



Università degli Studi di Ferrara  
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Tesi di Laurea Specialistica in Fisica

**Studio della reazione di *deuteron breakup*  
in esperimenti di spin-filtering per la  
polarizzazione di fasci di antiprotoni**

Relatore

*Dott.* Paolo Lenisa

Correlatore

*Dott.* Marco Contalbrigo

Candidato

Susanna Bertelli

Anno Accademico 2007–2008



*Un vero viaggio di scoperta  
non è cercare nuove terre,  
ma avere nuovi occhi.*

**Marcel Proust**



*A tutta la mia famiglia*



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>9</b>
<b>1 La collaborazione PAX</b>	<b>11</b>
1.1 Perchè polarizzare gli antiprotoni? . . . . .	11
1.2 Fase di preparazione per il progetto FAIR . . . . .	14
1.3 La produzione di antiprotoni polarizzati . . . . .	15
1.4 Misura di FILTEX e relativa interpretazione . . . . .	17
1.4.1 Studi sistematici di <i>spin-filtering</i> . . . . .	20
1.5 Misure di depolarizzazione e deuteron breakup . . . . .	23
<b>2 Misure di depolarizzazione a <i>COSY</i></b>	<b>29</b>
2.1 La facility <i>COSY</i> . . . . .	31
2.2 Misura della polarizzazione del fascio di protoni . . . . .	33
2.3 Ciclo di misura e proiezione statistica . . . . .	36
2.3.1 Proiezione statistica della misura e risultati . . . . .	37
<b>3 I dispositivi di rivelazione <i>STT</i></b>	<b>41</b>
3.1 Rivelazione di particelle con i rivelatori al silicio . . . . .	41

3.1.1	Principio di rivelazione . . . . .	43
3.1.2	Rumore e risoluzione energetica . . . . .	44
3.1.3	Informazioni spaziali . . . . .	45
3.2	Silicon Tracking Telescope di ANKE-PAX . . . . .	46
3.2.1	Caratteristiche degli STT . . . . .	48
3.3	Identificazione delle particelle . . . . .	51
3.3.1	Identificazione del deutone . . . . .	53
3.4	Elettronica di <i>front-end</i> e di <i>read-out</i> . . . . .	55
3.5	Logica di trigger . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Analisi dati per la reazione di <i>deuteron breakup</i></b>	<b>57</b>
4.1	Procedura di analisi dati . . . . .	58
4.2	Le osservabili del processo $pd \rightarrow ppn$ . . . . .	63
4.2.1	Cinematica del processo $pd \rightarrow ppn$ . . . . .	63
4.3	Classificazione dei canali: $pd \rightarrow pd$ e $pd \rightarrow ppn$ . . . . .	66
4.4	Criteri di selezione per eventi fermati . . . . .	71
4.5	Grafici dei campioni di breakup . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Risultati e conclusioni</b>	<b>95</b>
5.1	Breakup e misure di depolarizzazione . . . . .	95
5.2	Conclusioni . . . . .	102
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>109</b>

# Introduzione

Questo lavoro di tesi si inserisce nell'ambito dell'esperimento *PAX* ed in particolare degli esperimenti di *spin-filtering* per la polarizzazione di fasci di antiprotoni ed è stato svolto presso il Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara e l'Istitut für Kernphysik del Forschungszentrum di Jülich. In questo lavoro è stato sviluppato uno studio della reazione di dissociazione del deutone *deuteron breakup* che parte come studio di una reazione di fondo per le misure di depolarizzazione e si sviluppa come studio fenomenologico di fattibilità di identificazione del processo di breakup per l'apparato di rivelazione STT. La tesi si articola in quattro capitoli:

- *Capitolo 1* : viene presentato il contesto generale dell'esperimento *PAX* e come la reazione di deuteron breakup si inserisce nelle misure di depolarizzazione.
- *Capitolo 2* : vengono descritte le misure di depolarizzazione che sono state operate al *COSY*, durante la presa dati svolta a Febbraio 2008.
- *Capitolo 3* : viene presentata una descrizione dei dispositivi di rivelazione Silicon Tracking Telescope.
- *Capitolo 4* : viene presentato il contributo personale a questo lavoro di tesi descrivendo i criteri elaborati per identificare il processo di

deuteron-breakup.

- *Capitolo 5* : vengono esposti i risultati e le conclusioni dello studio del canale di breakup.

# Capitolo 1

## L'esperimento PAX

Questo lavoro di tesi si inserisce nel contesto della collaborazione *PAX*, acronimo di Polarized Antiprotons eXperiments. Come suggerito dal nome, l'oggetto di studio di PAX sono le reazioni protone-antiprotone ( $p\bar{p}$ ), entrambi polarizzati presso l'anello di accumulazione *HESR* (High Energy Storage Ring) all'interno della nuova facility del GSI, *FAIR* (Facility for Antiprotons and Ion Research) a Darmstadt, Germania.

### 1.1 Perchè polarizzare gli antiprotoni?

Gran parte dello scibile del mondo su piccola scala è stato svelato dopo la scoperta dello spin e della comprensione del ruolo che esso riveste nelle interazioni tra i costituenti degli atomi e dei nuclei. Gli esperimenti che hanno fornito evidenze cruciali hanno mostrato una dipendenza critica dallo sviluppo di sorgenti di particelle polarizzate e dai fasci di particelle polarizzate di alta qualità [1]. Al momento non si dispone di tali sorgenti per antiprotoni polarizzati. Questo costituisce un handicap se si considera che lo sviluppo di fasci di antiprotoni ha contribuito in modo essenziale all'evoluzione della Fisica delle particelle, basti citare la scoperta dei bosoni  $W^\pm$  e  $Z^0$ , il charmonio, la spettroscopia degli adroni e gli stati esotici conseguenti all'an-

nichilazione a riposo. Per questo gli esperimenti con antiprotoni polarizzati, accumulati ad alta energia rivestono un'importanza assai rivelante. In cima alla lista si colloca la misura della *transversità* (transversity), ultimo tassello per raggiungere una completa conoscenza della struttura dello spin dei nucleoni. Un altro argomento importante è l'annichilazione  $p\bar{p}$  in adroni, che potenzialmente include nuovi stati come glueballs e ibridi, in cui il contributo fornito dalle diverse onde parziali potrebbe essere chiaramente distinto se lo stato iniziale fosse costituito da particelle polarizzate.

Al momento la collaborazione PAX ha avanzato la proposta di portare la polarizzazione di antiprotoni, mediante il processo di spin-filtering, all'HESR, la nuova facility europea del FAIR per lo studio della Fisica Adronica [2].

Le interazioni  $p\bar{p}$  polarizzati presso l'HESR del FAIR forniranno l'accesso diretto ad un certo numero di ossevabili fisiche fondamentali. La lista dei temi principali include:

- *Transversity* : La distribuzione della transversity  $h_q^1(x, Q^2)$  - ovvero della polarizzazione trasversale dei quark all'interno di un protone polarizzato trasversalmente - costituisce l'ultimo pezzo mancante leading-twist della descrizione quanto-cromodinamica della struttura partonica del nucleone. Gli altri ingredienti che determinano la struttura partonica del nucleone sono le distribuzioni in momento dei quark non polarizzati,  $q(x, Q^2)$  e l'elicità  $\Delta q(x, Q^2)$ . A differenza di queste ultime, la misura della transversity non è accessibile tramite deep inelastic scattering, nè tanto meno si può ricavare dalla conoscenza di  $q(x, Q^2)$  e  $\Delta q(x, Q^2)$ . La transversity può essere investigata direttamente mediante il processo *Drell-Yan* di protoni-antiprotoni entrambi polarizzati con la conseguente produzione di coppie di leptoni:

$$p^\uparrow \bar{p}^\uparrow \longrightarrow e^+ e^- X. \quad (1.1)$$

Un esauriente introduzione a questo argomento è contenuta in [3].

Una misura diretta della transversity è resa ancora più necessaria dalla discrepanza riscontrata tra i valori ottenuti dai modelli teorici correnti e

l'analisi simultanea dei dati degli esperimenti *HERMES* e *BELLE* [4]. Questa analisi simultanea permette di accedere alla transversity in modo indiretto e con notevoli assunzioni fenomenologiche.

Senza una misura della transversity la tomografia dello spin del protone risulta incompleta. L'esperimento PAX, grazie alla polarizzazione di antiprotoni mediante spin-filtering, e alla luminosità prevista di HESR risulta idoneo per la definitiva osservazione di  $h_1^q(x, Q^2)$  del protone per i quark di valenza.

- *Fattori di forma* : L'origine della dipendenza inaspettata da  $Q^2$  del rapporto tra fattori di forma magnetico ed elettrico del protone,  $G_E, G_M$ , osservata presso il *Jefferson Laboratory*, può essere chiarita mediante la misura della loro fase relativa nella regione time-like per mezzo dell'annichilazione:

$$p^\uparrow \bar{p}^{(\uparrow)} \longrightarrow e^+ e^-. \quad (1.2)$$

Tale reazione è a singola o a doppia polarizzazione. L'asimmetria di singola polarizzazione consente la misura delle fasi complesse e costituisce un modo molto efficace per testare i vari modelli.

Mediante tale misura si apre la possibilità di misurare separatamente, ex novo, il modulo e la fase dei fattori di forma elettromagnetici del protone in un vasto intervallo di energie della regione *time-like* a partire dal valore di soglia. L'asimmetria di doppia polarizzazione <sup>1</sup> consentirà di misurare in modo indipendente  $G_E, G_M$  e di controllarne la separazione di Rosenbluth nella regione time-like. Inoltre i risultati di questa misura potrebbero incidere in maniera rilevante sull'attuale dibattito circa lo scambio di uno o due fotoni nell'interazione elettrone-nucleone.

---

<sup>1</sup>Per ciò che riguarda le fasi l'asimmetria di doppia polarizzazione consente di risolvere l'ambiguità del segno delle fasi complesse

- *Altre misure* : Il processo elastico di hard scattering  $p\bar{p}$ , entrambi polarizzati, costituisce un campo molto ricco di informazioni, inoltre il controllo della polarizzazione dello stato iniziale  $p\bar{p}$  può essere impiegato per studi di spettroscopia adronica.

## 1.2 Fase di preparazione per il progetto FAIR

La collaborazione PAX propone un programma di esperimenti di Fisica dello spin con fasci di antiprotoni polarizzati di elevata intensità presso la facility FAIR. Per raggiungere la più alta figura di merito possibile si richiede che gli antiprotoni vengano polarizzati in un anello *low-energy*, esclusivamente dedicato alla fase di polarizzazione. Il trasferimento di antiprotoni polarizzati a bassa energia all'interno dell'anello HESR richiede una fase di pre-accelerazione fino a 1.5 GeV in un booster ring, CSR. L'inclusione del CSR all'interno della struttura dell'HESR apre la possibilità di costruire un collider protone-antiprotone asimmetrico.

