzione dell'angolo di deflessione in funzione della posizione angolare del goniometro, aggiornata ad ogni passo del goniometro (Fig.4.2), viene osservata *on-line* ed utilizzata per definire l'intervallo angolare di interesse.
- c) Scansione angolare fine: una volta posizionato correttamente il sistema cristallino e definito l'intervallo angolare in cui effettuare la misura viene effettuata una scansione angolare a passo fine ($5-10\mu rad$) collezionando ad ogni passo una statistica corrispondente a 5 – 10 spill.

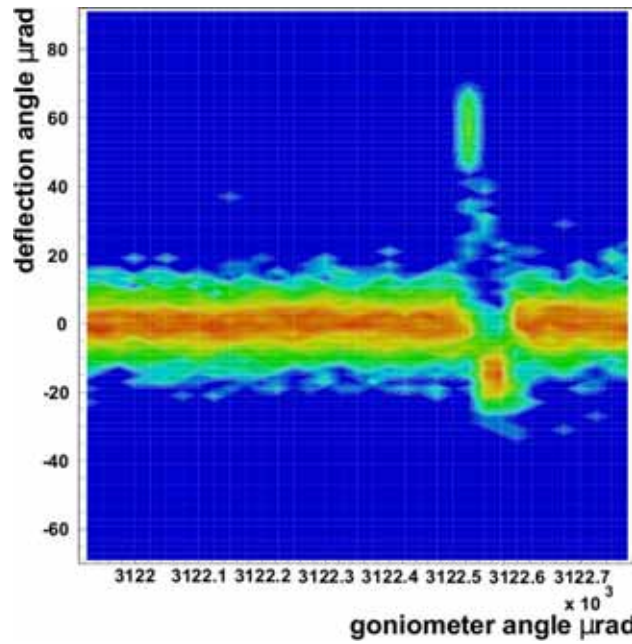


Figura 4.2: Scansione angolare veloce per la determinazione dell'intervallo angolare nel quale effettuare la scansione angolare di precisione.

Per il run ad alta statistica del dispositivo MQM7, oggetto di questo lavoro di analisi, sono stati eseguiti 56 passi angolari da $5 \mu\text{rad}$, con una statistica di 160 Keventi per passo.

4.3 Ricostruzione degli eventi

In Fig.4.3 è schematizzato il setup sperimentale utilizzato durante la presa dati di Novembre 2007: sono riportati il sistema di riferimento e la definizione delle grandezze angolari utilizzate nella nostra analisi. Nel sistema di riferimento utilizzato, le coordinate x (y) sono legate alla misura della posizione di passaggio delle particelle rispettivamente sul lato $p(n)$ dei sensori, mentre la coordinata z è misurata lungo la linea del fascio, con origine corrispondente alla posizione del silicio SD2, posto in prossimità del goniometro. In Fig.4.3 sono riportate le posizioni dei sensori e del goniometro, così come determinate dalla metrologia del setup. L'origine delle coordinate nel piano (x,y) è determinata dalla posizione della prima strip di lettura sulle due facce del silicio SD2. In questo sistema, tutti i sensori sono posizionati ortogonalmente alla direzione del fascio, ma non necessariamente allineati tra loro. Per poter riportare al sistema di riferimento comune le coordinate di impatto misurate negli altri rivelatori (SD1, SD3, SD4) viene studiata la distribuzione della differenza della coordinata ricostruita dal sensore sotto studio rispetto al sensore di riferimento. Gli eventi utilizzati in questa procedura di allineamento sono tipicamente quelli corrispondenti ad una presa dati precedente alla scansione angolare sotto analisi, in assenza di deflettore cristallino.

In Fig.4.4 è possibile osservare, sulla sinistra, le distribuzioni della differenza lungo

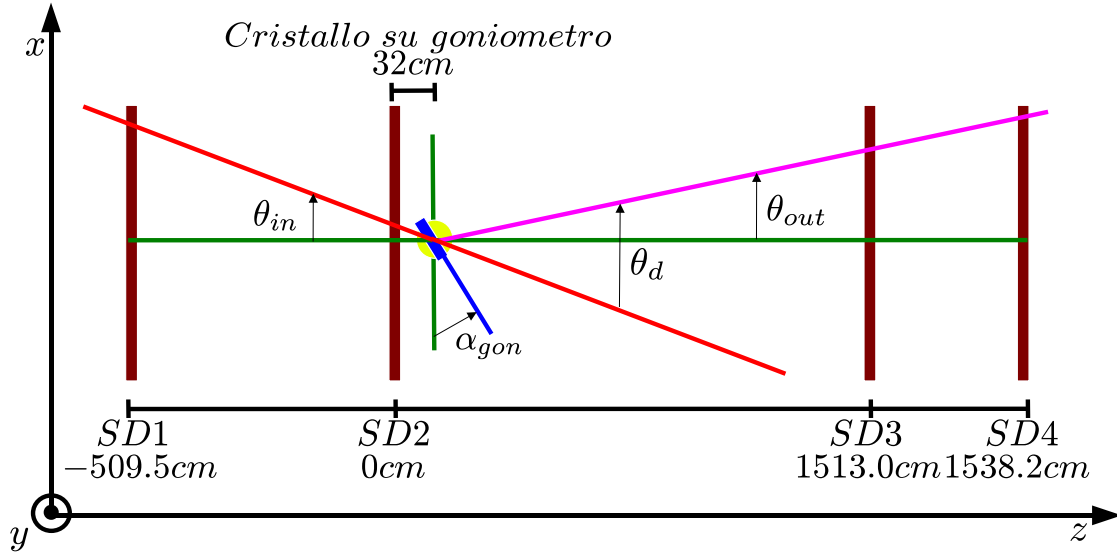


Figura 4.3: Rappresentazione schematica del setup sperimentale. Sono riportate le distanze fra i 4 rivelatori utilizzati per la presa dati di Novembre 2007. Sono indicate le grandezze utilizzate per la ricostruzione dell'angolo di deflessione in funzione dell'angolo del goniometro.

x , delle coordinate di impatto tra il rivelatore da allineare (SD1, SD3 ed SD4) e quello al cristallo (SD2). Le distribuzioni sono descritte da una funzione gaussiana il cui valor medio viene utilizzato per traslare le coordinate ricostruite localmente nei diversi rivelatori e riportarle al sistema di riferimento comune. In Fig.4.4 sono riportate, sulla destra, le distribuzioni delle differenze delle coordinate nei rivelatori dopo la procedura di allineamento. I valori medi delle distribuzioni sono nulli entro la precisione del fit.

Obiettivo della nostra analisi è la misura dell'angolo di deflessione delle particelle nel piano (x,z) in funzione dell'angolo di incidenza nello stesso piano rispetto al deflettore cristallino. Le grandezze in gioco per effettuare questa misura sono quindi:

- la direzione della particella incidente sul deflettore cristallino: essa è caratterizzata dall'angolo θ_{in} , ricostruito a partire dal telescopio costituito dai sensori SD1, SD2 a monte del goniometro secondo la relazione:

$$\theta_{in} = \tan^{-1} \left(\frac{X_1 - X_2}{|Z_2 - Z_1|} \right) \approx \frac{X_1 - X_2}{|Z_2 - Z_1|} \quad (4.1)$$

dove X_n (Z_n) è la coordinata trasversa (longitudinale) ricostruita dal rivelatore SDn.

- la direzione della particella uscente dal deflettore cristallino: essa è caratterizzata dall'angolo θ_{out} , ricostruito con una regressione lineare a partire dalle misure del telescopio costituito dai sensori SD2 e da uno o entrambi i sensori SD3, SD4. Essendo il sensore SD2 posizionato a ~ 30 cm dal deflettore, il punto di impatto viene ricostruito estrapolando la misura del rivelatore alla posizione nominale del cristallo lungo la direzione di incidenza ricostruita.

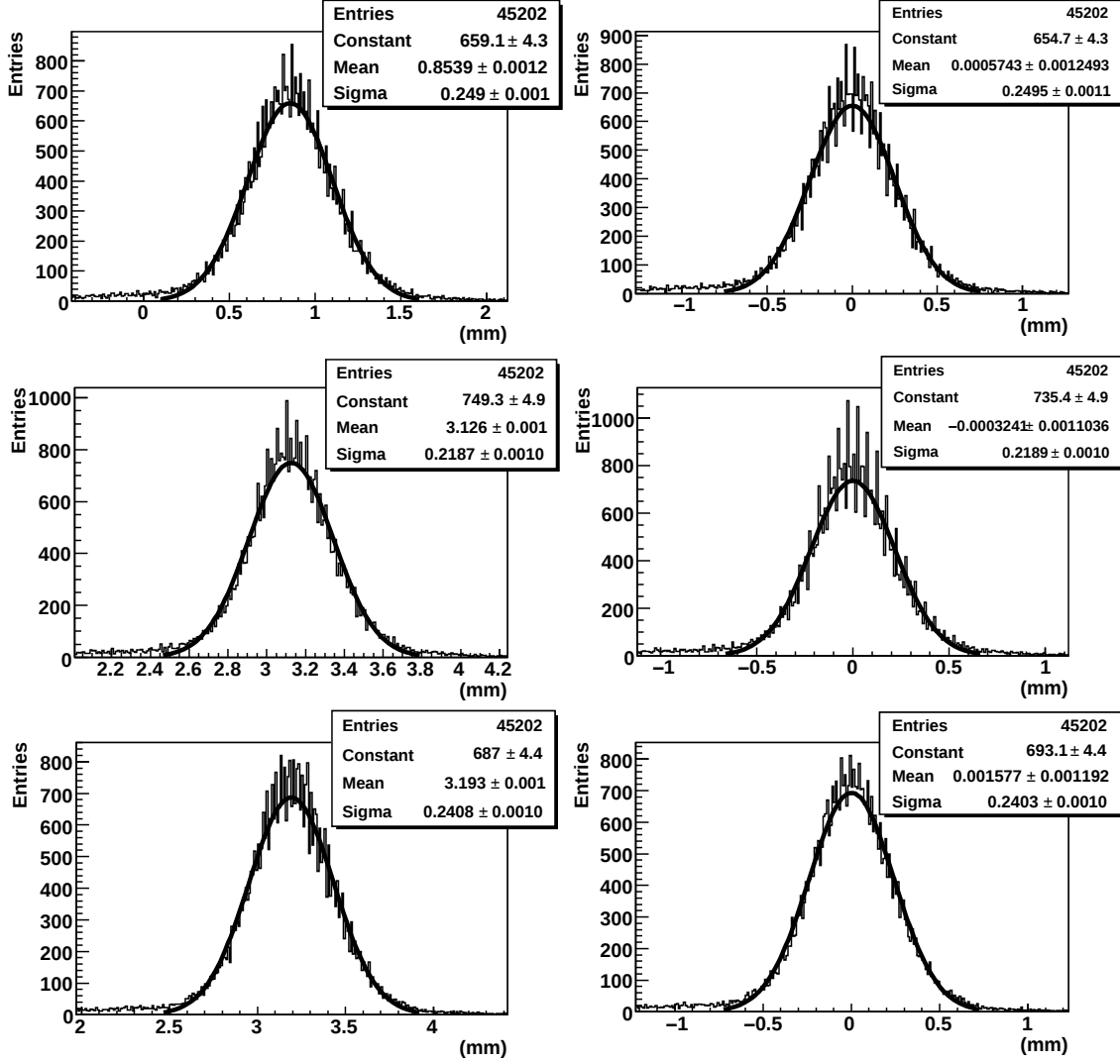


Figura 4.4: Distribuzioni delle differenze delle coordinate ricostruite nei rivelatori *SD1* (in alto), *SD3* (al centro) ed *SD4* (in basso) rispetto a quelle del rivelatore al cristallo, prima della procedura di allineamento (sinistra) e dopo (destra). Le distribuzioni mostrate si riferiscono alla coordinata X.

- l'angolo di deflessione θ_D : esso viene definito dalla somma algebrica degli angoli di incidenza e di uscita della particella

$$\theta_d = \theta_{in} + \theta_{out} \quad (4.2)$$

La misura dell'angolo di deflessione a livello di singola particella costituisce un'importante peculiarità della campagna di presa dati 2007 della collaborazione H8-RD22, permettendo di rendere indipendente il risultato della nostra analisi dalla struttura spaziale del fascio.

- l'angolo α di orientazione relativa tra il deflettore e la particella incidente definito in questa analisi come

$$\alpha = \alpha_{gon} + \theta_{in} \quad (4.3)$$

dove α_{gon} rappresenta l'angolo di orientazione del deflettore solidale al goniometro.

L'angolo di ingresso al deflettore, mediato su tutte le particelle del fascio, può essere approssimato con il valore dell'angolo del goniometro: $\langle \theta_{in} \rangle \equiv 0$; $\langle \alpha \rangle = \alpha_{gon}$. Le precedenti analisi condotte all'interno della collaborazione hanno utilizzato quest'ultima approssimazione, caratterizzando i diversi fenomeni di deflessione rispetto al valore α_{gon} . Richieste stringenti sull'angolo di incidenza delle tracce (tipicamente $|\theta_{in}| < \Delta\alpha_{gon}/2$) venivano applicate per evitare che l'angolo di ingresso fosse superiore al passo della scansione angolare $\Delta\alpha_{gon}$.

L'approccio utilizzato in quest'analisi, utilizzando la misura diretta dell'angolo α a livello di singola particella, evita di imporre tagli sull'angolo di incidenza e permette quindi di sfruttare appieno la statistica collezionata, guadagnando un fattore ~ 10 rispetto alle analisi precedenti. Inoltre, l'andamento dei diversi fenomeni fisici in funzione dell'angolo di ingresso al deflettore possono essere studiati con un passo più fine di quello della scansione angolare con il goniometro. In figura 4.5 è possibile osservare la diversa struttura delle distribuzioni dell'angolo di ingresso al cristallo ottenuta con i due diversi approcci. In nero sono riportati i valori assunti dall'angolo del goniometro: la struttura è *quantizzata* in base al valore del passo della scansione angolare (nell'esempio $5 \mu rad$). In rosso è invece presentata la distribuzione poi utilizzata nell'analisi: i dati popolano in maniera pressochè uniforme l'intervallo angolare della scansione, suddiviso in intervalli di $2.5 \mu rad$ a rispecchiare la risoluzione angolare nella determinazione di θ_{in} . Le strutture residue che si possono osservare nascono da eventi in cui il punto di impatto sia stato ricostruito con cluster ad una strip (cfr. Cap.3). In Fig.4.5, come nel seguito di questa tesi, per non appesantire la nomenclatura delle distribuzioni e per compatibilità con quanto pubblicato in precedenza dalla collaborazione, verrà comunque indicato con α_{gon} l'angolo di ingresso al cristallo valutato secondo la 4.3.

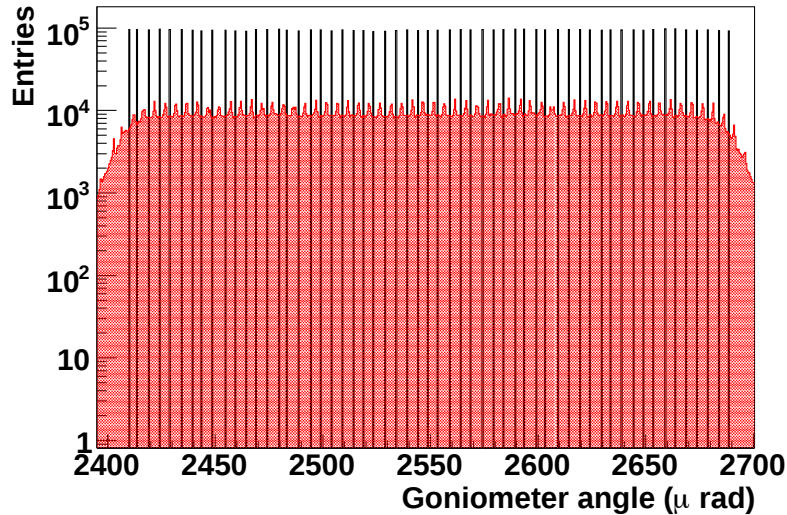


Figura 4.5: Distribuzione dell'angolo del goniometro nei due differenti approcci di analisi: tradizionale (in nero) e innovativo (in rosso)

Durante l'analisi verranno utilizzati dei *run* per i quali la statistica è abbastanza

elevata da rendere la risoluzione angolare per l'angolo del goniometro limitata alla risoluzione angolare del telescopio. Verrà utilizzato, quindi, un passo angolare di $2.5\mu\text{rad}$.

4.4 L'analisi dei dati

Il punto di partenza dell'analisi è la distribuzione dell'angolo di deflessione in funzione dell'orientazione del goniometro relativa alla scansione angolare ad alta statistica, come illustrato in Fig.4.6 per il sistema MQM7 con cristalli allineati.

In Fig.4.7 è possibile osservare la distribuzione dell'angolo di deflessione del fascio in differenti intervalli di orientazione del goniometro corrispondenti a quelli indicati in Fig.4.6. Il primo intervallo selezionato è rappresentativo della distribuzione dell'angolo di deflessione in regime amorfo. La distribuzione, descritta con una funzione gaussiana, è centrata attorno ad un angolo di deflessione pressochè nullo. Nell'intervallo 2 (in alto a destra) è possibile osservare la zona di transizione tra regime amorfo e regime di channeling. La maggior parte delle particelle non subisce deflessioni differenti da quanto osservato in regime amorfo (picco di destra) ma si inizia ad osservare anche una piccola frazione di particelle che, entrando in channeling, hanno sperimentato una deflessione significativa, attorno a $-140\mu\text{rad}$. Nelle distribuzioni centrali (3-4), è possibile osservare la deflessione del fascio in due posizioni del goniometro per cui una frazione rilevante degli eventi è in channeling, ovvero è caratterizzata da angoli di deflessione negativi. Per i diversi cristalli di cui è composto MQM7 l'effetto di channeling si presenta a diversi valori di orientazione del goniometro: questo si riflette nella presenza di diverse strutture sovrapposte, in particolare nella distribuzione 4), per cui non è possibile utilizzare una descrizione con singola funzione gaussiana. Sulla destra, ad angoli di deflessione positivi, inizia ad essere visibile l'instaurarsi del fenomeno della volume reflection, che è predominante nell'intervallo 5). Nell'intervallo 6 è possibile osservare la zona di passaggio tra effetto di volume reflection e regime amorfo. In questo intervallo l'importanza dei due effetti, ovvero la frazione di tracce contenute nei due picchi della distribuzione, è pressochè equivalente.

E' da notare, con particolare attenzione, come le distribuzioni per i regimi amorfo e volume reflection, nonostante siano ben descritte da una funzione gaussiana, presentino comunque delle code non gaussiane che richiederebbero l'utilizzo di rappresentazioni più complesse.

4.4.1 Osservazioni preliminari: uniformità del deflettore

L'orientazione e la curvatura dei piani cristallini sono i parametri che determinano la risposta di un cristallo al passaggio del fascio. La presenza di disuniformità in un cristallo o nella sua curvatura si possono dunque riflettere in un diverso comportamento di deflessione per diverse porzioni del fascio che incidano in diverse regioni del cristallo. In particolare, effetti di *torsione*, per cui i piani atomici abbiano diversa orientazione in diverse porzioni del cristallo, sono stati evidenziati in cristalli

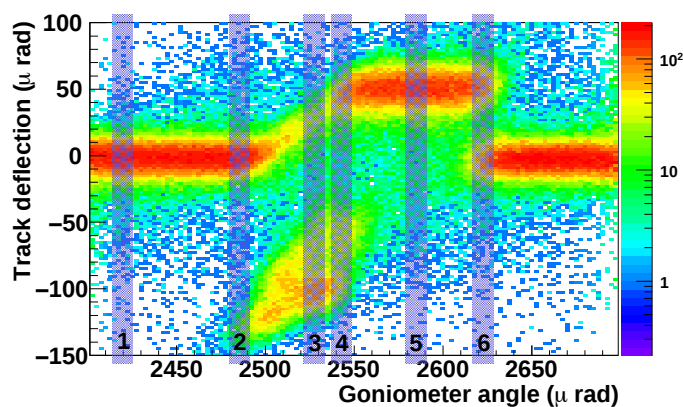


Figura 4.6: Esempio di scansione angolare per il dispositivo MQM7.

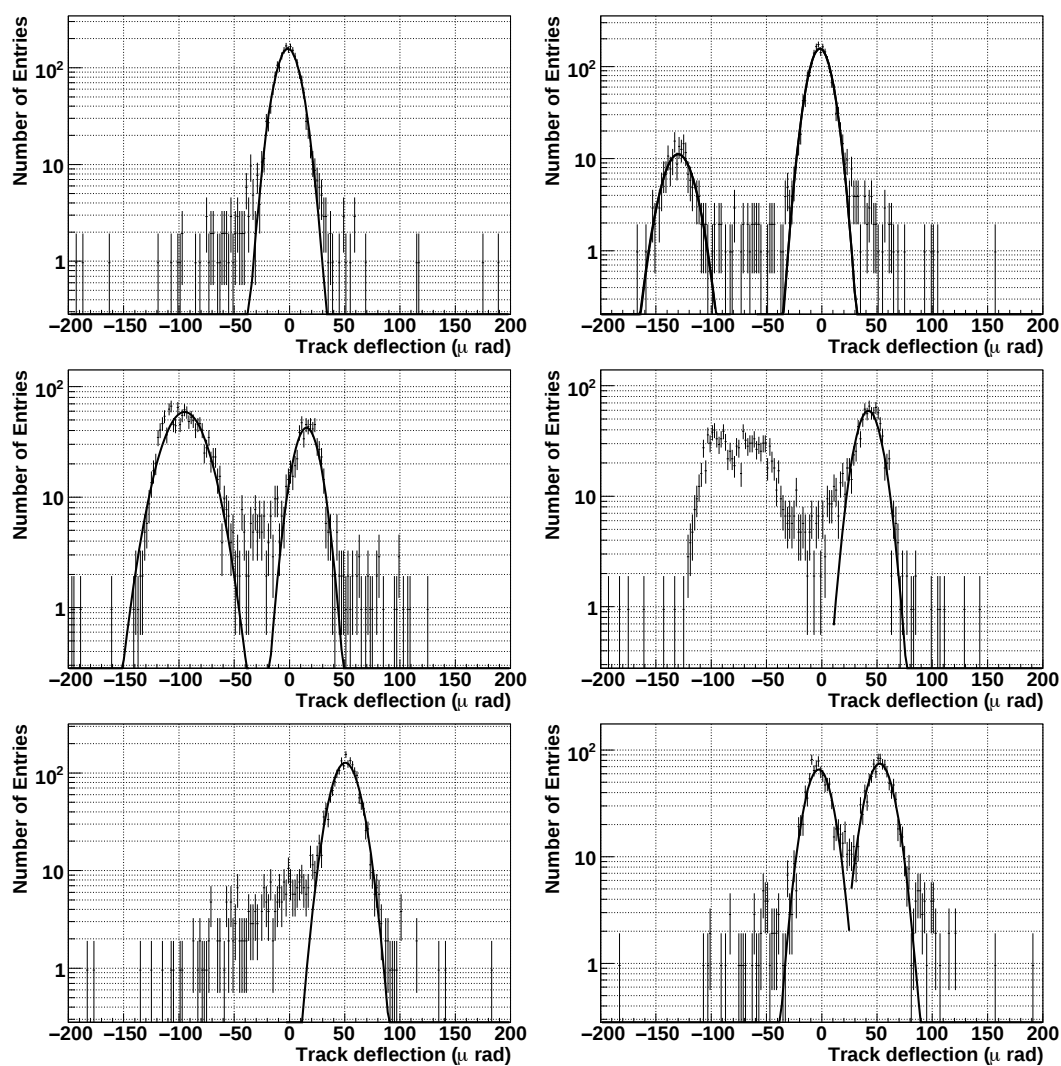


Figura 4.7: Deflessione del fascio in intervalli angolari di $2.5\mu\text{rad}$. Gli intervalli sono quelli indicati in Fig.4.6: 1 (in alto a sinistra), 2 (in alto a destra), 3 (al centro a sinistra), 4 (al centro a destra), 5 (in basso a sinistra), 6 (in basso a destra),

quasi-mosaici in precedenti lavori della collaborazione ([42]). L'effetto combinato di possibili torsioni nei cinque cristalli di MQM7 può essere osservato nelle distribuzioni di Fig.4.8 relative ad una scansione angolare di MQM7 con cristalli *allineati* (run 66566, cfr. Sez.4.5.2). La distribuzione dell'angolo di deflessione in funzione dell'angolo di incidenza è presentata in quattro diverse regioni di impatto al cristallo lungo la coordinata x. Dal confronto delle distribuzioni è evidente come gli effetti di volume reflection e channeling siano presenti nelle diverse regioni di impatto in corrispondenza di differenti intervalli dell'angolo di incidenza. In particolare, nella distribuzione in alto a sinistra, l'allineamento relativo dei cristalli è parzialmente perso e non è distinguibile in maniera netta una regione di volume reflection. Le stesse distribuzioni sono state studiate in funzione della regione di impatto lungo la coordinata verticale (y) ottenendo risultati analoghi per quanto riguarda la perdita di allineamento al variare della coordinata di impatto, ma con una variazione meno evidente dell'intervallo angolare in cui sono presenti gli effetti di deflessione.