Le caratteristiche principali dell'acceleratore, mostrato in fig.1.1 sono:

- APR: Antiproton Polarizer Ring, costruito all'interno dell'area dell'HESR, che ha la funzione di polarizzare gli antiprotoni a un'energia cinetica di circa 50 MeV ( $p_{\bar{p}} \approx 300 MeV/c$ ). Gli antiprotoni vengono di seguito accelerati e immessi negli anelli seguenti.
- CSR: un secondo Cooler Synchrotron Ring in cui i protoni o antiprotoni possono essere accumulati con momento fino a 3.5 GeV. Questo anello, i cui parametri sono molto simili a quelli di COSY, dovrebbe avere una sezione *straight* che corre in parallelo alla sezione *straight* dell'anello HESR, dove potrebbe essere installato il rivelatore di PAX.
- Deflettendo il fascio del HESR nella sezione *straight* del CSR diventano

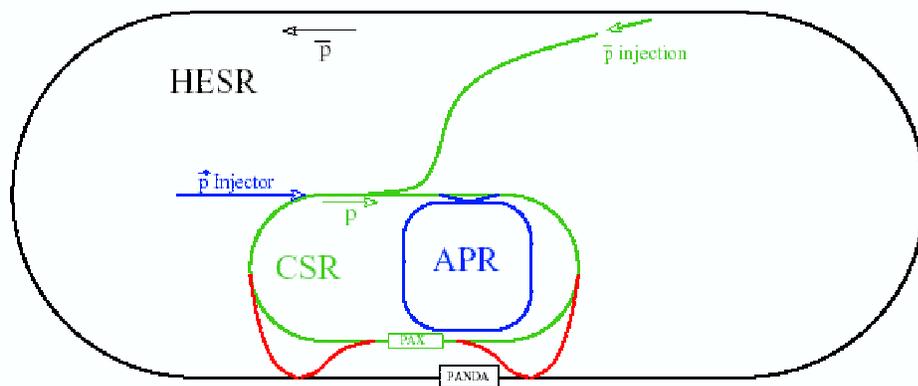


Figura 1.1: Il setup proposto per la facility HESR.

fattibili entrambe le modalità: collider o bersaglio fisso. La luminosità prevista per l'HESR è dell'ordine di  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

### 1.3 La produzione di antiprotoni polarizzati

Per più di vent'anni, uno degli obiettivi dei fisici è stato quello di produrre fasci di antiprotoni polarizzati; tentativi finora mai riusciti.

Motivati dalla possibilità di disporre di fasci di antiprotoni, nel 1985 venne organizzato un workshop a Bodega Bay [5], California, per discutere dei possibili metodi per polarizzare gli antiprotoni.

Vennero evidenziate circa dieci tecniche, osservando che i metodi convenzionali quali l'utilizzo di ABS (atomic beam source), idonei per la produzione di protoni polarizzati e ioni pesanti, non possono essere impiegati dal momento che gli antiprotoni annichilano con la materia. Antiprotoni polarizzati sono stati prodotti dal decadimento in volo degli iperoni  $\bar{\Lambda}$  al Fermilab [6] e dallo scattering di antiprotoni da un bersaglio di idrogeno liquido [7], ma le intensità raggiunte sono modeste.

L'unico modo pratico per aumentare la luminosità consiste nel disporre di un accumulo efficiente di antiprotoni all'interno di uno storage ring; tut-

tavia questo scopo non si può raggiungere sfruttando i due metodi appena citati. Nel 1985 venne proposto il metodo *spin-splitting* basato sulla separazione Stern-Gerlach [8] del fascio all'interno di un anello di accumulazione in due sotto-campioni polarizzati. Tale metodo sembra riscontrare non pochi problemi legati alle restrizioni fondamentali e ai limiti pratici che regolano il comportamento del fascio all'interno dell'anello.

Dal recente workshop tenutosi a Daresbury (UK), nell'agosto 2007, è emerso come l'unico metodo applicabile sia lo *spin-filtering*. Una convincente verifica sperimentale del principio dello spin-filtering è stata realizzata dall'esperimento FILTEX presso l'anello TSR ad Heidelberg nel 1992.

L'idea dell'utilizzo dello spin-filtering venne avanzata da Csonka alla fine

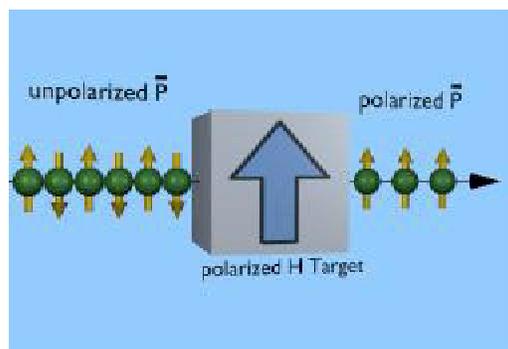


Figura 1.2: Meccanismo di spin-filtering. Un fascio di antiprotoni non polarizzati in un anello di accumulazione passa attraverso un bersaglio polarizzato di idrogeno atomico. L'interazione  $p\bar{p}$ , dipendente dallo spin, rimuove selettivamente uno degli stati di spin del fascio.

degli anni settanta per l'ISR del CERN [9]. Il principio di funzionamento dello spin-filtering si basa sulla dipendenza della sezione d'urto nucleare dallo spin. Tale dipendenza può essere sfruttata in reazioni nucleone-nucleone come:  $p_1\bar{p}$  e  $p_1p$ . Grazie all'interazione forte, gli antiprotoni (protoni) in un determinato stato di spin saranno sottoposti ad una maggiore diffusione rispetto a quelli nello stato di spin opposto; infatti l'interazione  $p\bar{p}$  dipendente dallo spin, funge da filtro rimuovendo selettivamente uno degli stati di spin del fascio. In seguito a passaggi multipli di un fascio di antiprotoni

(protoni), inizialmente non polarizzati (cioè con due stati di polarizzazione ugualmente popolati), in un bersaglio gassoso di idrogeno atomico, polarizzato, si ottiene un fascio di antiprotoni (protoni) polarizzato, a scapito di una forte riduzione dell'intensità iniziale.

Al centro della proposta di PAX vi è lo spin-filtering di antiprotoni accumulati in seguito al passaggio multiplo attraverso una Polarized Internal hydrogen gas Target (PIT).

## 1.4 Misura di FILTEX e relativa interpretazione

La prova che il metodo di *spin-filtering* polarizza protoni circolanti in un anello di accumulazione si ebbe grazie all'esperimento FILTEX [10] presso il TSR (Test Storage Ring) del Max Planck Institut di Heidelberg.

La misura sfrutta bersagli gassosi *polarizzati interni* all'anello di accumulazione. Questi bersagli sono composti da una storage cell, un tubo riempito di gas atomico polarizzato, coassiale al fascio. La polarizzazione di un fascio di protoni (o antiprotoni) aumenta in seguito ad ogni interazione del fascio con il bersaglio. Tale aumento è giustificato dal fatto che i protoni contenuti nel bersaglio con momento magnetico  $m = 1/2$  diffondono in maniera diversa i protoni o antiprotoni del fascio incidente con  $m = 1/2$  e quelli con  $m = -1/2$ . In particolare viene osservato che un'inversione della polarizzazione del bersaglio, provoca un'inversione della polarizzazione indotta nel fascio di protoni circolanti nell'anello.

FILTEX ha osservato che un fascio di protoni di 23 MeV, non polarizzato inizialmente, si polarizza mediante l'interazione con i protoni polarizzati contenuti in una storage cell di densità areale pari a  $6 \cdot 10^{13}$  atomi/cm<sup>2</sup>. Il risultato ottenuto in 90 minuti fu una riduzione dell'intensità del fascio al 5% dal valore iniziale e un grado di polarizzazione del 2.4%.

Nella referenza [10] viene presentata una descrizione dettagliata dell'esperimento FILTEX, contenente una stima teorica del rate di crescita di polarizzazione, chiamato *polarization buildup*, basata unicamente sull'interazione

forte protone-protone.

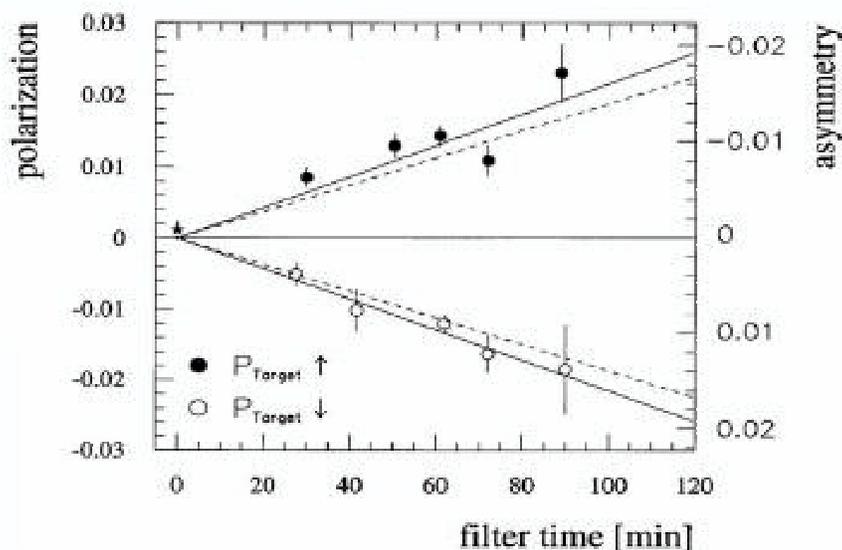


Figura 1.3: Misura di FILTEX: andamento della polarizzazione del fascio di protoni in funzione del tempo. Le due curve sono ottenute per due stati diversi di polarizzazione del bersaglio e dimostrano che invertendo la polarizzazione del bersaglio, si inverte anche la polarizzazione indotta nel fascio di protoni circolanti.

Si sottolinea che in questa analisi la sezione d'urto teorica è valutata in  $4\pi$ , senza cioè prendere in considerazione l'accettanza reale dell'esperimento; la discrepanza del 50% tra i dati teorici e sperimentali va pertanto valutata in questo contesto ma non solo. Nella trattazione dei dati, infatti, non si è tenuto conto dell'interferenza tra l'ampiezza legata all'interazione elettromagnetica e quella legata all'interazione forte; considerando tale contributo il valore di discrepanza si è notevolmente ridimensionato. La discrepanza residua ha portato all'ipotesi secondo cui il processo di spin-filtering possa essere descritto in termini di altri effetti oltre a quelli puramente nucleari. Si è giunti pertanto alla conclusione per cui lo spin-filtering funziona anche se tuttora non se ne ha una conoscenza completa.

Nel 1994 Horowitz e Meyer sintetizzarono tre effetti distinti con i quali è

possibile interpretare, a livello teorico, il meccanismo con cui si realizza il processo di *spin-filtering*. Questi sono:

1. La diffusione forte selettiva dei protoni fuori dall'accettanza.
2. L'interferenza tra l'ampiezza elettromagnetica e l'ampiezza forte quando le particelle sono scatterate all'interno dell'accettanza.
3. L'interazione tra i protoni del fascio e gli elettroni polarizzati dell'idrogeno presente nel bersaglio.

Il lavoro di Horowitz e Meyer [11] ha suscitato ulteriori considerazioni teoriche e verifiche sperimentali. Giungendo al 2005 si segnalano i lavori svolti in maniera indipendente da due gruppi: Milstein e Strakovenko [12] da una parte e Nikolaev e Pavlov [13] dall'altra. Essi hanno riesaminato l'interpretazione relativa al fenomeno di *spin-filtering* in [10] avanzando conclusioni in parte discordi. Sono in accordo con l'interpretazione di [11] per i punti 1 e 2, ma al contrario affermano che gli elettroni polarizzati del bersaglio di idrogeno non contribuiscono alla polarizzazione dei protoni del fascio. In altri termini questi autori sostengono che solo l'interazione forte può indurre una polarizzazione in un fascio accumulato di protoni o antiprotoni.

Al fine di poter creare un fascio di antiprotoni polarizzati, è necessario discriminare tra queste possibilità, contributo adronico e contributo elettromagnetico, quella più efficiente.