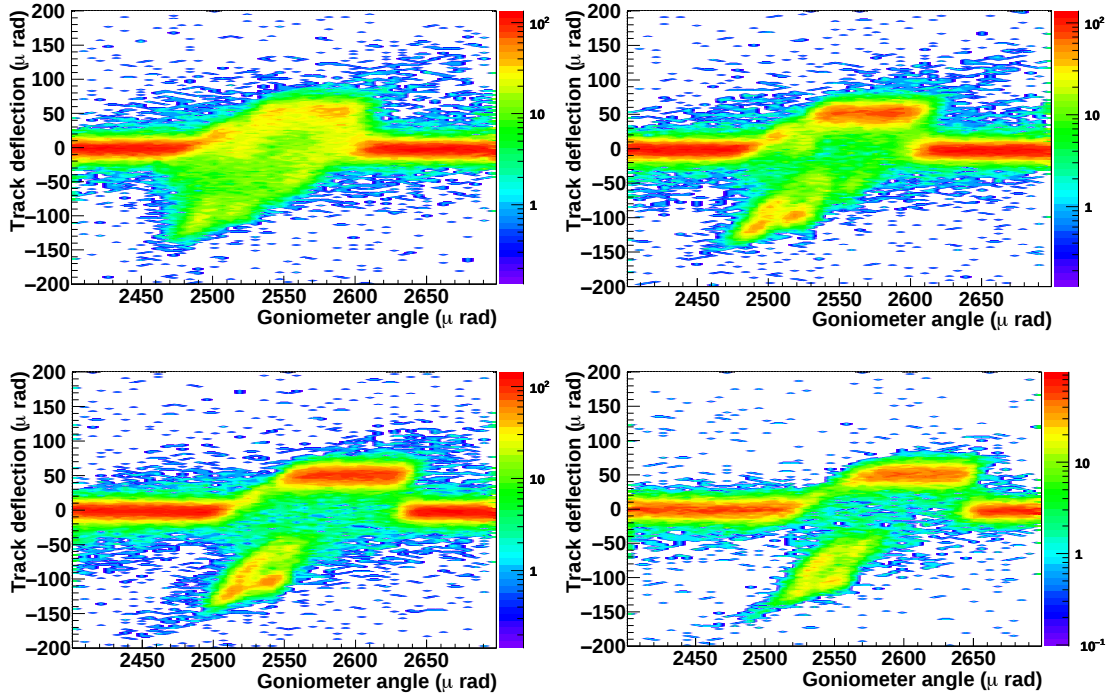


Figura 4.8: Distribuzioni dell'angolo di deflessione in funzione della coordinata per quattro intervalli differenti del profilo orizzontale del fascio: $X \in [8.25, 8.30]mm$ (in alto a sinistra), $X \in [8.30, 8.35]mm$ (in alto a destra), $X \in [8.60, 8.65]mm$ (in basso a sinistra), $X \in [8.75, 8.80]mm$ (in basso a destra).

Le disuniformità negli effetti di deflessione è presentata in maniera complementare in Fig.4.9. Le distribuzioni dell'angolo di deflessione in funzione della coordinata x (sinistra) e y (destra) di impatto nel cristallo sono mostrate per eventi con angoli di incidenza $\alpha \in [2560, 2600]\mu rad$. In entrambe sono visibili diversi regimi di comportamento del cristallo in differenti regioni lungo il cristallo.

In Fig.4.10 è presentato l'andamento dell'angolo di ingresso per cui termina l'effetto di volume reflection in funzione della coordinata di impatto lungo x (sinistra) e y (destra). È evidente una torsione *effettiva* del sistema lungo x, con una variazione

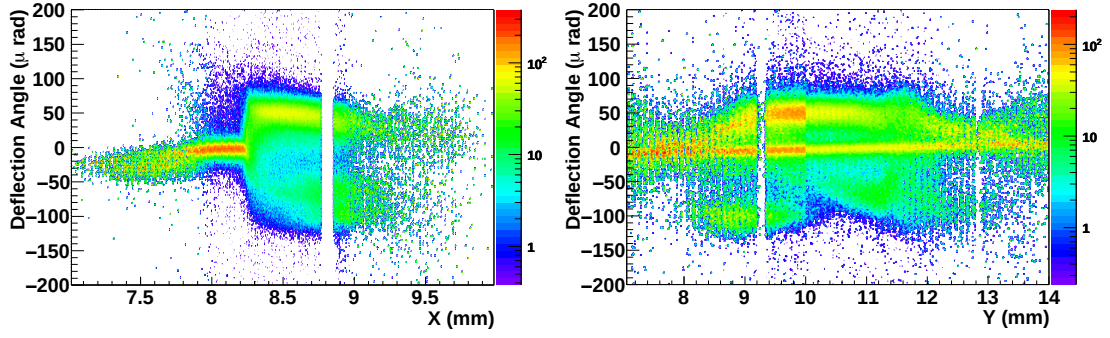


Figura 4.9: Distribuzioni dell'angolo di deflessione in funzione della coordinata, X (sinistra) o Y (destra), di impatto nel cristallo, in un intervallo di angoli del goniometro per cui si dovrebbe avere solamente volume reflection. Le zone verticali vuote nelle due distribuzioni sono dovute a strisce non funzionanti nei rivelatori al silicio.

complessiva di $\sim 65\mu rad$ in una regione di $700\mu m$, mentre l'effetto è molto meno marcato lungo y.

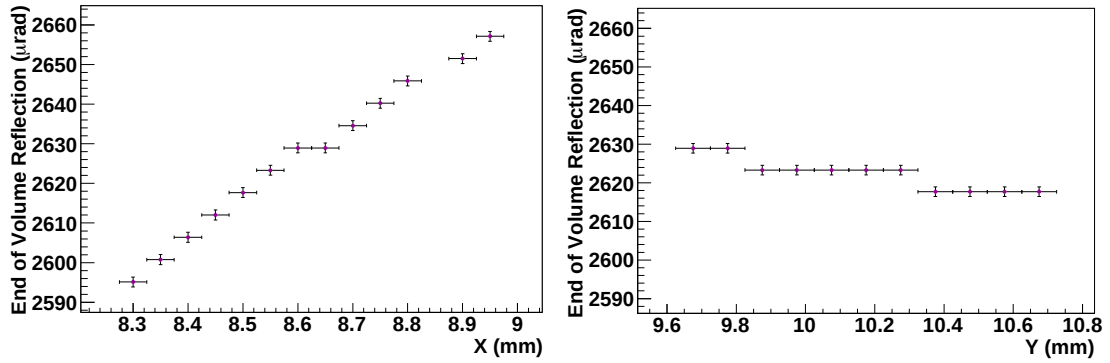


Figura 4.10: Distribuzione dell'angolo del goniometro per cui volume reflection e regime amorfo hanno la stessa importanza in funzione della coordinata di impatto, X (sinistra) e Y (destra), nel cristallo.

4.4.2 Misura degli angoli di deflessione

La misura quantitativa dell'angolo di deflessione in funzione dell'orientazione del goniometro può essere fatta sezionando la scansione angolare in intervalli, tipicamente del passo angolare del goniometro, e facendo un *fit* gaussiano ad ogni sezione. La procedura di *fit* è quella vista in Fig.4.7. Il valore medio del *fit* gaussiano verrà utilizzato, per l'analisi, come valore medio dell'angolo di deflessione. Per l'effetto di channeling, a causa della sovrapposizione dell'effetto di più cristalli combinati, non è sempre possibile ottenere una distribuzione gaussiana e, di conseguenza, fornire un estimatore valido per l'angolo di deflessione medio. Per l'errore associato all'angolo di deflessione viene preso l'errore statistico della procedura di *fit*.

In Fig.4.11 è possibile osservare la deflessione media del fascio in regime amorfo. Questo valore non è compatibile, all'interno dell'errore sperimentale, con il valore nullo aspettato. La discrepanza è dovuta ad un disallineamento residuo dei rivelatori al silicio e rappresenta un *bias* nelle misure dell'angolo di deflessione. Una

misura di precisione di questo *bias* è stata fatta con un *fit* gaussiano alla deflessione nell'intervallo $\alpha \in [2405, 2455] \mu rad$. Il valore misurato è di $\theta_A = -1.73 \pm 0.05 \mu rad$ ed è stato sottratto a tutte le misure riportate nell'analisi. L'errore statistico nella determinazione di questo valore è stato sommato in quadratura con quello ottenuto dalla procedura di *fit* per ogni sezione angolare.

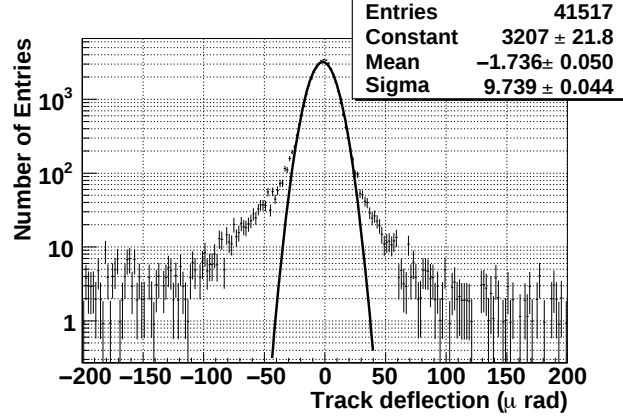


Figura 4.11: Angolo di deflessione nell'intervallo $\alpha \in [2405, 2455] \mu rad$ per il run 66566.

4.4.3 Efficienza di deflessione

La medesima suddivisione angolare utilizzata per la misura dell'angolo di deflessione è stata utilizzata per la misura dell'efficienza di deflessione. Viene definito come efficienza *raw*, ε_{raw} , di volume reflection (channeling) il rapporto tra il numero di particelle deflesse per effetto di volume reflection (channeling) rispetto al numero totale di particelle incidenti. Il conteggio di particelle deflesse viene realizzato tramite la medesima procedura di *fit* utilizzata per la misura di deflessione. Per la misura dell'efficienza *raw* viene contato il numero di tracce con angolo di deflessione, all'interno di 3σ , intorno al valore medio di deflessione angolare.

L'efficienza *raw* è una sottostima della reale efficienza, poichè all'interno di 3σ , per definizione, si hanno solo il 99.7% degli eventi della distribuzione normale. Le code non gaussiane, visibili chiaramente nelle distribuzioni riportate, diminuiscono ulteriormente il valore misurato di efficienza. Questo valore può essere quindi normalizzato utilizzando il valore di efficienza *raw* per il regime amorfo, ε_A . Il rapporto $\varepsilon_{raw}/\varepsilon_A$ viene utilizzato come estimatore dell'efficienza di deflessione. I particolari valori utilizzati durante l'analisi verranno mostrati nelle Sez.4.5.1 e 4.5.2. L'errore statistico dell'efficienza *raw* è stato calcolato come:

$$\sigma_\varepsilon = \frac{\sqrt{n \cdot (1 - \varepsilon)}}{N_{tot}} \quad (4.4)$$

dove n è il numero di tracce associate all'effetto fisico ed N_{tot} è il numero totale di tracce nella sezione angolare.

4.5 Risultati sperimentali

La verifica sperimentale del funzionamento di un dispositivo multicristallo è basata sulla misura dell'efficienza di deflessione del fascio di particelle e sulla verifica della relazione tra gli angoli di deflessione nel caso di singolo cristallo e nel caso di deflessione multicristallo.

Nel corso della presa dati non sono state fatte misure sperimentali per ciascuno dei cristalli costituenti il dispositivo multicristallo ma è comunque possibile ottenere la misura delle grandezze fisiche rilevanti per l'analisi tramite l'utilizzo di run nel quale i cristalli del dispositivo non sono correttamente allineati. In questo tipo di run, infatti, l'effetto del singolo cristallo è studiabile in modo separato.

L'analisi è stata condotta utilizzando due run ad alta statistica:

- numero 66555: presa dati con cristalli disallineati ($\sim 2 \cdot 10^6$ di eventi) con passo angolare del goniometro di $10 \mu rad$.
- numero 66566: presa dati con cristalli allineati ($\sim 6 \cdot 10^6$ di eventi) con passo angolare di $5 \mu rad$.

4.5.1 Osservazioni preliminari con cristalli disallineati

Dalle richieste di uniformità degli effetti fisici e di allineamento relativo dei cristalli (cfr. Sez.4.5), per questo run, l'analisi è stata limitata agli eventi che avessero una coordinata al cristallo compresa tra 8.25 e 8.7 mm nel piano orizzontale, e tra 9.9 e 10.6 mm in quello verticale.

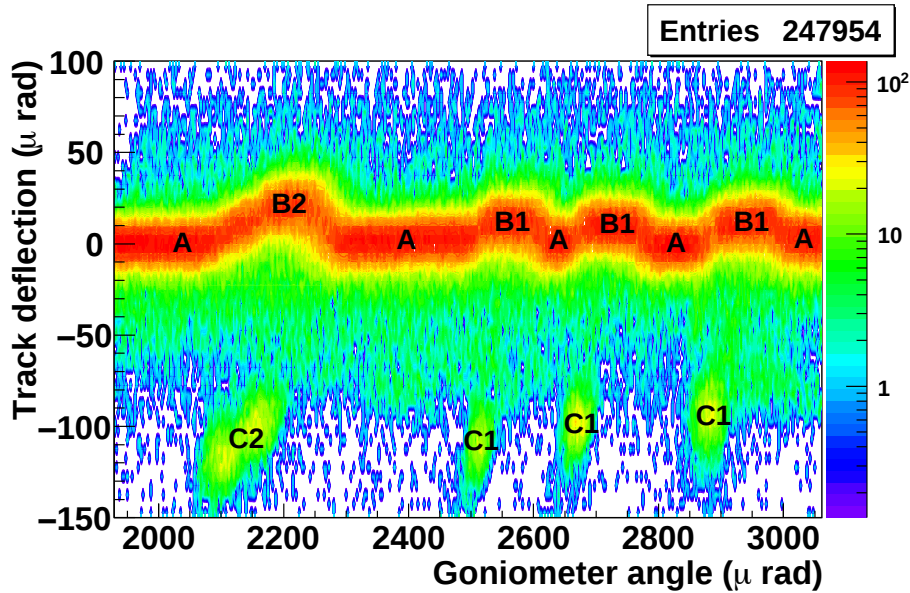


Figura 4.12: Angolo di deflessione in funzione dell'angolo del goniometro. E' possibile vedere i tre regimi di comportamento del cristallo: amorfo (A), volume reflection (B1 e B2) e channeling (C1 e C2).

In Fig.4.12 è possibile osservare l'angolo di deflessione del fascio, θ , in funzione dell'angolo del goniometro, α_{gon} . Nelle zone contrassegnate dalla lettera A è possibile

osservare il regime amorfo del cristallo, con una deflessione media nulla delle particelle incidenti. Le zone B1 e B2 sono, invece, dovute al fenomeno di volume reflection: nella zona B1 la deflessione ($\sim 10\mu\text{rad}$) è provocata dall'effetto di singolo cristallo, mentre in B2 ($\sim 20\mu\text{rad}$) è presente l'effetto combinato di due cristalli. Nelle zone C1 e C2 la deflessione è dovuta a channeling con una deflessione di $\sim -100\mu\text{rad}$. Nella zona C2, mostrata ingrandita in Fig.4.13, è possibile osservare la deflessione dovuta al channeling, in parte sovrapposto, di due cristalli con un parziale allineamento relativo.

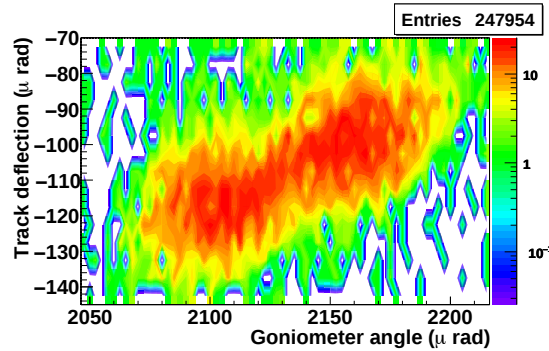


Figura 4.13: Particolare dell'angolo di deflessione in funzione dell'angolo del goniometro nella zona C2. A causa di un parziale allineamento relativo di due cristalli è possibile osservare come le zone di deflessione dovute ai singoli cristalli siano parzialmente sovrapposte.

Tramite la procedura di *fit* alle sezioni, in angolo del goniometro (cfr. Sez.4.4.2), è stata ottenuta una misura quantitativa dell'angolo di deflessione e dell'efficienza di deflessione in funzione dell'angolo del goniometro. In Fig.4.14 e Fig.4.15 è possibile osservare la distribuzione dell'angolo medio di deflessione del fascio e della corrispondente efficienza di deflessione, in sezioni di $2.5\mu\text{rad}$ ($5\mu\text{rad}$ per il channeling) per il run 66555.

Per il calcolo dell'efficienza di deflessione del fascio è necessario, come indicato in Sez.4.4.3, valutare l'efficienza nel caso di regime amorfo. Nel caso di multicristalli è molto difficile individuare zone in cui c'è un regime amorfo per tutti i cristalli contemporaneamente, se non ponendosi in posizioni del goniometro molto distanti da quelle per cui sono presenti gli effetti di deflessione coerente. La scansione angolare utilizzata, però, non ha un'estensione sufficientemente ampia e non copre una zona di regime amorfo. Si è scelto di utilizzare, quindi, il valore ottenuto in una zona di regime amorfo del run con i 5 cristalli allineati (cfr. Sez.4.5.2): $\varepsilon_A = 0.953 \pm 0.003$. In Fig.4.14 è possibile osservare come l'effetto di volume reflection porti ad una deflessione di $\sim 10\mu\text{rad}$ per il singolo cristallo, e di $\sim 20\mu\text{rad}$ per i due cristalli parzialmente allineati: in Tab.4.5.1 sono riportati i valori della deflessione angolare e dell'angolo di volume reflection per ciascun cristallo. Il procedimento di *fit* alle sezioni è stato eseguito con una procedura automatica e la bontà del *fit* è stata valutata tramite l'osservazione delle larghezze delle gaussiane (σ) corrispondenti: nei punti di transizione tra due regimi la procedura diventa instabile e la gaussiana comprende entrambi i picchi di deflessione, risultando allargata. Gli intervalli di

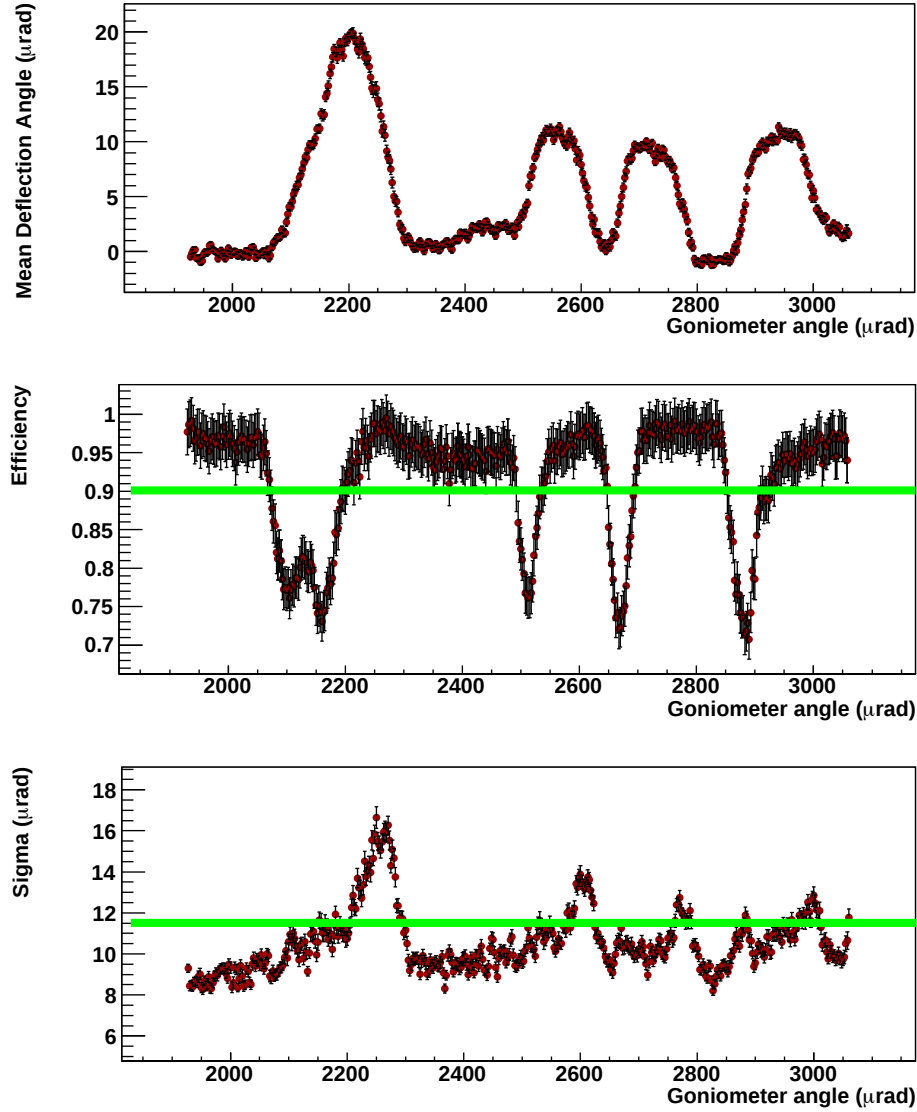


Figura 4.14: Angolo medio di deflessione del fascio (sopra), efficienza di deflessione (al centro) e larghezza delle gaussiane utilizzate per il *fit* (sotto), in funzione dell'angolo del goniometro, in sezioni di $2.5 \mu\text{rad}$. La deflessione è dovuta a volume reflection o a regime amorfo.

#	$\alpha_{VR} [\mu\text{rad}]$:	$\theta_{VR} [\mu\text{rad}]$:
1+2	$\alpha \in [2195, 2207]$	$21.3 \pm (0.2)_{stat}$
3	$\alpha \in [2535, 2585]$	$12.33 \pm (0.09)_{stat}$
4	$\alpha \in [2695, 2762.5]$	$10.77 \pm (0.06)_{stat}$
5	$\alpha \in [2912.5, 2975]$	$12.26 \pm (0.08)_{stat}$

Tabella 4.1: Valori della deflessione angolare per effetto di volume reflection

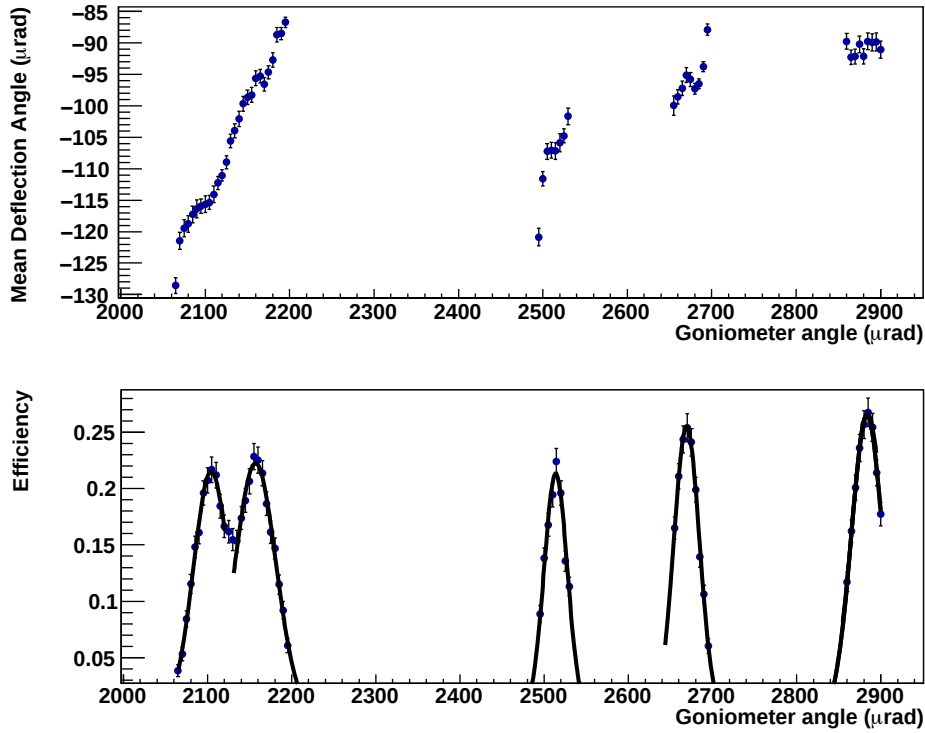


Figura 4.15: Angolo medio di deflessione del fascio (sopra) ed efficienza di deflessione (sotto), in funzione dell'angolo del goniometro, in sezioni di $5 \mu\text{rad}$. La deflessione è dovuta a channeling.