Il vantaggio dell'impiego di elettroni <sup>2</sup> nel processo di polarizzazione risiede nel fatto che se il processo funziona per i protoni ci si aspetta che funzioni in modo del tutto analogo anche per gli antiprotoni, in quanto entra in gioco l'interazione Coulombiana. L'interazione tra una coppia e-p è calcolabile

---

<sup>2</sup>La possibilità di polarizzare mediante elettroni polarizzati sarebbe di enorme interesse pratico; infatti ciò consentirebbe l'uso di avanzate tecniche di polarizzazione delle sorgenti di elettroni polarizzati basate su fotocatodi laser.

esattamente tuttavia come questa interazione si rifletta nel processo di spin-filtering, e quindi l'effetto prodotto su un fascio circolante, ha portato a degli errori interpretativi.

Al contrario il fatto che il contributo nucleare possa funzionare per i protoni non è sufficiente a predire quale sia il comportamento per gli antiprotoni.

Storicamente sono due le possibilità che si sono valutate per testare il contributo elettromagnetico al processo di spin-filtering: con la prima si avanza l'idea di adottare un electron-cooler per la polarizzazione. Il cooler è costituito solo da elettroni quindi il fascio di particelle da polarizzare non viene perso. Tuttavia l'intensità del fascio di elettroni del cooler è troppo bassa; a causa di ciò questa possibilità è stata abbandonata. Recentemente tale idea è stata ripresa da Walcher [14] e supera l'inconveniente dell'esigua intensità del cooler. Questa idea verterà tra poco spiegata.

La seconda (Horowitz e Meyer) ipotizza l'utilizzo di un bersaglio gassoso solido in cui, invece che il nucleone, sono polarizzati gli elettroni. In questo caso gli elettroni agiscono da polarizzatori ma l'intensità del fascio viene comunque ridotta a causa di interazioni nucleari e Coulombiane sul nucleo. Quindi in questa configurazione l'intensità del fascio si riduce ma le densità elettroniche sono molto più alte di quelle di un cooler.

### 1.4.1 Studi sistematici di *spin-filtering*

L'obiettivo principale per la proposta di PAX per l'immediato futuro è quella di testare e ottimizzare il processo di *polarization build-up* per la produzione di antiprotoni polarizzati.

La collaborazione PAX sta realizzando esperimenti di spin-filtering presso l'anello COSY (Cooler SYNchrotron) di Juelich per ottenere una comprensione migliore di questo fenomeno. Allo stesso tempo PAX si sta preparando a studiare esperimenti di spin-filtering usando antiprotoni accumulati ad AD (Antiproton Decelerator) presso il CERN, dal momento che per gli antipro-

toni non esiste una base sperimentale per la *polarization build-up*. Inoltre non si hanno a disposizione dati sperimentali sulle osservabili doppio polarizzate nello scattering  $p\bar{p}$ , necessari per definire i parametri ottimali per costruire l'APR.

Il ruolo rivestito da COSY per la collaborazione PAX è cruciale sia come ulteriore banco di prova dello spin-filtering, a energie superiori rispetto a FILTEX, sia per valutare in base ai dati sperimentali la correttezza dei modelli teorici, discriminando tra [11] da una parte e le due interpretazioni [12] e [13] dall'altra. Si vuole infatti cercare di distinguere in modo netto il contributo elettromagnetico alla sezione d'urto di polarizzazione da quello adronico. Tale distinzione viene operata mediante due tipi di misure: il *polarization build-up* del fascio di protoni per interazione con idrogeno polarizzato solo nuclearmente o solo elettronicamente e *polarization build-down* con le misure di depolarizzazione.

In particolare si cerca di mettere in luce il ruolo rivestito dagli elettroni, in base al suggerimento avanzato da Meyer di investigare la capacità degli elettroni di scambiare polarizzazione con il fascio accumulato, quando viene scambiato il ruolo tra fascio e bersaglio. Stando a quanto postulato da Meyer [11] la polarizzazione di un fascio inizialmente non polarizzato di protoni per passaggi multipli attraverso un bersaglio elettronico polarizzato, è equivalente alla depolarizzazione di un fascio incidente di protoni inizialmente polarizzati in seguito all'interazione con elettroni del bersaglio non polarizzati.

Per il momento la collaborazione PAX ha utilizzato un metodo leggermente diverso, basato sul lavoro di Walcher sfruttando il set-up sperimentale fornito dall'*electro-cooler*<sup>3</sup> di COSY.

I metodi per polarizzare un fascio di protoni all'interno di un anello di

---

<sup>3</sup>L'electron-cooler è un sistema di raffreddamento che viene impiegato per diminuire la dispersione in momento del fascio di protoni circolanti. Esso è costituito da un fascio di elettroni che circonda il fascio di protoni. Tali fasci vengono fatti circolare alla stessa velocità e si comportano come due gas che termalizzano. La dispersione del gas che ha massa maggiore (protoni) è molto più piccola di quella del gas a massa minore (elettroni).

accumulazione sono sostanzialmente due:

- *Spin-filtering*: scattering selettivo su una delle due specie.
- *Spin-flip*: trasferimento di popolazione da uno stato all'altro.

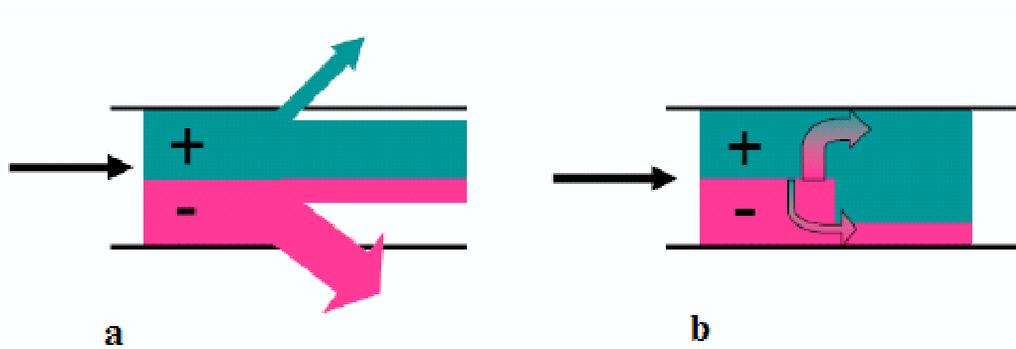


Figura 1.4: a) metodo di spin-filtering: seleziona una specie (più dell'altra); b) spin-flip: inverte una specie (più dell'altra).

L'unico metodo che è stato provato sperimentalmente e che vuole impiegare PAX è lo spin-filtering. Lo spin-flip sarebbe interessante perchè non causa la perdita del fascio.

Il recente lavoro di Th.Walcher e H.Arenhövel [14],[15] ha evidenziato prospettive interessanti per lo spin-flip con l'idea di utilizzare fasci di elettroni (positroni) polarizzati per polarizzare fasci di protoni (antiprotoni), inizialmente non polarizzati ed in particolare si propone di impiegare gli elettroni del fascio di un'electron-cooler<sup>4</sup>. Se le energie in gioco non sono quelle dello spin-filtering (fascio che va contro un bersaglio) ma sono quelle di due fasci comoventi la sezione d'urto assume un valore molto grande, aumentando così la sensibilità del contributo elettromagnetico. Nello specifico in questo lavoro viene presentato un nuovo calcolo di QED in cui vengono applicati i calcoli

<sup>4</sup>L'electron-cooler non può fare spin-filtering perchè a causa della diversa massa tra elettrone e protone, non può filtrare una popolazione rispetto all'altra

di Meyer nel caso in cui i leptoni e i barioni si muovono con velocità relative molto piccole, ottenendo sezioni d'urto di circa  $\sim 10^{13}$  barn compensando l'esigua intensità del fascio dell'electron-cooler. Anche in questo caso sussistono delle ambiguità tra quanto misurato da Walcher e quanto misurato da un altro gruppo di teorici Milstein et al. Quest'ultimo gruppo trova un valore della stessa sezione d'urto valutata da Walcher pari a 0.75 mbarn. La discrepanza di 16 ordini di grandezza nella stima teorica di questi due gruppi ha giustificato una verifica sperimentale. Questo è il motivo per cui la collaborazione PAX si è interessata a operare un test rapido di questo metodo sfruttando la facility COSY; fermo restando che il metodo che PAX vuole utilizzare al FAIR è lo spin-filtering.

I risultati di questo esperimento di depolarizzazione per lo spin-flip sono descritti nel Capitolo 2.

## 1.5 Misure di depolarizzazione e deuteron breakup

Le misure di depolarizzazione sono le cosiddette misure di polarization build-down. Queste misure sono state effettuate a Febbraio 2008 presso l'acceleratore COSY studiando lo scattering di un fascio di protoni su un bersaglio di deuteroni (o deutoni). I canali che in generale sono accessibili in seguito allo scattering  $pd$  sono:

- $pd \longrightarrow pd$  : canale elastico .
- $pd \longrightarrow (pp)n$  : canale di (*deuteron breakup*), neutrone spettatore.
- $pd \longrightarrow (pn)p$  : canale di *deuteron breakup*, protone spettatore.

- $pd \longrightarrow p+X$  : reazione inclusiva con rivelazione del protone.
- $pd \longrightarrow d+X$  : reazione inclusiva con rivelazione del deutrone.

Nelle misure di depolarizzazione condotte a Febbraio l'energia cinetica del facio di protoni incidenti era di 45 MeV e questo range energetico rende accessibili solo i primi tre canali appena citati.

Il lavoro di questa tesi è incentrato sullo studio fenomenologico del processo di *deuteron breakup*, dissociazione del deutone:



Il canale elastico è la reazione principale che si è studiata per le misure di depolarizzazione, quindi il canale di breakup, ai fini di queste misure, costituisce un fondo molto alto se si considera che la sezione d'urto di breakup a queste energie,  $\sigma_{bk} \simeq 240$  mbarn, è doppia rispetto alla sezione d'urto elastica,  $\sigma_{el} \simeq 113$  mbarn.

Il deutone è il più semplice stato legato fra nucleoni, ossia il più semplice nucleo atomico. Esso risulta particolarmente adatto per lo studio dell'interazione nucleone-nucleone e quindi per le proprietà del potenziale nucleare.

L'energia di legame del deutone è di  $-2.225$  MeV/A; tale valore confrontato con le masse dei nucleoni costituenti  $m_p = 938.27$  MeV,  $m_n = 939.57$  MeV consente di dedurre che il deutone è un oggetto debolmente legato. Questo diventa più palese se si considera il suo diametro di circa 4 fm, mentre il diametro del protone e del neutrone è circa di 1.3 fm.

Una delle difficoltà che si riscontra nel distinguere la reazione inelastica di breakup è legata all'esistenza di tre corpi nello stato finale. Di questi tre corpi il neutrone è invisibile all'apparato di rivelazione ottimizzato per registrare le particelle cariche prodotte dalla reazione elastica. Per questo vengono perse tutte le informazioni relative al neutrone.

Con il lavoro svolto per questa tesi si è cercato di capire se l'apparato di rivelazione Silicon Tracking Telescope (Capitolo 3), che copre una regione

cinematica nuova, sia in grado di identificare i prodotti della reazione di breakup.

Nell'analisi evento per evento è pertanto necessario conoscere totalmente il quadrimomento che compete ai due protoni per ricostruire totalmente la reazione.

La *Missing Mass* e l' *energia di eccitazione del sistema protone protone* (Cap.4) sono le funzioni principali con cui si può studiare il processo in questione. In particolare la *Missing Mass* consente di discriminare il segnale della reazione di breakup rispetto ai segnali provenienti da altre reazioni, mentre l'energia di eccitazione seleziona la fisica dell'evento. Nel caso in cui la coppia  $pp$ , chiamata di-protone, viene emessa con energia di eccitazione pari a 3 MeV, il sistema può essere assimilato ad un'unica particella e viene trattato come un deutrone. Questo valore di energia infatti, a meno del segno, corrisponde al valore dell' energia di legame del deutrone. In questo caso il processo di diffusione può essere trattato come una reazione quasi-elastica in cui le particelle nello stato iniziale e finale sono un nucleone e un deutrone:  $Nd \longrightarrow Nd$ . Per una descrizione dettagliata del lavoro svolto si rimanda al Capitolo 4.