#	$\alpha_{CH} [\mu\text{rad}]$:	$\theta_{CH} [\mu\text{rad}]$:
1	$\alpha \in [2102.5, 2107.5]$	$-114.4 \pm (0.9)_{stat}$
2	$\alpha \in [2147.5, 2152.5]$	$-100.4 \pm (0.9)_{stat}$
3	$\alpha \in [2507.5, 2512.5]$	$-108.9 \pm (1.0)_{stat}$
4	$\alpha \in [2667.5, 2672.5]$	$-96.86 \pm (0.8)_{stat}$
5	$\alpha \in [2882.5, 2887.5]$	$-91.49 \pm (0.9)_{stat}$

Tabella 4.2: Valori della deflessione angolare per effetto di volume reflection e channeling

incidenza, ed i valori di deflessione corrispondenti, sono stati ottenuti richiedendo una σ minore di $11.5 \mu\text{rad}$ ed un'efficienza di deflessione superiore al 90%.

In Fig.4.15 è possibile osservare come, per l'effetto di channeling, l'efficienza di deflessione massima sia compresa tra il 20 ed il 25 %. In Tab.4.5.1 sono riportati i valori di deflessione angolare per channeling. I valori riportati sono stati valutati in corrispondenza dei punti di massima efficienza di deflessione. In Fig.4.16 è mostrato un esempio delle distribuzioni del fascio utilizzate per la misura quantitativa della deflessione angolare e dell'efficienza di deflessione per l'effetto di channeling, riferite a sezioni angolari di $5 \mu\text{rad}$ nell'intervallo $[2655, 2695] \mu\text{rad}$, corrispondenti al quarto cristallo.

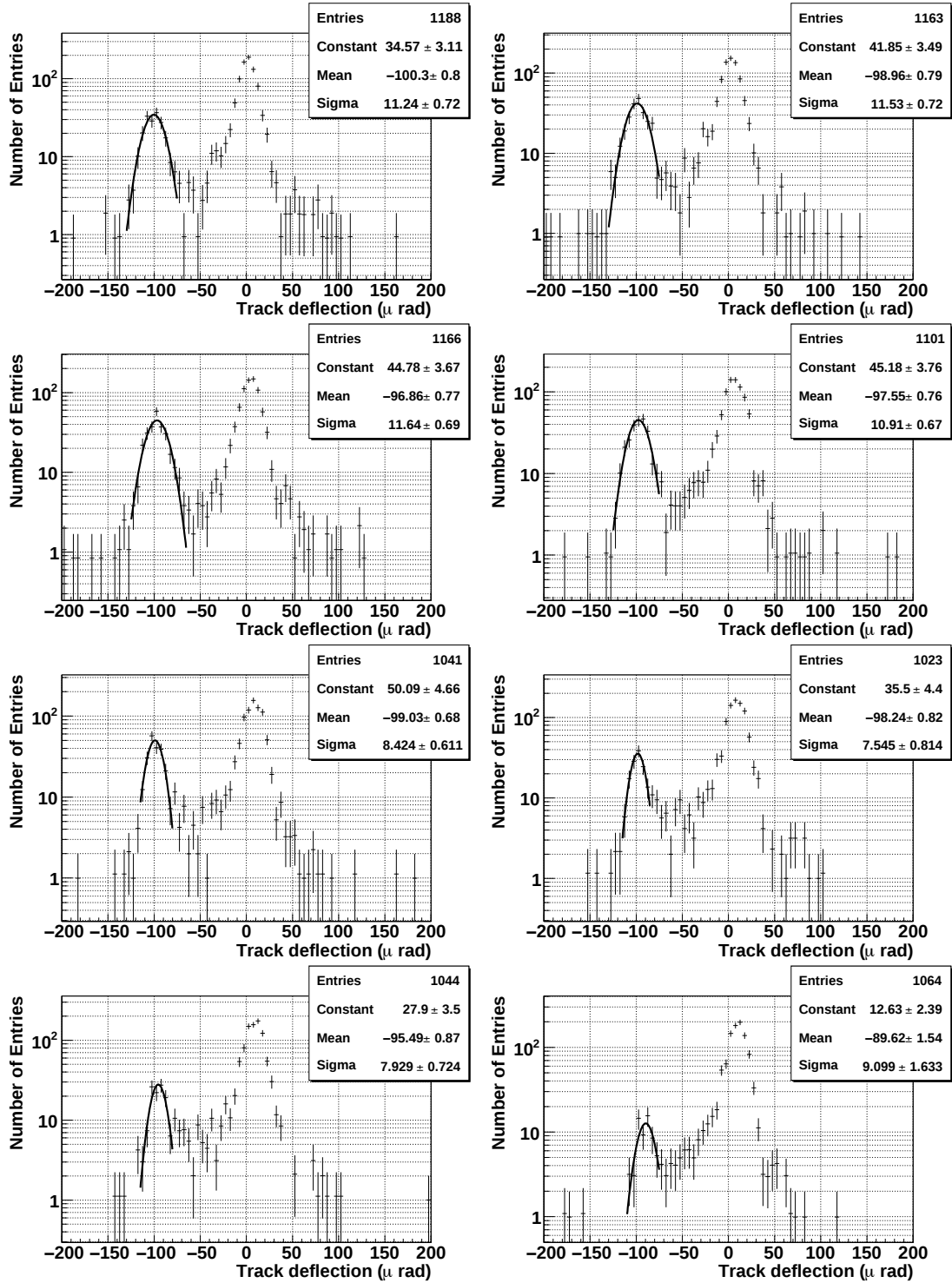


Figura 4.16: Distribuzioni della deflessione del fascio, in sezioni di $5\mu\text{rad}$ dello scan angolare. Le distribuzioni si riferiscono all'intervallo $[2655, 2695]$ μrad .

4.5.2 Prestazioni con cristalli allineati

Dalle richieste di uniformità degli effetti fisici e di allineamento (cfr. Sez.4.5), per questo run, l'analisi è stata limitata agli eventi che avessero una coordinata al cri-

stallo compresa tra 8.35 e 8.70 mm nel piano orizzontale, e tra 10.00 e 10.50 mm in quello verticale.

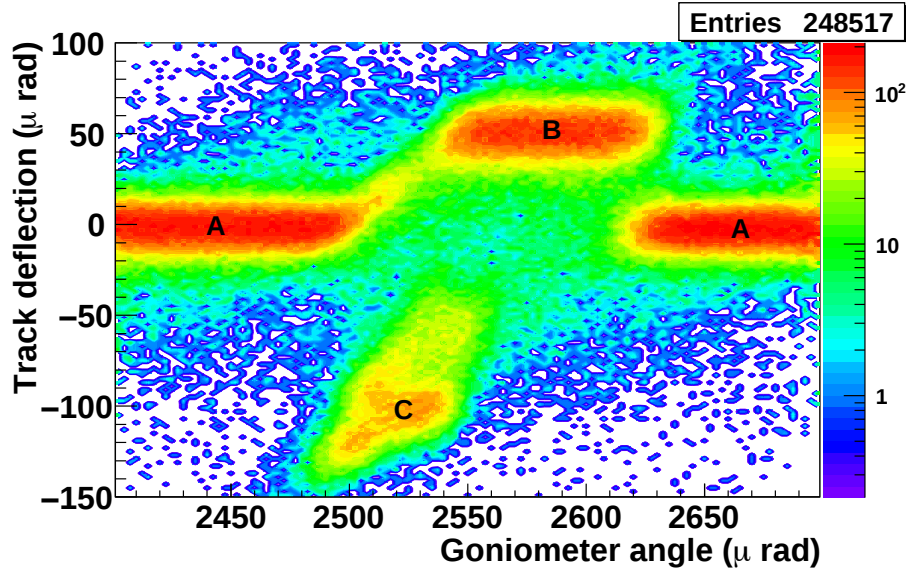


Figura 4.17: Angolo di deflessione in funzione dell'angolo del goniometro. E' possibile vedere i tre regimi di comportamento del cristallo: amorfo (A), volume reflection (B) e channeling (C).

In Fig.4.17 è riportata la distribuzione dell'angolo di deflessione del fascio in funzione dell'angolo del goniometro. Nelle zone contrassegnate dalla lettera A è possibile osservare il regime amorfo, con una deflessione media nulla delle particelle incidenti nel cristallo. Nella zona B, invece, la deflessione è dovuta al fenomeno di volume reflection per i cinque cristalli allineati. A causa dell'allineamento, la zona con fascio nettamente deflesso è più estesa e più uniforme rispetto al caso di cristalli disallineati e la deflessione è $\sim 50 \mu rad$, come aspettato. Nelle zona C la deflessione è dovuta a channeling con una deflessione di $\sim -100 \mu rad$. L'angolo di deflessione è di valore compatibile con quello di singolo cristallo e la sovrapposizione dell'effetto, per i 5 cristalli, è quasi totale.

In Fig.4.18 è possibile osservare la distribuzione dell'angolo medio di deflessione del fascio, in sezioni di $2.5 \mu rad$ per il run 66566. Sono riportati gli angoli di deflessione medi per volume reflection o regime amorfo (in rosso) e per channeling (in blu). Per la deflessione dovuta a channeling la complessità della deflessione angolare non permette una misura quantitativa della deflessione stessa. Nelle distribuzioni della deflessione del fascio, in sezioni di $10 \mu rad$, di Fig.4.19 è possibile osservare come risulti impossibile eseguire una procedura di *fit* gaussiano sulla deflessione dovuta a channeling. La deflessione per channeling, comunque, è di $\sim 90 \mu rad$, valore compatibile con quello misurato nel caso di cristalli disallineati.

L'estensione della zona di channeling e la possibilità di risolvere profili di deflessione dovuti a differenti cristalli, anche nel caso di cristalli allineati, è dovuto ad un disallineamento residuo dei cristalli stessi. Una verifica di precisione della perfetta sovrapposizione degli effetti di channeling può essere utilizzata come misura dell'allineamento dei cristalli.

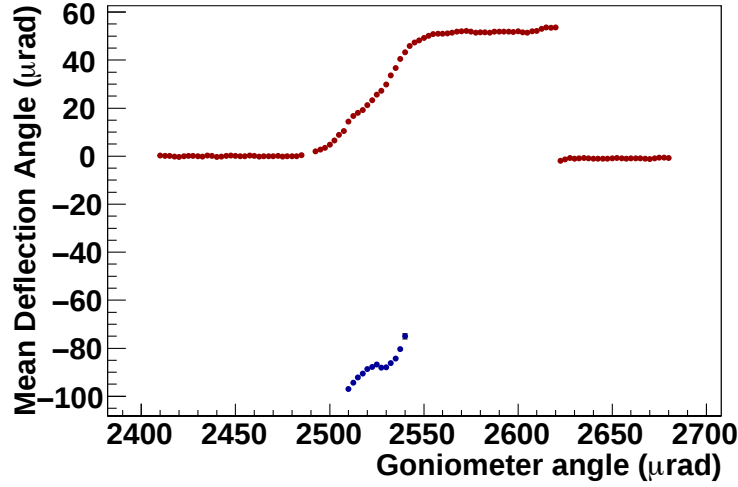


Figura 4.18: Angolo medio di deflessione del fascio in funzione dell'angolo del goniometro in sezioni di $2.5\mu rad$. Per i punti in rosso la deflessione è dovuta a volume reflection o a regime amorfo, per quelli in blu a channeling.