La collaborazione PAX, tra le altre cose, si propone di studiare e misurare le osservabili del deutero che possono essere investigate anche a mezzo del canale quasi-elastico.

La parte di questo lavoro che si inserisce nelle misure di depolarizzazione di Febbraio e che viene descritto nel Capitolo 5 sfrutta i canali di deuteron breakup in cui si può trattare l'approssimazione quasi-elastica. Con questi eventi, usando delle informazioni supplementari che derivano dal canale elastico, si può accedere a delle informazioni nuove relative all'osservabile di polarizzazione  $A_y$ , mai misurate finora.

Sia dal punto di vista teorico che, in parte, dal punto di vista sperimentale, il contributo elettromagnetico al processo di polarizzazione sembra essere confutato. Per quanto riguarda il contributo adronico al processo di polarizzazione, nella fase successiva in cui PAX opererà ad AD (Antiproton

Decelerator), a priori non è possibile prevedere se il bersaglio di idrogeno funzioni meglio del bersaglio di deutoni per la polarizzazione degli antiprotoni. Nel caso in cui venga impiegato un bersaglio di deutoni, per avanzare delle previsioni, che comunque devono essere misurate e interpretate, bisogna conoscere molto bene il processo di deuteron breakup.

La reazione di deuteron-breakup è inoltre interessante di per sè e al COSY si sono state studiate 2 canali particolari di questa reazione in cui si sono studiati diversi modelli del potenziale nucleare:

1.  $pd \rightarrow (pp)n$ : fascio di protoni incidente su bersaglio fisso di deutoni, con il sistema di-protoni emesso a  $\theta_{lab}=0^\circ$  rivelato dall'ANKE forward detector, ad alto momento trasferito.
2.  $dp \rightarrow (pp)n$ : fascio di deutoni incidente su un bersaglio fisso di protoni, con il sistema di-protoni emesso in avanti e rivelato dall'ANKE forward detector, a basso momento trasferito.



Figura 1.5: A sinistra la configurazione del canale 1, a destra la configurazione del canale 2. In entrambi i casi la coppia di protoni viene intercettata da un rivelatore (ANKE forward detector) che è posto perpendicolarmente alla direzione di incidenza della coppia pp.

Il set-up sperimentale costituito dall'ANKE forward detector è tale da consentire solo la rivelazione delle particelle emesse in avanti, rispetto alla direzione di incidenza del fascio [17].

Nel caso 1 il protone del fascio incide sul protone del bersaglio e viene rivelata (data la geometria del rivelatore) la coppia di protoni in avanti, mentre

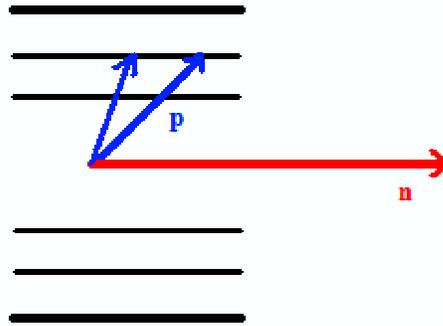


Figura 1.6: La configurazione del canale 3 che viene rivelata con il nuovo apparato STT. L'apparato è diretto lungo il fascio incidente.

il neutrone viene diffuso a grandi angoli. Nel caso 2 il fascio incidente è di deutoni. Viene rivelato il caso in cui il neutrone contenuto nel deutone incide sul protone del bersaglio, trasferendogli tutto il suo impulso, il protone del fascio e il protone del bersaglio vengono emessi in avanti. In questo caso si ha basso momento trasferito alla coppia pp.

Il terzo caso che si può unire a questi 2 studi finora realizzati, è costituito dalle reazioni di breakup che vengono identificate in questo lavoro.

La geometria del set-up sperimentale è diversa e consente di trattare il caso complementare. In 1 e 2 si dispone di un rivelatore posto in avanti rispetto al punto d'interazione, ora si dispone di due rivelatori posti ai lati del punto d'interazione. Con questo nuovo apparato si possono rivelare i prodotti della reazione per studiare il suddetto terzo caso:

- $3.pd \rightarrow (pp)n$  (scambio-carica<sup>5</sup>): fascio di protoni incidente su bersaglio fisso di deutoni, con il sistema di-protoni emesso a grandi angoli e il neutrone emesso in avanti, a basso momento trasferito alla coppia pp.

<sup>5</sup>Si parte con un protone nello stato iniziale e viene emesso in avanti un neutrone nello stato finale

L'identificazione del breakup da parte del rivelatore sinistra-destra STT avviene mediante l'identificazione dei protoni fermati all'interno del detector. Questo implica che la configurazione di breakup che si rivela è quella in cui la coppia di protoni viene emessa a grandi angoli rispetto alla direzione di incidenza del fascio, perchè questa è la regione coperta dal rivelatore, e il neutrone viene emesso in avanti (vedi Capitolo 4).

Il caso 3 è il caso complementare al caso 2 e ha una particolarità in più legata all'energia di incidenza del fascio. Infatti il massimo dell'energia di COSY raggiungibile per un fascio di deutoni è 2.3 GeV, mentre il massimo dell'energia per un fascio di protoni è 3 GeV. Quindi il caso 3 rispetto al caso 2 consente di salire in energia e investigare un range energetico più ampio.

Tutto questo discorso è legato alla prospettiva di dedicare un'esperimento alla reazione di breakup con l'apparato sperimentale STT.

Infine il meccanismo del breakup del deutone è interessante in quanto costituisce un laboratorio ideale per lo studio dell'interazione nucleare in sistemi a tre corpi.

## Capitolo 2

# Misure di depolarizzazione a *COSY*

Le collaborazioni *ANKE-PAX* hanno avanzato la proposta di studiare la depolarizzazione di un fascio di protoni all'energia di iniezione nel *COSY* di 45 MeV. L'obiettivo principale è quello di chiarire il ruolo giocato dagli elettroni nella polarizzazione di un fascio accumulato e determinare la sezione d'urto di scambio di spin.

Il principio della misura di depolarizzazione, come proposto da H.O.Meyer, è l'equivalenza che sussiste tra il processo di polarizzazione di un fascio di protoni, inizialmente non polarizzati, a seguito di passaggi reiterati attraverso un bersaglio di elettroni polarizzati e il processo di depolarizzazione di protoni, inizialmente polarizzati, per passaggi multipli attraverso un bersaglio di elettroni non polarizzati. In altri termini si sfruttano polarizzazione del fascio e bersaglio con ruoli invertiti.

Questi studi sperimentali sono motivati dalle recenti previsioni teoriche avanzate da Arenhovel e Walcher.

Walcher estende questa idea ad una proposta per polarizzare antiprotoni accumulati mediante un fascio comovente di positroni polarizzati. La bassa energia di interazione cruciale per questa misura, viene raggiunta inducendo

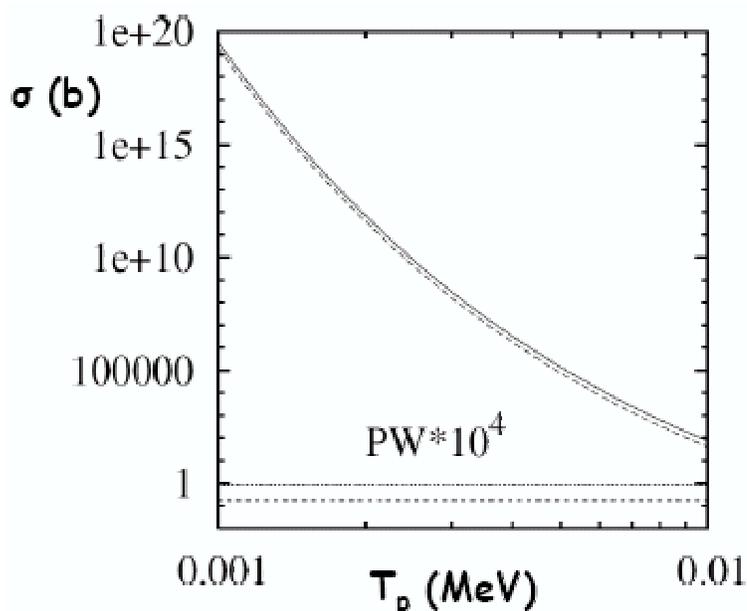


Figura 2.1: Stima teorica della sezione d'urto integrata del processo di spin-flip per scattering protone-elettrone in funzione dell'energia cinetica .

una velocità relativa tra elettroni e protoni estremamente ridotta.

L'ordine di grandezza della sezione d'urto di spin flip quando l'energia degli antiprotoni nel sistema a riposo dei positroni è  $T_h=1$  keV, ad una velocità relativa di  $v/c=0.002$ , risulta:  $\sigma_s = 4 \cdot 10^{13}$  barn. Un valore così alto della sezione d'urto si traduce in una vita media della polarizzazione dell'ordine di qualche millisecondo e dovrebbe essere quindi un effetto chiaramente visibile. Infatti la vita media della polarizzazione e la sezione d'urto di scambio di spin sono legate dalla relazione:

$$\tau_p = \frac{1}{\langle \sigma P_{zz} \rangle \cdot f_{rev} \cdot d_t}, \quad (2.1)$$

dove  $\langle \sigma P_{zz} \rangle$  è la sezione d'urto di scambio di spin,  $f_{rev}$ , la frequenza di rivoluzione dei protoni nell'anello,  $d_t$  la densità del bersaglio di elettroni.

Milstein et al. [?] hanno presentato un calcolo secondo cui la stima della stessa sezione d'urto è pari a  $\sigma_s = 0.75$  mb. A questo punto si è resa necessaria una misura di tale sezione d'urto per lo scattering elettrone-protone.

L'anello *COSY*, presso l'IKP (Institut für Kernphysik) del Forschungszentrum di Juelich, grazie alle sue caratteristiche è risultato l'ambiente ideale per la verifica sperimentale delle previsioni teoriche esposte, in quanto il fascio di elettroni dell'*electron-cooler* può essere impiegato come bersaglio di elettroni non polarizzati.

La misura della sezione d'urto di scambio di spin, responsabile della depolarizzazione del fascio, viene operata determinando la vita della polarizzazione del fascio in funzione dell'energia relativa tra fascio di protoni ed elettroni.