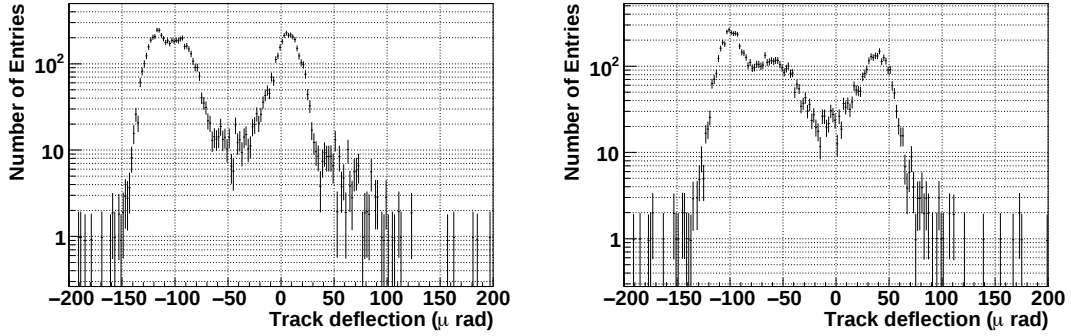


Figura 4.19: Distribuzioni della deflessione del fascio, in sezioni di $10\mu rad$ dello scan angolare. Gli intervalli angolari riportati sono: $[2500, 2510]\mu rad$ (a sinistra) e $[2530, 2540]\mu rad$ (a destra).

Per il calcolo dell'efficienza di deflessione del fascio è stato utilizzato, come valore dell'efficienza in regime amorfo, un valore di $\varepsilon_A = 0.953 \pm 0.003$. Questo è stato ottenuto utilizzando posizioni del goniometro inferiori a $2450\mu rad$ e maggiori di $2660\mu rad$, che risultano sufficientemente lontani dagli orientamenti per i quali sono presenti gli effetti di channeling e volume reflection.

Per l'efficienza di channeling (Fig.4.20, in blu) si può notare come raggiunga un valore massimo di ~ 0.8 , compatibile, all'interno degli errori di stima, con la somma dei valori di singolo cristallo. Dalla stessa figura si vede come l'angolo di deflessione per volume reflection sia stabile nell'intervallo $[2560, 2600] \mu rad$ con un'efficienza superiore al 90%. Il valore dell'angolo di deflessione, ottenuto da un fit lineare in questa regione è di $\theta_{VR} = 51.74 \pm (0.05)_{stat} \mu rad$. Il valore ottenuto per la deflessione è compatibile con la somma dei valori ottenuti di singolo cristallo. Gli alti valori di efficienza e deflessione per volume reflection, in questo tipo di dispositivo multicristallo, confermano la possibilità di costruzione di sistemi di collimazioni basati su cristalli curvati. Durante il run 66584 è stato eseguito un test di ripetibilità delle

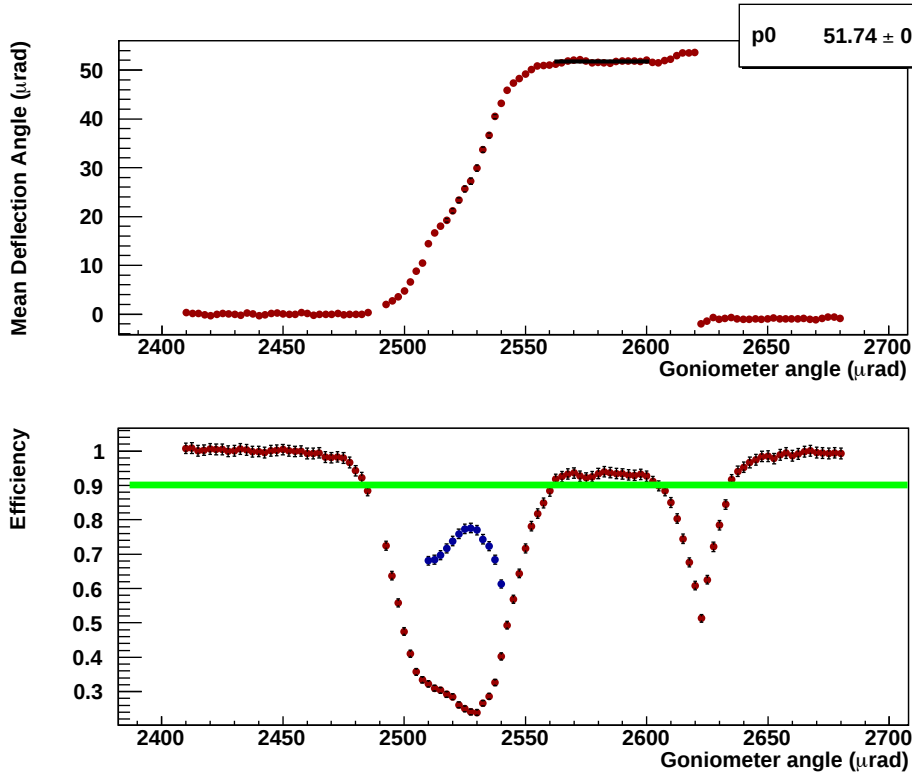


Figura 4.20: Angolo medio di deflessione del fascio ed efficienza, in funzione dell'angolo del goniometro in sezioni di $2.5\mu rad$. Particolare della deflessione per effetto di volume reflection o regime amorfo (in alto). Efficienza di volume reflection o regime amorfo (in basso, in rosso) e di channeling (in basso, in blu).

condizioni di allineamento remoto dei cristalli, con una statistica di $\sim 1 \cdot 10^6$ di eventi. I voltaggi dei 4 piezoattuatori sono stati posti a 0V e poi riportati ai valori utilizzati durante il run 66566 in modo da verificare che l'allineamento relativo dei cristalli fosse nuovamente raggiunto. L'analisi di questo run ha mostrato risultati del tutto analoghi a quelli del run 66566 confermando l'ottima riproducibilità del posizionamento dei cristalli e quindi delle prestazioni del dispositivo multicristallo.

4.5.3 Applicazione di multicristalli alla collimazione

L'inserimento di un dispositivo con cristalli curvati nel primo stadio di un sistema di collimazione di una macchina acceleratrice di grande energia e luminosità ha come scopo principale la deflessione netta di parte del fascio incidente (alone). Come spiegato in Sez.2.4 è molto importante che le particelle del fascio con una posizione, nello spazio delle fasi, tale da non poter continuare il proprio percorso nell'anello di accumulazione siano fermate in modo efficiente dal sistema di collimazione, senza intercettare i magneti superconduttori e le altre parti della macchina acceleratrice particolarmente sensibili al danneggiamento da radiazione.

In Fig.4.21 può essere osservata una rappresentazione schematica del primo stadio di un sistema di collimazione con cristalli curvati.

Come si può osservare in dettaglio in Fig. 4.22 per un angolo di incidenza $\alpha \in \Delta\alpha = [-40, 40] \mu rad$ solo una frazione minore del 20% delle particelle esce dal cristallo con

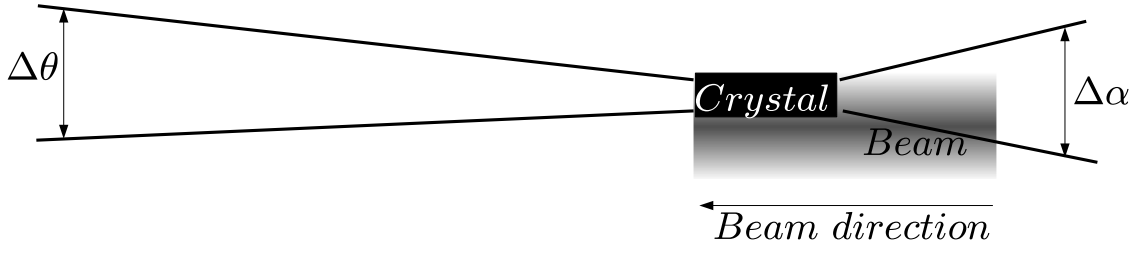


Figura 4.21: Rappresentazione schematica del primo stadio di un sistema di collimazione tramite cristalli curvati.

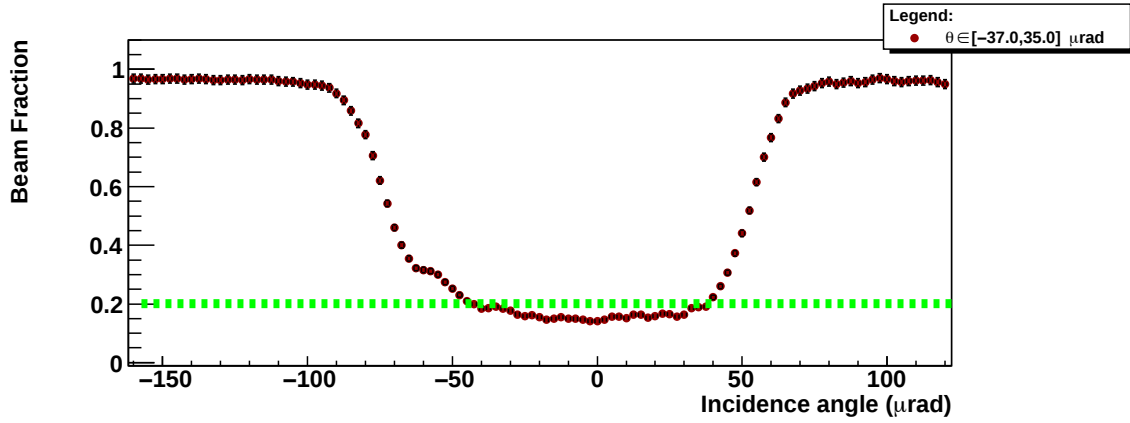


Figura 4.22: Frazione del fascio non deflesso in funzione dell'angolo di incidenza nel cristallo, in sezioni di $2.5\mu\text{rad}$.

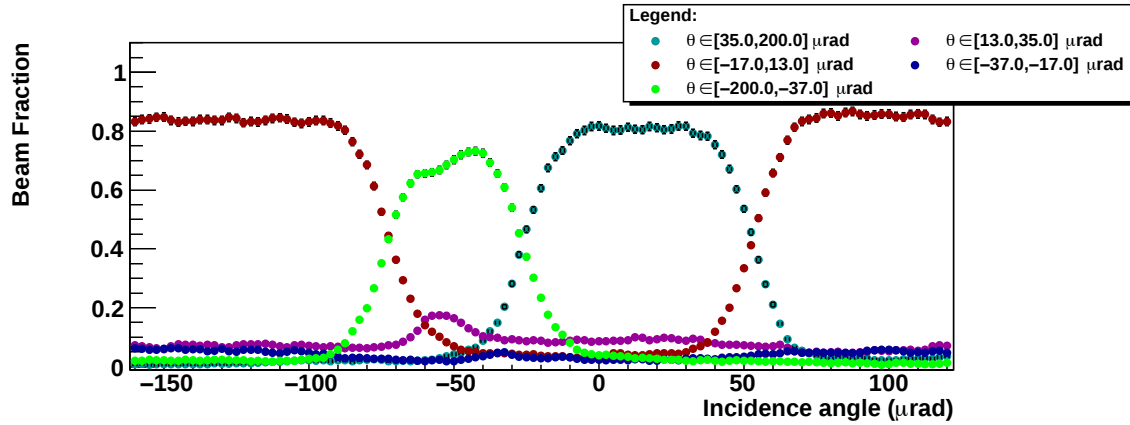


Figura 4.23: Frazione del fascio deflesso in funzione dell'angolo di incidenza nel cristallo, in sezioni di $2.5\mu\text{rad}$. Ogni serie di punti rappresenta un intervallo di deflessione angolare.

un angolo di deflessione $\theta \in \Delta\theta = [-37, 35] \mu\text{rad}$: è così possibile deviare la maggior parte delle particelle dell'alone del fascio al di fuori della loro orbita nell'acceleratore. La popolazione della deflessione angolare come funzione dell'angolo di incidenza nel cristallo è stata studiata in dettaglio in cinque intervalli angolari:

- $\theta \in [33, 200] \mu\text{rad}$: la deflessione è per effetto di volume reflection;
- $\theta \in [13, 33] \mu\text{rad}$: deflessione intermedia ai regimi amorfo e di volume reflection;
- $\theta \in [-17, 13] \mu\text{rad}$: la deflessione è quella tipica del regime amorfo e l'estensione

angolare dell'intervallo è delle dimensioni tipiche della divergenza nominale del fascio;

- $\theta \in [-37, -17] \mu\text{rad}$: deflessione intermedia ai regimi amorfo e di channeling;

- $\theta \in [-200, -37] \mu\text{rad}$: la deflessione è dovuta a channeling;

e può essere osservata in Fig.4.23.