## 2.1 La facility *COSY*

L'acceleratore-accumulatore *COSY*, acronimo di COoler SYnchrotron, è un anello esagonale all'interno del quale vengono accelerati protoni e deutoni, non polarizzati e polarizzati trasversalmente, con momento che varia nell'intervallo da  $300\text{MeV}/c$  a  $3.7\text{GeV}/c$ . La facility, mostrata in fig.2.2, si compone di due sorgenti per  $H^-/D^-$  non polarizzati e per ioni  $H^-$  polarizzati, di un ciclotrone, JULIC, per la fase di iniezione in cui le particelle vengono accelerate fino a raggiungere l'energia di iniezione del *COSY*, circa 45 MeV; nella fase successiva, mediante la linea di iniezione del fascio e l'acceleratore, tali particelle vengono condotte all'interno dell'anello di accumulazione *COSY* che ha una circonferenza di 184m. L'iniezione nell'anello viene condotta attraverso il processo di *stripping* degli ioni  $H^-$  e  $D^-$  con momento di 300 e 600 MeV/c, rispettivamente in un *carbon foil* di  $20\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Nel regime di basse energie (momento fino a 600 MeV/c) viene impiegato il raffreddamento elettronico per la preparazione del fascio, ovvero la fase in cui vengono riprodotti valori ottimali di emittanza e dispersione

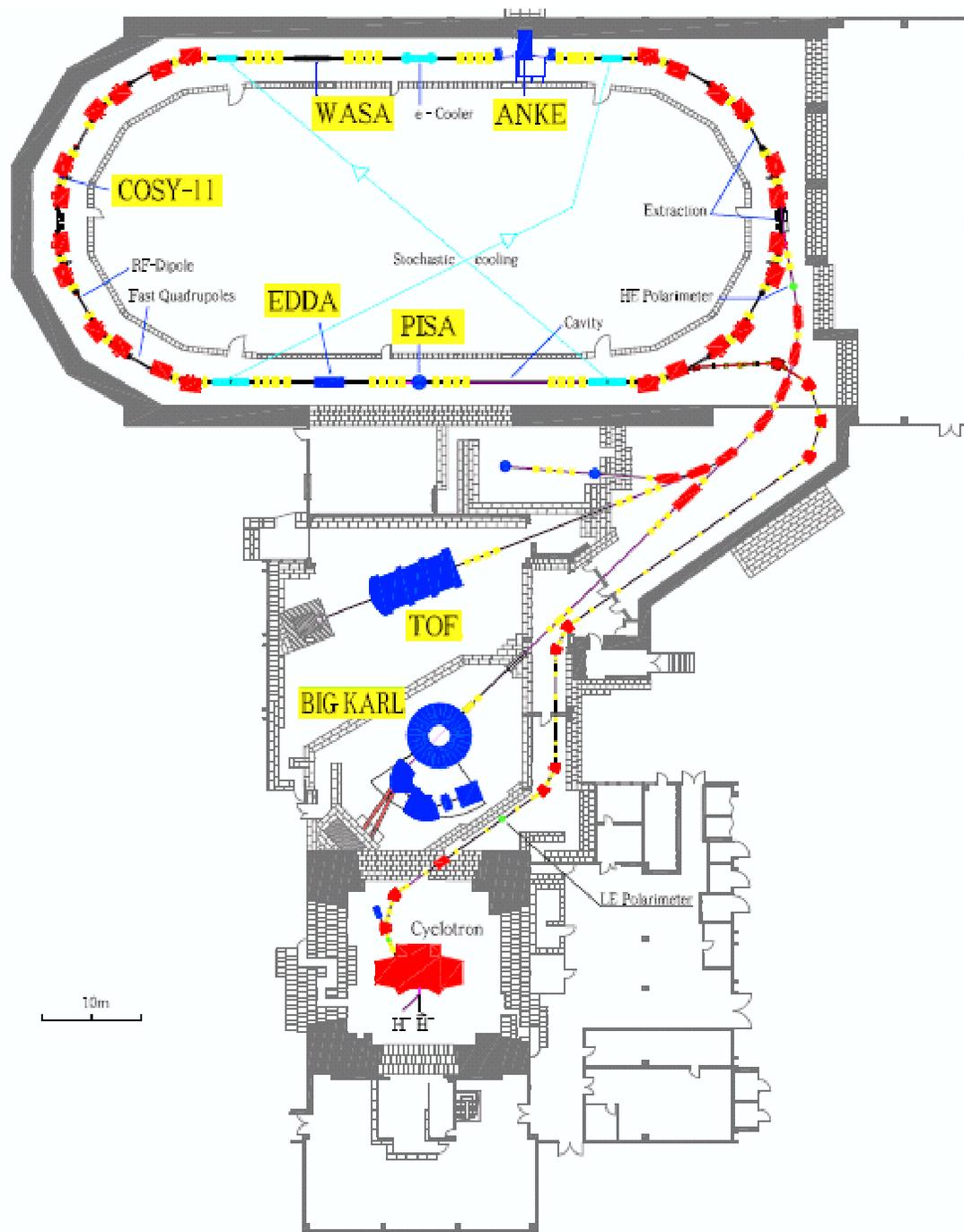


Figura 2.2: La facility COSY.

in momento del fascio dopo che quest' ultimo è stato accelerato. Nel regime di energie più alte (da 1.5 GeV/c 3.7 GeV/c) viene invece usato il raffreddamento stocastico. Sono presenti 4 punti di interazione all' interno dell' anello per gli esperimenti: PISA, EDDA, COSY-11 e ANKE. Mentre 5 esperimenti: JESSICA, TOF, NESSI, MOMO e GEM usano fasci estratti. L' intensità massima di particelle nell' anello per fasci non polarizzati è dell' ordine di  $1.3-1.4 \cdot 10^{11} s^{-1}$ , mentre per i fasci polarizzati l' intensità massima è 15 volte inferiore per i protoni e circa 20 volte inferiore per i deutoni.

## 2.2 Misura della polarizzazione del fascio di protoni

Le componenti fondamentali della misura di depolarizzazione sono l' electron-cooler, che nello stato *detuned* funge da bersaglio di elettroni non polarizzati, e il polarimetro del fascio. Quest' ultimo è formato dalla targetta interna non polarizzata, *cluster target di D<sub>2</sub>*,  $2.2 \cdot 10^{14}$  deutoni/cm<sup>2</sup>, e dal sistema di rivelazione della reazione elastica *pd*. Tale apparato è stato posizionato all' interno della facility COSY presso la postazione ANKE.

La polarizzazione del fascio di protoni viene determinata mediante l' asimmetria destra/sinistra, proporzionale all' analysing power  $A_y$ , dei deutoni presenti nello stato finale dello scattering elastico  $p \uparrow d$ . L' apparato di rivelazione, chiamato Silicon Tracking Telescope, viene posizionato in corrispondenza della regione in cui il Fattore di Merito (FoM) della reazione elastica è massima. Il valore del parmetro FoM viene determinato dalla relazione:

$$FoM = \frac{d\sigma}{d\Omega(\theta_{cm})} \cdot (A_y(\theta))^2 \quad (2.2)$$

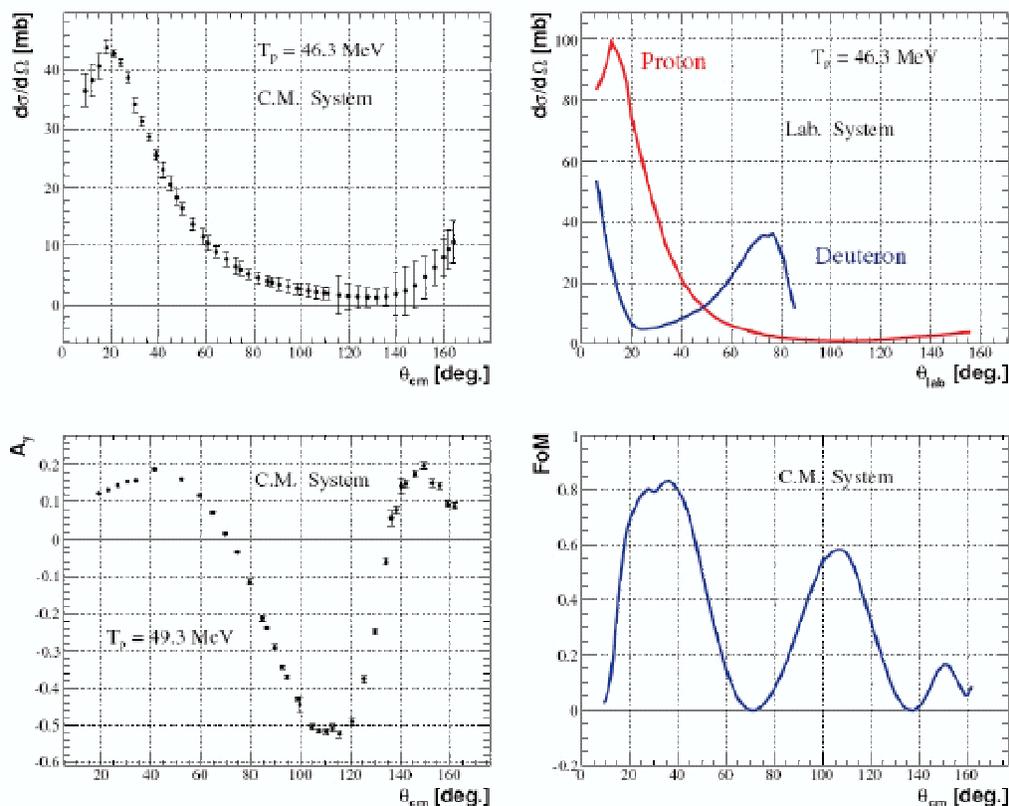


Figura 2.3: In alto è rappresentata la sezione d'urto differenziale per scattering pd nei riferimenti del centro di massa e del laboratorio. In basso l' Analyzing power  $A_y$  e il FoM per scattering pd elastico nel centro di massa.

In base ai dati sperimentali disponibili per un'energia cinetica dei protoni pari a  $T_p = 46.3$  MeV, vedi fig.2.3, il valore massimo del FoM, si ha per angoli polari del protone,  $\theta_{cm}^p = 110^\circ$  corrispondenti a  $\theta_{lab}^p = 80^\circ$ . Quello che viene utilizzato è in realtà il secondo picco individuato da  $\theta_{lab}^p$  poiché il primo picco corrisponde alla regione di diffusione in avanti dove non è possibile collocare l'apparato STT. Per ottimizzare la disposizione dei due bracci del telescopio, a destra e a sinistra della cluster target, si è utilizzata una simulazione basata su GEANT.

La configurazione finale dell'STT è stata così concepita: dei tre strati componenti paralleli alla direzione di incidenza del fascio, il primo layer (quello più

vicino al punto di interazione) è posto ad una distanza di 3 cm dall'asse del fascio incidente, ed è separato dal secondo layer di 2 cm, tra secondo e terzo layer la distanza è ancora di 2 cm. Questa configurazione vale per entrambi i lati (destro-sinistro). L'intero STT è traslato a valle della cluster target di 1.75 cm, per massimizzare il valore del FoM.

Si rimanda al capitolo 3 per una completa descrizione dell'apparato STT.

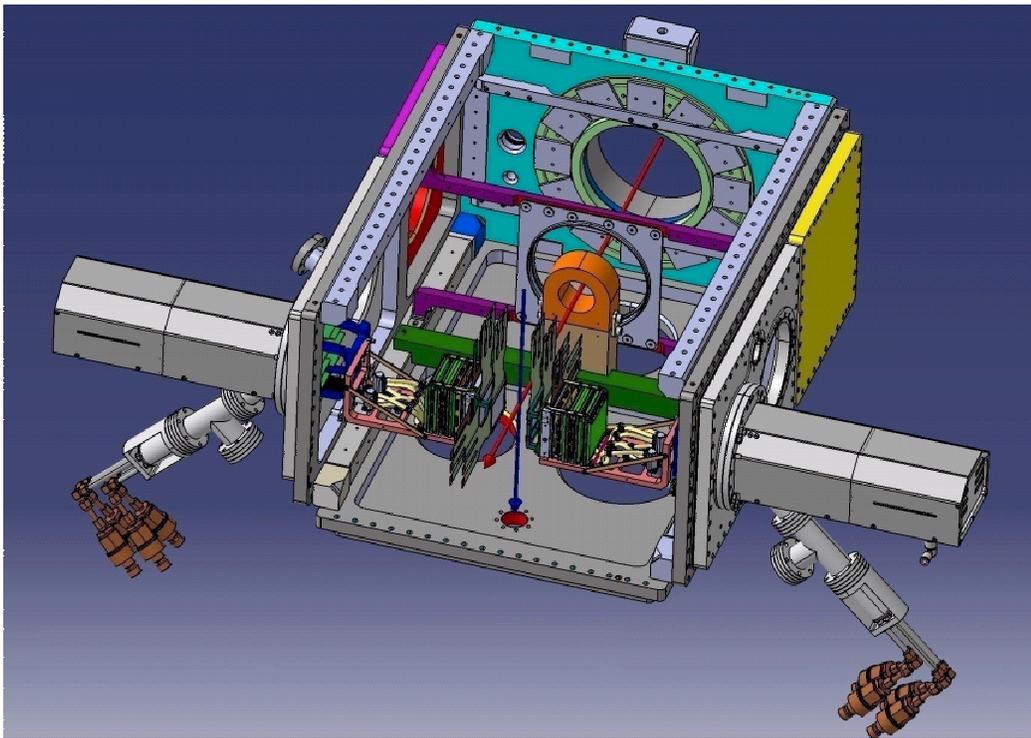


Figura 2.4: Configurazione dell'apparato di rivelazione Silicon Tracking Telescope. La linea rossa rappresenta il fascio incidente COSY di protoni polarizzati e la linea blu il bersaglio di deutoni.