La verifica sperimentale dell'ottima efficienza di spostamento del fascio dalla sua direzione originale è il punto di partenza per la progettazione di sistemi di collimazione con cristalli curvati. La deflessione angolare è netta ma comunque limitata e richiede lo sfruttamento di notevoli distanze per avere gli spostamenti lineari richiesti. E' necessario, dunque, un ulteriore periodo di ricerca e sviluppo per il perfezionamento di questo tipo di dispositivi curvanti.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata studiata con accuratezza la deflessione di protoni ultrarelativistici in cristalli curvati nell'ambito dell'esperimento H8-RD22 la cui presa dati si è svolta presso la linea H8 del Super Proton Synchrotron del CERN di Ginevra.

Sono stati analizzati in dettaglio i dati relativi ad un dispositivo di tipo multicristallo quasi-mosaico denominato MQM7, con controllo remoto dell'allineamento relativo dei cristalli. I dati sono stati ottenuti durante un periodo di presa dati su un fascio di protoni di 400GeV durante il test-beam avvenuto nel Novembre 2007.

Il risultato della nostra analisi conferma le caratteristiche peculiari degli effetti di channeling e volume reflection, ed in particolare dimostra come sia possibile moltiplicare gli effetti di volume reflection con l'uso di dispositivi costituiti da cristalli multipli opportunamente montati ed allineati in sequenza. In particolare i risultati dell'analisi mostrano come si possa ottenere un'elevata efficienza di deflessione, maggiore del 90%, con accettazione angolare delle particelle incidenti di $40\text{ }\mu\text{rad}$ e deviando il fascio di $\sim 50\mu\text{rad}$.

Il dispositivo analizzato in dettaglio costituisce un primo prototipo di dispositivo curvante per la collimazione di fasci tramite l'utilizzo della deflessione multipla per volume reflection. La misura di precisione degli angoli di deflessione e delle proprietà di efficienza del dispositivo offre risultati incoraggianti per l'utilizzo di questo tipo di dispositivi in macchine acceleratrici di grande energia e luminosità, tra cui il Large Hadron Collider, in corso di completamento presso il CERN.

L'analisi effettuata offre un punto di partenza molto dettagliato sulle reali proprietà fisiche dei cristalli curvati e mette le basi per lo sviluppo tecnologico dei reali dispositivi di collimazione.

Bibliografia

- [1] C. Amsler et al. Particle Data Group. Physics Letters B667, 1 (2008)
- [2] V.F. Nicosia. Misura della deflessione di fasci di protoni ultrarelativistici in cristalli curvati. Thesis, 2007
- [3] S. Hasan. Bent silicon crystals for the LHC collimation: studies with an ultrarelativistic proton beam. Thesis, 2006
- [4] M. Duranti. Simulazione numerica della raccolta di carica in rivelatori a microstrisce di silicio. Thesis, 2005
- [5] V.M. Biryukov. Computer simulation of beam steering by crystal channeling. Phys. Rev. E, 51(4):3522–3528, 1995.
- [6] Y. H. Ohtsuki and H. Nitta. Software Practice and Experience, 20(S2), 1999.
- [7] V. M. Biryukov et al. On measuring 70 GeV proton dechanneling lengths in silicon crystals (110) and (111). Nucl. Instr. and Meth. B, 86(245), 1994.
- [8] S. P. Møller. CERN, 94-05, 1994.
- [9] V.A. Maisheev. Phys. Rev. ST AB 10 (2007) 084701.
- [10] P. Macchi. http://dcssi.istm.cnr.it/Macchi/lectures_SC/diffrazione/cristalli_reali.htm
- [11] O.I. Sumbaev. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 54: 1352-60(May 1968).
- [12] V. M. Biryukov. PAC 1999 Proceedings (New York), pp.1240-1242.
- [13] V. M. Biryukov et al. Crystal deflector for highly efficient channelling extraction of a proton beam from accelerators. Review of Scientific Instruments 73, 3170 (2002).
- [14] M.A. Maslov, N.V. Mokhov, I.A. Yazynin. The SSC Beam Scraper System, SSCL-484 (1991).
- [15] D. Trbojevic, V. Biryukov, M. Harrison, B. Parker, P. Thompson, A. Stevens, N. Mokhov, and A. Drozhdin. in Proceedings of the 1998 European Particle Accelerator Conference, Stockholm, Sweden (IOP, London, 1998).
- [16] J. Stark. Phys. Zs., 13(973),1912.

-
- [17] J. Lindhard. Phys. Lett., 12(126), 1964.
 - [18] E. N. Tsyganov. Fermilab reports TM-682, TM-684, 1976.
 - [19] V. M. Biryukov, Y. A. Chesnokov, and V. I. Kotov. Crystal channeling and its application at high energy accelerators. Springer, 1996.
 - [20] V. M. Biryukov, V. N. Chepegin, Yu. A. Chesnokov, et al. Proc. of Part. Accel. Conf., Vancouver (1997).
 - [21] Giuseppina Anzivino. Measurement of direct CP violation by NA48 hep-ph/0111393v1.
 - [22] R. P. Fliller, et al. AIP Conf. Proc. **693**, 192 (2003).
 - [23] R. P. Fliller, et al. Nucl. Instr. and Meth. B **234**, 47 (2005).
 - [24] R. P. Fliller, et al. Phys. Rev. Lett. STA B, 9:013501, 2006.
 - [25] G. Arduini, et al. Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4182.
 - [26] G. Arduini, et al. in: Proceedings of the Particle Accelerator Conference Vancouver, 1997.
 - [27] A. G. Afonin, et al. Phys. Lett. STA B, 435:240-244, 1998.
 - [28] A. Baurichter, et al. Nucl. Instr. and Meth. B, 27:164-165, 2000.
 - [29] The NA48 collaboration. A precise measurement of the direct CP violation parameter $Re(\epsilon'/\epsilon)$ Eur. Phys. J. C 22, 231-234 (2001).
 - [30] J. H. Christenson et al. Evidence for the 2π decays of the K_2^0 meson, Phys. Rev. Lett. 13(1964) 138.
 - [31] A. G. Afonin et al. High-efficiency beam extraction and collimation using channeling in very short bent crystal. Phys. Rev. Lett., 87(9):094802, 2001.
 - [32] A. G. Afonin et al. eJETP Lett. 68 (1998) 568.
 - [33] V. I. Kotov et al. EPAC 2000 Proceedings (Vienna).
 - [34] A. M. Taratin and S. A. Vorobiev. Nucl. Instr. and Meth. B, 26(512), 1987.
 - [35] Yu. M. Ivanov et al. Phys. rev. Lett., 84(144801), 2006.
 - [36] C. Biino, et al. Phys. Lett. B 403 (1997) 163.
 - [37] C. Biino, et al. in: Proceedings of the Particle Accelerator Conference Vancouver, 1997.
 - [38] C. T. Murphy et al. Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. Sect. B 119, 231 (1996)
 - [39] H. Akbari et al. Phys. Lett. B 313, 491 (1993)

-
- [40] Yu. M. Ivanov et al. JETP Lett., 81:99, 2005.
 - [41] H8-RD22 Coll. Study of 400 GeV/c proton beam deflection with bent silicon crystals at the CERN SPS submitted to Phys.Lett.B.
 - [42] H8-RD22 Coll. Deflection of 400 GeV/c proton beam with bent silicon crystals at the CERN Super Proton Synchrotron. Phys. Rev. ST Accel. Beams 11, 063501 (2008).
 - [43] K. Jukka. Proton extraction from a high energy beam with bent crystal. PhD Thesis, 1998.

Elenco delle figure

1.1	Esempi di piani cristallografici indicati con gli indici di Miller	2
1.2	Visione artistica della struttura interna di un materiale cristallino.	2
1.3	Immagine a): moto di una particella che incide con piccolo angolo rispetto alla direzione del piano cristallino, che si trova nel piano $y - z$. Immagine b): curva del potenziale tra due piani cristallini.	3
1.4	Immagine a): moto di una particella contenuta in una buca di potenziale. Immagine b): rappresentazione bidimensionale del moto di una particella nei canali di un cristallo (d_p è la distanza interplanare).	4
1.5	Un esempio di energia potenziale per particelle cariche positivamente e negativamente. Per particelle e^+ la forma del potenziale è di tipo parabolico, per particelle e^- è quasi una funzione δ	5
1.6	Schema del principio del channeling in un cristallo curvato.	6
1.7	Rappresentazione schematica della buca di potenziale interatomica.	7
1.8	Schematizzazione delle condizioni per l'effetto di volume capture (analoghe per l'effetto di volume reflection): a) Per particelle provenienti dalla direzione di convessità delle curve di potenziale $\theta_1 > \theta_2 > \theta_3$. b) Per particelle provenienti dalla direzione di concavità delle curve di potenziale $\theta_1 < \theta_2 < \theta_3$	8
1.9	Schematizzazione degli effetti di channeling (in alto, in rosso), volume capture (al centro, in verde) e volume reflection (in basso, frecce blu)	9
1.10	Schematizzazione delle condizioni cinematiche per gli effetti di channeling e volume reflection e della connessione reciproca tra accettanza angolare e angolo di deflessione per i due effetti fisici.	
	<u>Channeling:</u> L'accettanza angolare α_c è data dalle due direzioni di incidenza c_{max} (linea — , in rosso) e c_{min} (linea ... , in rosso). La deflessione angolare θ_b^c è data dalla direzione media di incidenza c_i (linea , in rosso) e dalla quella media di uscita dal cristallo c_o (linea —....., in blu).	
	<u>Volume Reflection:</u> L'accettanza angolare α_v è data dalla direzione di incidenza con valore massimo dell' angolo, v_{max} (linea ———... , in verde) e da quella con valore minimo, v_{min} (linea — , in rosso). La deflessione angolare θ_b^v è l'angolo tra la direzione di incidenza v_i (linea ———... , in verde) e quella di uscita dal cristallo v_o (linea — , in verde)	11
2.1	Esempio di curva anticlastica	14
2.2	Cristalli con supporto: (a) tipo strip; (b) tipo quasimosaico (c) tipo O-shaped . .	15
2.3	(a) Principio di piegatura di un cristallo di tipo O-shaped	15
2.4	Principio di piegatura di un cristallo di tipo strip; (b) Schema del supporto per un cristallo di tipo strip	16

2.5	(a) Lingotto di silicio prima del taglio; (b) Linea di taglio della placca (allineata ai piani cristallografici) nella quale l'effetto quasimosaico non ha luogo; (c) Linea di taglio della placca (disallineata rispetto ai piani cristallini) nella quale si ha l'effetto quasimosaico	16
2.6	(a) Principio di piegatura di un cristallo di tipo quasimosaico; (b) Schema del supporto per un cristallo di tipo quasimosaico	17
2.7	Rappresentazione di un multicristallo di tipo strip.	17
2.8	Un cristallo di tipo multistrip montato sul suo supporto	18
2.9	Distribuzione dell'efficienza del fascio estratto in funzione della lunghezza del cristallo. Le misure sono state eseguite in anni differenti e i simboli corrispondono a tre tipi di cristalli: "O-shaped" (cerchi [31] [27] [32]), "strip" (triangoli [31] [27] [32]), "quasi-mosaici" (quadrati [33]). La linea continua corrisponde alla simulazione Monte Carlo ([27]).	20
2.10	In alto: riduzione del fascio estratto in funzione dell'orientazione del cristallo. Sono segnati il valore massimo di riduzione di 70%, ad un valore molto prossimo a $0mrad$ e il valore minimo di 45% a circa $\pm 0.5mrad$. In basso: efficienza di estrazione come funzione dell'orientazione del cristallo per i dati sperimentali (cerchi vuoti) e per le predizioni teoriche (cerchi pieni).	20
2.11	Distribuzione dell'efficienza di estrazione in funzione dell'energia del fascio: la linea continua corrisponde alla simulazione Monte Carlo, i punti corrispondono ai dati sperimentali.	20
2.12	Distribuzione dell'efficienza di estrazione in funzione della frazione di particelle incidenti sul cristallo. La linea continua in entrambe le immagini rappresenta i dati sperimentali per il cristallo situato in due diverse postazioni della linea dell'acceleratore, la linea tratteggiata i dati simulati. La curva 3 (tratteggiata) corrisponde ad una simulazione per lo stesso cristallo ma installato in una posizione differente.	21
2.13	Sinistra: efficienza di deflessione in funzione dell'angolo di deflessione per un fascio di protoni di $450 GeV$ in effetto channeling su un cristallo di germanio. I dati simulati (linea continua) sono in accordo con quelli sperimentali (punti con barre di errore) ([36] [37]). Destra: efficienza di deflessione in funzione dell'angolo di deflessione per protoni di $450 GeV$ su un cristallo di silicio. La linea tratteggiata rappresenta i dati simulati, i punti rappresentano i dati sperimentali ([36] [37]).	22
2.14	Efficienza di estrazione in funzione dell'orientazione del cristallo per fasci di ioni Pb^{+82} di $22TeV$	22
2.15	Setup sperimentale per l'estrazione di fasci di K con cristalli curvati nei due canali di decadimento K_L e K_S	24
2.16	Rappresentazione schematica di un moderno sistema di collimazione.	26
2.17	Confronto schematico tra un sistema di collimazione tramite cristalli curvati (b) ed uno tradizionale (a).	27
2.18	Confronto schematico tra un sistema di collimazione a singolo cristallo (a) ed uno multicristallo (b) che utilizzano il fenomeno della volume reflection.	28
2.19	Intensità del fascio in funzione della distanza radiale dalla linea del fascio nel caso di: (a) materiale amorfo come primo collimatore, (b) cristallo non allineato come primo collimatore, (c) cristallo allineato come primo collimatore, (d) magneti come primo collimatore.	30

2.20	Esempio di scan angolare per la misura degli effetti del cristallo sulla collimazione in un anello del RHIC.	31
2.21	Rapporto tra il numero di particelle sufficienti per il quenching ed il numero di particelle perse, in ogni giro nell'anello di accumulazione, in funzione della vita media del fascio nell'anello stesso.	32
3.1	Schema rappresentativo del complesso di acceleratori del CERN di Ginevra. . . .	36
3.2	Setup per le prese dati del 2007. Gli scintillatori s1 ed s2 forniscono il trigger. I rivelatori al silicio SD1 ed SD2 costituiscono il telescopio in ingresso mentre i rivelatori SD2, SD3 ed SD4 formano il telescopio in uscita.	37
3.3	Rappresentazione schematica del goniometro con i tre motori indicati.	38
3.4	Fotografia di un cristallo installato sul goniometro.	38
3.5	Rappresentazione di un pentaprisma. La luce viene riflessa in una direzione ortogonale a quella di incidenza.	39
3.6	Destra) Rappresentazione schematica del sistema di allineamento; Sinistra) Realizzazione pratica dell'allineamento laser con precisione di $\sim 300\mu rad$	40
3.7	Banda di conduzione e banda di valenza per un semiconduttore di tipo n (a sinistra) e di tipo p (a destra).	40
3.8	Schema di una giunzione $p - n$	41
3.9	Principio di funzionamento di un sensore al silicio attraversato da una particella carica.)	42
3.10	Schema elettrico equivalente di un sensore a microstrisce di silicio con 5 strisce impiantate e 2 lette.	43
3.11	I rivelatori al silicio, progettati per l'esperimento AGILE, installati per il tracciamento delle particelle incidenti sul cristallo.	43
3.12	Setup sperimentale per la simulazione di un fascio di ioni pesanti tramite l'utilizzo di un fascio laser di elevata intensità. Il rivelatore al silicio è inserito in una scatola di plastica (rossa, in verticale) ed installato su di un sistema di moti passo-passo. La posizione è regolata in modo che il fascio sia, al silicio, il più collimato ed intenso possibile.	47
3.13	Segnale di carica nel rivelatore al silicio nelle due facce dello stesso: lato p (sinistra), lato n (destra). Le linee verticali (azzurre e rosse) rappresentano i bordi del VA di lettura del sensore. L'intensità del laser è di 0.18 (u.a.).	48
3.14	Segnale di carica nel rivelatore al silicio nelle due facce dello stesso: lato p (sinistra), lato n (destra). Le linee verticali (azzurre e rosse) rappresentano i bordi del VA di lettura del sensore. L'intensità laser è di 630 (u.a.).	48
3.15	Profili orizzontale (sinistra) e verticale (destra) del fascio.	49
3.16	Distribuzioni dell'angolo di incidenza del fascio al cristallo nel piano orizzontale (sinistra) e verticale (destra). La divergenza del fascio viene definita dalla larghezza della funzione gaussiana utilizzata per descrivere tali distribuzioni. I picchi nelle distribuzioni sono dovuti alla risoluzione dei rivelatori.	49
3.17	Particolare della distribuzione del profilo orizzontale e della sua ricostruzione in maniera discreta. L'istogramma è riempito con un binning molto fine.	50

3.18	Il cristallo quasi-mosaico, con controllo piezoelettrico dell'allineamento, MQM7, prodotto al PNPI di Garchina in Russia. a) Il cristallo esploso nelle sue componenti; b) Il cristallo installato sul goniometro; c) Il sistema piezoelettrico di controllo remoto di MQM7; d) Particolare dei 5 cristalli di MQM7 di cui uno illuminato dal laser durante la procedura di allineamento (cfr. 3.2.2).	52
4.1	Esempio di scansione laterale per la verifica della posizione del cristallo lungo la linea del fascio. Da (a) a (c) il cristallo (largo 2mm) si sta muovendo da destra verso sinistra lungo il profilo del fascio. Nelle tre immagini sono riconoscibili il supporto (sinistra) ed il cristallo (destra).	54
4.2	Scansione angolare veloce per la determinazione dell'intervallo angolare nel quale effettuare la scansione angolare di precisione.	55
4.3	Rappresentazione schematica del setup sperimentale. Sono riportate le distanze fra i 4 rivelatori utilizzati per la presa dati di Novembre 2007. Sono indicate le grandezze utilizzate per la ricostruzione dell'angolo di deflessione in funzione dell'angolo del goniometro.	56
4.4	Distribuzioni delle differenze delle coordinate ricostruite nei rivelatori SD1 (in alto), SD3 (al centro) ed SD4 (in basso) rispetto a quelle del rivelatore al cristallo, prima della procedura di allineamento (sinistra) e dopo (destra). Le distribuzioni mostrate si riferiscono alla coordinata X.	57
4.5	Distribuzione dell'angolo del goniometro nei due differenti approcci di analisi: tradizionale (in nero) e innovativo (in rosso)	58
4.6	Esempio di scansione angolare per il dispositivo MQM7.	60
4.7	Deflessione del fascio in intervalli angolari di $2.5\mu rad$. Gli intervalli sono quelli indicati in Fig.4.6: 1 (in alto a sinistra), 2 (in alto a destra), 3 (al centro a sinistra), 4 (al centro a destra), 5 (in basso a sinistra), 6 (in basso a destra), . . .	60
4.8	Distribuzioni dell'angolo di deflessione in funzione della coordinata per quattro intervalli differenti del profilo orizzontale del fascio: $X \in [8.25, 8.30]mm$ (in alto a sinistra), $X \in [8.30, 8.35]mm$ (in alto a destra), $X \in [8.60, 8.65]mm$ (in basso a sinistra), $X \in [8.75, 8.80]mm$ (in basso a destra).	61
4.9	Distribuzioni dell'angolo di deflessione in funzione della coordinata, X (sinistra) o Y (destra), di impatto nel cristallo, in un intervallo di angoli del goniometro per cui si dovrebbe avere solamente volume reflection. Le zone verticali vuote nelle due distribuzioni sono dovute a strisce non funzionanti nei rivelatori al silicio. . .	62
4.10	Distribuzione dell'angolo del goniometro per cui volume reflection e regime amorfo hanno la stessa importanza in funzione della coordinata di impatto, X (sinistra) e Y (destra), nel cristallo.	62
4.11	Angolo di deflessione nell'intervallo $\alpha \in [2405, 2455] \mu rad$ per il run 66566.	63
4.12	Angolo di deflessione in funzione dell'angolo del goniometro. E' possibile vedere i tre regimi di comportamento del cristallo: amorfo (A), volume reflection (B1 e B2) e channeling (C1 e C2).	64
4.13	Particolare dell'angolo di deflessione in funzione dell'angolo del goniometro nella zona C2. A causa di un parziale allineamento relativo di due cristalli è possibile osservare come le zone di deflessione dovute ai singoli cristalli siano parzialmente sovrapposte.	65

4.14	Angolo medio di deflessione del fascio (sopra), efficienza di deflessione (al centro) e larghezza delle gaussiane utilizzate per il <i>fit</i> (sotto), in funzione dell'angolo del goniometro, in sezioni di $2.5 \mu\text{rad}$. La deflessione è dovuta a volume reflection o a regime amorfo.	66
4.15	Angolo medio di deflessione del fascio (sopra) ed efficienza di deflessione (sotto), in funzione dell'angolo del goniometro, in sezioni di $5 \mu\text{rad}$. La deflessione è dovuta a channeling.	67
4.16	Distribuzioni della deflessione del fascio, in sezioni di $5\mu\text{rad}$ dello scan angolare. Le distribuzioni si riferiscono all'intervallo $[2655, 2695] \text{ mrad}$	68
4.17	Angolo di deflessione in funzione dell'angolo del goniometro. E' possibile vedere i tre regimi di comportamento del cristallo: amorfo (A), volume reflection (B) e channeling (C).	69
4.18	Angolo medio di deflessione del fascio in funzione dell'angolo del goniometro in sezioni di $2.5\mu\text{rad}$. Per i punti in rosso la deflessione è dovuta a volume reflection o a regime amorfo, per quelli in blu a channeling.	70
4.19	Distribuzioni della deflessione del fascio, in sezioni di $10\mu\text{rad}$ dello scan angolare. Gli intervalli angolari riportati sono: $[2500, 2510]\mu\text{rad}$ (a sinistra) e $[2530, 2540]\mu\text{rad}$ (a destra).	70
4.20	Angolo medio di deflessione del fascio ed efficienza, in funzione dell'angolo del goniometro in sezioni di $2.5\mu\text{rad}$. Particolare della deflessione per effetto di volume reflection o regime amorfo (in alto). Efficienza di volume reflection o regime amorfo (in basso, in rosso) e di channeling (in basso, in blu).	71
4.21	Rappresentazione schematica del primo stadio di un sistema di collimazione tramite cristalli curvati.	72
4.22	Frazione del fascio non deflesso in funzione dell'angolo di incidenza nel cristallo, in sezioni di $2.5\mu\text{rad}$	72
4.23	Frazione del fascio deflesso in funzione dell'angolo di incidenza nel cristallo, in sezioni di $2.5\mu\text{rad}$. Ogni serie di punti rappresenta un intervallo di deflessione angolare.	72

Ringraziamenti

Per evitare di trasformare i ringraziamenti in un lista tutte le persone che ho incontrato nel mio cammino universitario, faccio solo pochi ringraziamenti e solo alle persone che hanno veramente contribuito alla mia Tesi di Laurea, al mio percorso universitario e, spero, al mio futuro.

Il primo ringraziamento va ai miei genitori che mi hanno consentito di studiare, mantenendomi economicamente nonostante la situazione economica familiare lo renda possibile solo con grandi sacrifici. e nonostante abbiano capito abbastanza presto che i loro sacrifici non sarebbero stati spesi esattamente per dare il “posto fisso” al proprio figlio.

Il secondo ringraziamento va a Giovanni Ambrosi, Bruna Bertucci, Philippe Azza-
rello e Paolo Zuccon, per l’opportunità data e soprattutto per il tempo “sprecato”, con la speranza di poter continuare a lavorare con loro anche per il futuro e con l’obiettivo che questo tempo, da speso, diventi investito.

Il terzo ringraziamento va alla collaborazione H8RD22 che mi ha dato la possibilità di lavorare nei laboratori di uno dei centri di ricerca più importanti al mondo e di condurre un lavoro di analisi sui dati collezionati.

Il quarto ed ultimo ringraziamento va a Glenda, non perchè abbia fatto qualcosa per la mia Tesi o per i miei studi, ma poichè ha promesso che, lavorando sicuramente prima di me, è disposta a mantenermi anche nell’attesa di una sicurezza economica che, alle stime attuali, non arriverà sicuramente prima di una quindicina d’anni. Questo mi ha dato e mi dà la forza e la possibilità di continuare ad inseguire la passione a discapito della tranquillità per il futuro.