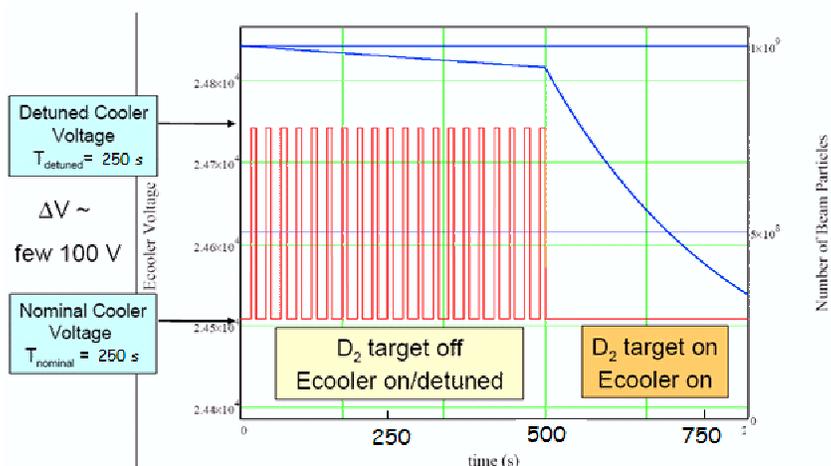


Figura 2.5: Struttura a supercicli della misura di depolarizzazione. La curva rossa rappresenta l'alternanza dei due regimi nominale e detuned dell'electron cooler. La curva blu rappresenta l'andamento temporale dell'intensità del fascio di protoni che diminuisce in maniera consistente dopo l'accensione del bersaglio di deutoni.

## 2.3 Ciclo di misura e proiezione statistica

I risultati esposti in questo paragrafo sono relativi alla presa dati del mese di Febbraio 2008 effettuata presso il *COSY*.

La misura viene operata sfruttando una struttura a supercicli in cui vengono alternati due stati dell'electron-cooler, come mostrato in fig: 2.5. Nello stato *nominal*, sintonizzato, l'electron cooler viene impostato per svolgere la normale funzione di sistema di raffreddamento, mentre nello stato *detuned*, (non sintonizzato), viene portato ad una diversa tensione per fungere da bersaglio di elettroni per i protoni che circolano nell'anello. Questa alternanza è necessaria in quanto nello stato in cui l'electron cooler non è sintonizzato la forza di raffreddamento è praticamente nulla e i protoni tendono ad aumentare la loro dispersione in momento. Per evitare che questo effetto influisca sull'intensità del fascio e quindi sulla misura, l'electron cooler deve stare nello stato *detuned* per brevi intervalli di tempo  $\simeq 5$  s, dopodichè viene portato

allo stato nominale per circa 5 s per essere sicuri che il fascio di protoni resti ben raffreddato.

Durante un ciclo di misura l'anello viene riempito di protoni polarizzati trasversalmente (tipicamente la polarizzazione del fascio di protoni è  $P_B=0.5$ ). Il fascio di protoni viene fatto poi interagire con il fascio di elettroni contenuto nel cooler per un intervallo di tempo  $t_1=500$ s.

Il ciclo di durata  $t_1$  viene suddiviso in 50 cicli ciascuno di durata pari a 10 s. Nei primi 5 s di questo sub-ciclo, la velocità degli elettroni nel cooler è impostata al valore della velocità dei protoni del fascio per raffreddarli. Nei restanti 5 s viene cambiata l'energia degli elettroni per indurre lo scattering elettroni-protoni. In questi cicli di misura vengono alternate misure in cui il cooler è detuned e misure in cui il cooler è spento. In questo modo l'eventuale differenza che si riscontra nei valori misurati di polarizzazione riflette gli effetti dovuti all'interazione con il bersaglio di elettroni.

Durante questo range temporale l'intensità del fascio diminuisce gradualmente in quanto la targetta di deutoni è spenta. La vita media del fascio di protoni polarizzati all'interno dell'anello è pari a circa 2500 s. Trascorso  $t_1$  il cooler è impostato al livello nominale e viene accesa la targhetta di deutoni per misurare la polarizzazione delle particelle. L'intero ciclo di misura viene ripetuto per tre stati di spin del fascio: spin up, spin down e unpolarized.

### 2.3.1 Proiezione statistica della misura e risultati

I parametri rilevanti al fine di quantificare l'effetto della polarizzazione del fascio sono: la polarizzazione del fascio al momento dell'iniezione,  $P_{initial}$  e la polarizzazione del fascio dopo l'interazione depolarizzante con l'electron-cooler,  $P_{detuned}$ . Queste due osservabili entrano nella misura della sezione d'urto di depolarizzazione mediante la relazione:

$$P_{initial} = P_{detuned} \cdot e^{\frac{\Delta t_{det}}{\tau_P}}, \quad (2.3)$$

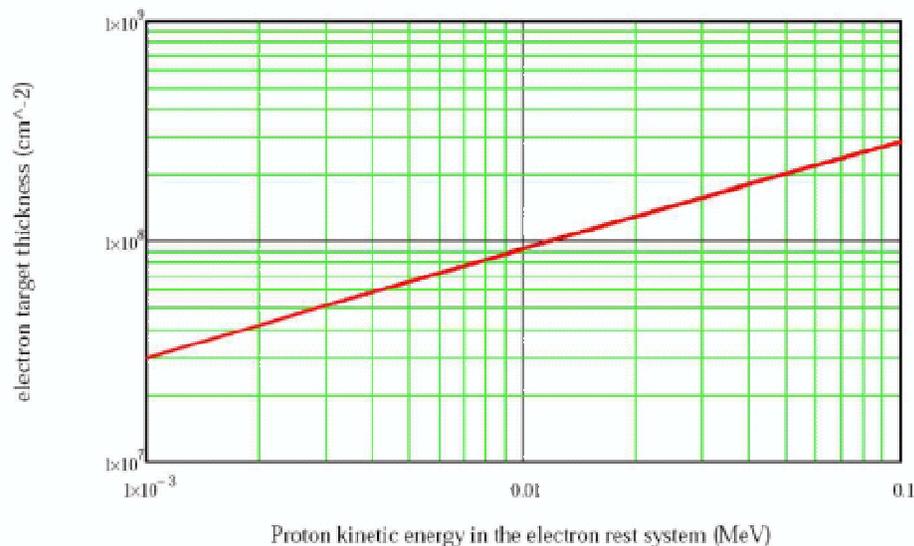


Figura 2.6: Spessore del bersaglio di elettroni del cooler calcolato in funzione dell' energia cinetica dei protoni nel riferimento degli elettroni. I parametri di riferimento sono: intensità del cooler 240 mA, lunghezza del cooler 2 m e sezione d' urto degli elettroni nel cooler  $5 \text{ cm}^2$

dove  $\Delta t_{detuned}$  è l' intervallo di tempo in cui il cooler opera in regime detuned e  $\tau_p$  è la vita media della polarizzazione definita da:

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_{depol} \cdot f_{rev} \cdot d_t}, \quad (2.4)$$

con  $f_{rev}$ , la frequenza di rivoluzione dei protoni circolanti nell' anello pari a 505608 Hz,  $d_t$  la densità del bersaglio di elettroni nel cooler che dipende dalla velocità relativa tra protoni ed elettroni, come mostrato in fig: 2.6.

Infine si può derivare  $\sigma_{depol}$ , la sezione d' urto di depolarizzazione, invertendo la relazione 2.4:

$$\sigma_{depol} = \frac{-\ln\left(\frac{P_{detuned}}{P_{initial}}\right)}{\Delta t_{detuned} \cdot d_t \cdot f_{rev}}. \quad (2.5)$$

L'utilizzo di due rivelatori identici posti a sinistra e a destra rispetto alla direzione del fascio incidente, consente di cancellare gli effetti sistematici della misura della polarizzazione.

Si nota come nel calcolo della  $\sigma_{depol}$  non è richiesta una misura assoluta della polarizzazione del fascio in quanto nella definizione di tale osservabile entra a numeratore solo il rapporto delle polarizzazioni nei due regimi. La misura di depolarizzazione sfrutta dati raccolti in cicli consecutivi con polarizzazioni opposte del fascio: in questo modo si cancellano le diverse efficienze dei rivelatori e le differenze di luminosità al primo ordine.

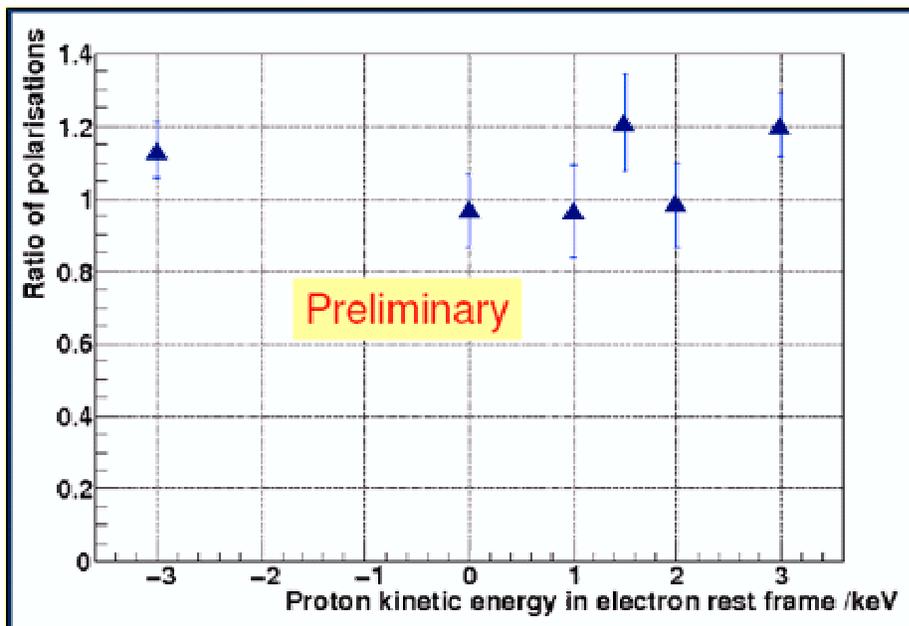


Figura 2.7: Risultato preliminare della presa dati di Febbraio 2008, non viene evidenziato nessun effetto all'interno della sensibilità della misura.

Il risultato preliminare della misura è mostrato in figura:2.7. Non viene evidenziato nessun effetto della depolarizzazione all'interno della sensibilità della misura [18]. È attualmente in corso l'elaborazione dell'analisi finale che consentirà di porre un limite superiore alla sezione d'urto di depolarizzazione. In conclusione si può affermare che la previsione teorica relativa a questa

osservabile dell'ordine di  $10^{13}$  barn, non può essere confermata sperimentalmente. In una conferenza tenutasi a Badhonef nel Giugno 2008, i diversi gruppi teorici hanno concluso che non sussiste differenza tra la componente longitudinale e trasversale dello spin nella sezione d'urto di scambio di spin. La previsione teorica di Walcher si basa sulla componente longitudinale dello spin. Inizialmente si è pensato che l'assenza dell'effetto elettromagnetico dipendesse da un diverso contributo alla sezione d'urto di scambio di spin da parte della componente longitudinale e trasversale dello spin.

Tale misura sembra escludere il contributo elettromagnetico al processo di spin-filtering, lasciando aperta la possibilità che il contributo rilevante sia quello adronico.

# Capitolo 3

## I dispositivi di rivelazione *STT*

Questa sezione è dedicata allo studio dei rivelatori *double-sided Silicon Tracking Telescope*. Tali dispositivi appartengono alla categoria dei rivelatori a semiconduttore[19].

### 3.1 Rivelazione di particelle con i rivelatori al silicio

Quando le particelle attraversano la materia esiste sempre una probabilità non nulla che subiscano interazioni; in particolare per particelle cariche si possono verificare due tipi di processi:

- collisioni inelastiche con gli elettroni atomici del materiale
- diffusione elastica sui nuclei

Il primo processo contribuisce notevolmente alla perdita di energia della particella e quindi si può concludere che la principale fonte di perdita di energia per le particelle che attraversano un mezzo materiale è la ionizzazione.

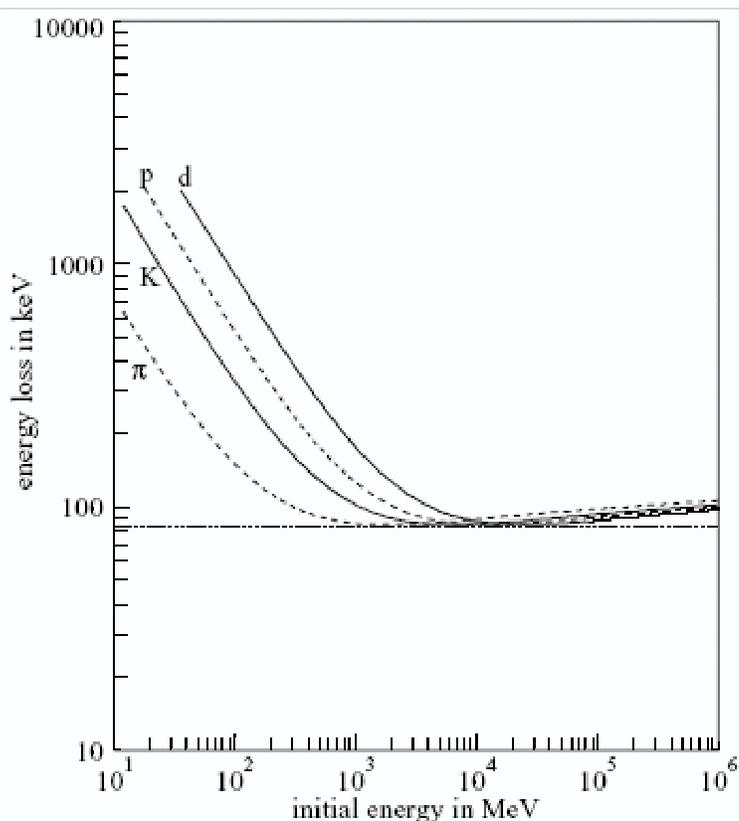


Figura 3.1: Perdita di energia di una particella in  $300 \mu\text{m}$  di silicio in funzione della sua energia iniziale e del tipo di particella.

Come per tutti i tipi di rivelatori, le particelle cariche vengono rivelate dai detector al silicio mediante l'energia che queste rilasciano nell'attraversare il volume attivo del rivelatore. L'energia viene trasferita attraverso le collisioni tra le particelle incidenti e gli atomi del Silicio.

La perdita di energia media di una particella carica può essere stimata mediante la formula Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.1)$$

Nella fig: 3.1 viene mostrata l'energia depositata da diverse particelle in  $300 \mu\text{m}$  di Silicio in funzione della loro energia cinetica iniziale. Le curve sono state calcolate integrando la formula della Bethe-Block. Per energie basse le particelle sono completamente fermate e tutta la loro energia cinetica viene

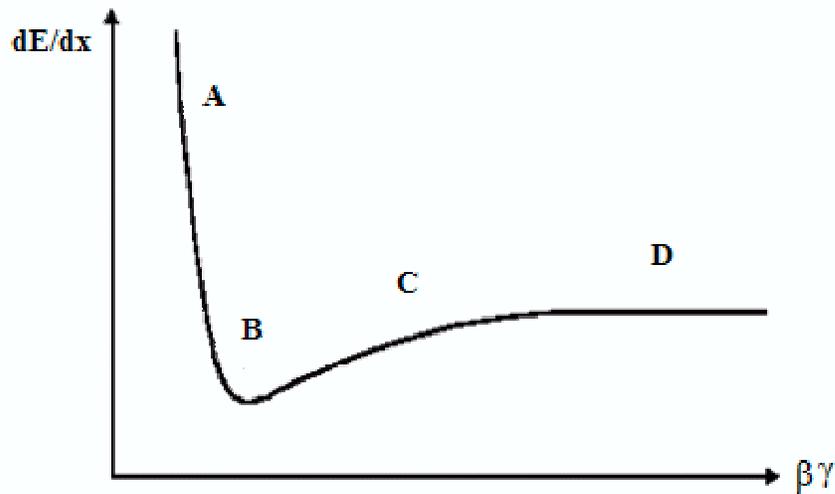


Figura 3.2: Perdita di energia per unità di lunghezza in funzione del fattore  $\beta\gamma$ , negli esperimenti di depolarizzazione i protoni con  $T_p=45$  MeV, hanno un  $\beta\gamma \simeq 0.3$ . Siamo quindi nella regione A, detta di decrescita ripida proporzionale a  $1/\beta^2$ .

rilasciata nel detector. Quando l'energia cinetica della particella è abbastanza grande la particella passa attraverso il rivelatore. Per particelle relativistiche man mano che l'energia aumenta, l'energia persa scende ad un valore minimo di circa 80 keV, in corrispondenza di tale punto di minimo la particella viene chiamata MIP, minimum ionizing particle, particella al punto di ionizzazione minimo. Questo valore è circa lo stesso per tutte le particelle aventi la stessa carica.

### 3.1.1 Principio di rivelazione

Per ottenere l'energia depositata sotto forma di segnale elettronico il rivelatore funziona come un diodo p-n polarizzato inversamente. Applicando la tensione agli elettrodi, lo spessore della zona di svuotamento (*depletion zone*) aumenta. Le particelle che passano attraverso il rivelatore creano coppie elettrone-lacuna nella zona di svuotamento. In un silicio, l'energia necessaria

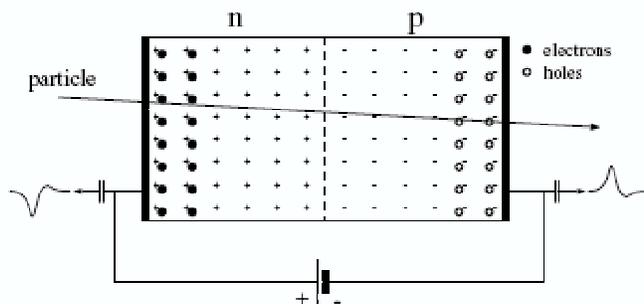


Figura 3.3: Un diodo (giunzione p-n) che funziona come un detector per particelle cariche.

per la creazione di una coppia elettrone-lacuna è di circa 3.62 eV. Una MIP crea circa 22000 coppie elettrone-lacuna nel passare attraverso uno spessore di 300  $\mu\text{m}$  di un rivelatore al silicio.

Le cariche positive e negative vengono accumulate in prossimità degli elettrodi, dove vengono richiamate da un amplificatore sensibile alle particelle cariche. Il segnale relativo alle cariche negative viene ottenuto in corrispondenza del lato n (*negative side*) del rivelatore, mentre il segnale delle cariche positive è ottenuto in corrispondenza del lato p (*positive side*).

### 3.1.2 Rumore e risoluzione energetica

L'energia depositata viene distribuita secondo una funzione di *Poisson*. La deviazione standard  $\sigma$  dipende quindi dal numero di portatori di carica creati. Può essere calcolata mediante la relazione:

$$\sigma = \sqrt{FJ} \quad (3.2)$$

dove con J si indica il numero delle coppie elettrone-lacuna create dalla particella incidente e F è il fattore di Fano. Per un silicio il fattore di Fano è di circa 0.12. La larghezza del picco per una sorgente monoenergetica è quindi:

$$\Delta J = 2.35\sigma = 2.35 \cdot \sqrt{FJ} (FWHM) \quad (3.3)$$

e la risoluzione energetica è:

$$R = \frac{\Delta E}{E} = 2.35 \cdot \frac{\sqrt{FJ}}{J} \quad (3.4)$$

Per una particella al minimo punto di ionizzazione, che deposita circa 80 keV in 300  $\mu\text{m}$  di silicio il numero totale di doppie create è 22000. La larghezza  $\Delta J$  è  $2.35\sqrt{0.12 * 22000}=121$  elettroni e la risoluzione R è del 0.6%.

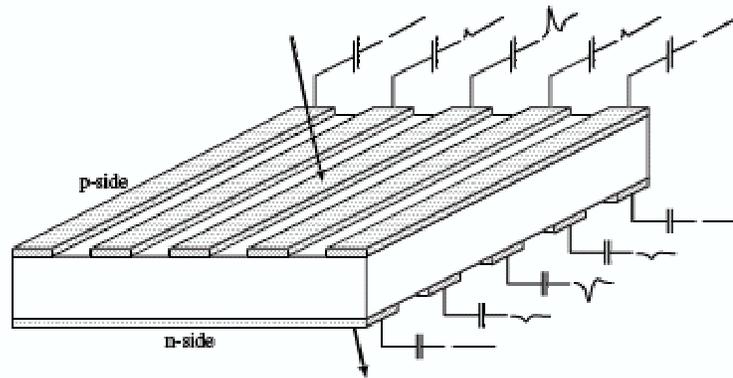


Figura 3.4: Schema di un rivelatore a strip al silicio. Le strip sul lato p sono perpendicolari a quelle poste sul lato n.

### 3.1.3 Informazioni spaziali

Dal momento che le cariche sono create lungo la traiettoria seguita dalla particella incidente all'interno del detector, le informazioni spaziali relative alla posizione possono essere derivate dividendo gli elettrodi in strip e analizzando l'informazione relativa alla carica per ogni strip. Al fine di ottenere una informazione bidimensionale circa la posizione, le strip solidali ad uno strato sono orientate perpendicolarmente alle strip solidali con l'altro strato. La figura 3.4 mostra un detector a strip con cinque strip per lato. I segnali vengono raccolti attraverso un condensatore di accoppiamento, *coupling capacitor*, che consente esclusivamente il passaggio del segnale attraverso l'elettronica di lettura connessa. Grazie a questo accoppiamento AC (*AC-coupling*)

la baseline del segnale rimane costante nonostante l'aumento delle perdite di corrente dovute a danni di radiazione del silicio.

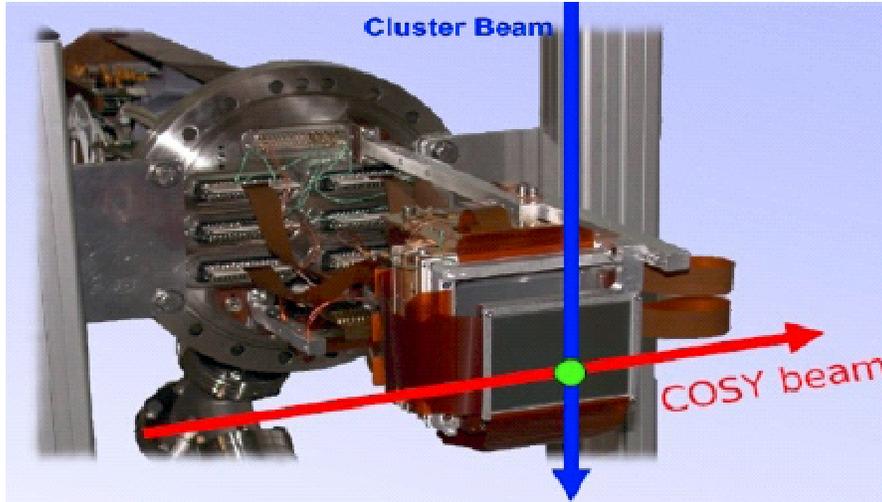


Figura 3.5: Schema di un rivelatore a strip al silicio. Le strip sul lato p sono perpendicolari a quelle poste sul lato n.

## 3.2 Silicon Tracking Telescope di ANKE-PAX

Questo paragrafo è dedicato nello specifico all'utilizzo di questo tipo di rivelatori per le misure di depolarizzazione presso il COSY[20]. Come già detto la reazione che viene investigata per questo tipo di misure è il processo di diffusione elastica:

$$pd \longrightarrow pd \quad (3.5)$$

La richiesta di identificare le particelle e allo stesso tempo di determinarne con grande precisione l'energia e la traiettoria seguita dalle particelle con una risoluzione del vertice di 1 mm, suggerisce l'utilizzo dei rivelatori a doppio strato al silicio. Questi ultimi infatti, grazie alle loro caratteristiche quali stopping power, risoluzione energetica, risoluzione spaziale e compatibilità con il vuoto sono i candidati ideali [2].

Tali rivelatori vengono installati nel vuoto (nello specifico in regime di ultra alto vuoto  $\simeq 10^{-10} - 10^{-11}$  mbar) all'interno dell'acceleratore e disposti in una configurazione definita a telescopio. Le prestazioni degli STT sono:

- **Identificazione delle particelle** : per separare protoni e deutoni dal fondo che non viene originato dalla targetta. Protoni e deutoni vengono identificati mediante il metodo  $\Delta E/E$  in un range energetico da 2.5 MeV a 40 MeV con una risoluzione energetica di 150-250 keV.
- **Tracciamento delle particelle** : Il tracciamento della traiettoria seguita dalle particelle all'interno del detector viene operata con una risoluzione angolare che copre il range da  $1^\circ$  a  $6^\circ$  (FWHM). Per protoni e deutoni fermati la risoluzione dipende dalla dispersione angolare e quindi dalla loro energia, mentre per particelle dotate di energia di ionizzazione minima, MIP, la risoluzione è determinata dal passo delle strip dei rivelatori e dalla distanza che separa i rivelatori stessi.
- **Segnale di trigger rapido** : Il segnale di trigger proveniente dall'elettronica di front-end deve avere un ritardo al massimo di 100 ns rispetto al passaggio della particella. Questo consente di utilizzare un sistema di rivelazione stand-alone e di impostare coincidenze temporali con altre componenti del detector. Le capacità di self-triggering sono fondamentali quando si effettuano studi di polarimetria in quanto è possibile collocare il sistema in una posizione molto vicina al fascio, sia in avanti rispetto alla direzione di fascio, che parallelamente alla direzione del fascio, in modo da favorire l'identificazione delle reazioni di polarizzazione. La coincidenza tra il segnale di trigger proveniente da questo sistema di rivelazione e quello proveniente da altri rivelatori viene sfruttata per ridurre in modo significativo il rumore di fondo.

- **Modularità** : È utile che l'apparato di rivelazione sia modulare per agevolare notevolmente interventi di modifica dei rivelatori e della loro elettronica. La modularità inoltre rende più semplice il mantenimento del telescopio.

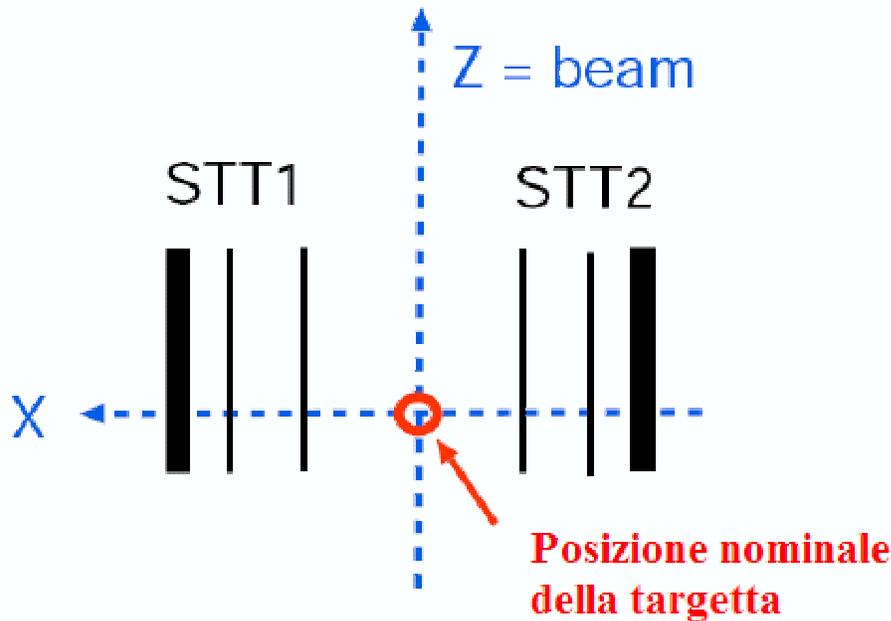


Figura 3.6: Configurazione dei Silicon Tracking Telescope. L'asse incidente del fascio di protoni è diretto lungo l'asse z. Parallelamente all'asse z sono posti i due STT: *STT\_1* a sinistra del punto d'interazione, *STT\_2* a destra. I due strati più interni sono spessi  $300 \mu\text{m}$ , quello più esterno 5 mm.

### 3.2.1 Caratteristiche degli STT

Il valore minimo dell'energia di un protone affinché venga tracciato è fissato dallo spessore dello strato più interno. Esso viene rivelato quando

penetra attraverso il primo layer e viene fermato nel secondo. Il valore massimo dell'energia dei protoni che possono essere identificati è dato dal range all'interno del telescopio e quindi dallo spessore totale di tutti gli strati che compongono il detector. La misura delle perdite energetiche negli strati individuali del detector consente l'identificazione delle particelle fermate grazie al metodo  $\Delta E/E$ . Quindi dall'analisi combinata del tracciamento della traiettoria e della misura precisa dell'energia depositata, il telescopio consente di determinare il quadrimomento delle particelle arrestate all'interno del sistema.

Come già accennato la configurazione scelta per la presa dati di Febbraio 2008 relativa alle misure di depolarizzazione consiste nell'utilizzo di due STT: *STT1*, il rivelatore posto a sinistra rispetto alla direzione del fascio incidente di protoni e *STT2*, quello posto a destra. Il bersaglio di deutoni non è puntiforme ma ha un'estensione spaziale di circa 5 mm in tutte le direzioni.

Ogni telescopio è composto da tre strati (layers) di rivelatori a doppia faccia (*double-sided*) a strip al silicio, tutti paralleli rispetto alla direzione di incidenza del fascio. Vengono utilizzati due diversi tipi di rivelatori: il rivelatore BaBar IV, che viene impiegato nei primi due strati (rispetto alla distanza dal punto d'interazione) del telescopio e il rivelatore al Litio Silicio, che viene impiegato come ultimo strato.

Questi due tipi di rivelatori svolgono funzioni diverse e si differenziano per spessore e per come vengono organizzate le strip su di essi. Il BaBar IV ha uno spessore di 300  $\mu\text{m}$  e un'area di  $52 \times 52 \text{ mm}^2$ , mentre il rivelatore Si(Li) ha uno spessore di 5 mm e un'area di  $64 \times 64 \text{ mm}^2$ .

Il primo layer è posizionato a 3 cm dal bersaglio, la distanza che separa il primo dal secondo layer e quella che separa secondo da terzo layer è fissata a 2 cm. Con questa configurazione ogni telescopio copre un range di angoli polari e azimutali rispettivamente di  $45^\circ < \theta < 108^\circ$  e  $\Delta\phi=50^\circ$ . I primi due layer fungono da sistema di tracciamento e, se la particella viene fermata, da calorimetro. Il terzo strato serve da calorimetro per le particelle più energetiche. A causa del suo spessore il terzo strato non può svolgere la

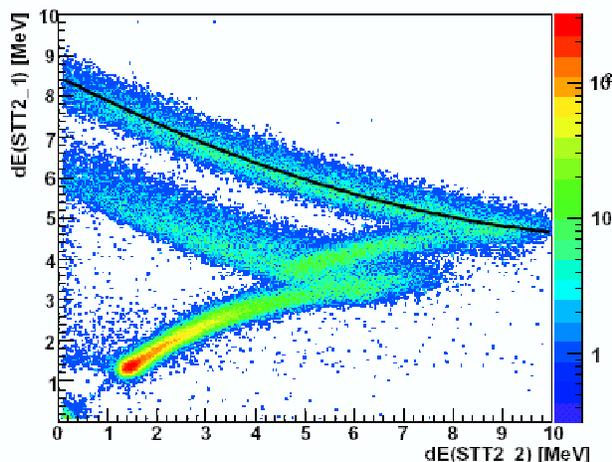


Figura 3.7: Correlazione tra l'energia depositata da p e d nel primo e secondo strato del detector. La banda più alta esterna corrisponde ai deutoni fermati, quella in alto interna ai protoni fermati. La linea continua in mezzo alla banda del deutone mostra l'energie depositate più probabili.

funzione di sistema di tracciamento poichè una particella all'interno di esso subisce diffusione multipla (multiple scattering) e viene quindi deviata dalla sua traiettoria originaria.

Quello che viene misurato per ogni strip è il valore di QDC (Charge-to-Digital converter), che consiste nel valore della carica contata da una strip. Per identificare le particelle viene sfruttata l'energia depositata. Al fine di verificare che le perdite di energie attese siano misurate correttamente è necessario calibrare individualmente le ampiezze per ogni canale di read-out, usando una sorgente  $\alpha$  di Americio  $^{241}\text{Am}$ , che ha un'attività dell'ordine del  $\mu\text{Ci} \simeq 3.7 \cdot 10^4$  disintegrazioni/sec.

L'intero apparato STT, grazie alle sue prestazioni funge da rivelatore di vertice e, assieme alla Cluster Target di deutoni, svolge la funzione di polarimetro. Per questo ci si riferisce spesso agli STT come nuovo polarimetro a basse energie (new low energy polarimeter).

### 3.3 Identificazione delle particelle

L'identificazione delle particelle viene realizzata sfruttando il metodo  $\Delta E/E$ . Il segnale di avvenuto processo di diffusione elastica  $pd$  è la rivelazione del deutone di rinculo. L'allineamento relativo dei rivelatori viene controllato usando gli eventi in cui le particelle prodotte dallo scattering elastico, protoni e deutoni, vengono simultaneamente rivelate in entrambi gli STT. Si assumono traiettorie rettilinee, ovvero che le particelle non subiscono deviazioni significative all'interno dei primi due strati del detector. Le perdite di energie all'interno del detector sono specifiche per ogni tipo di particella e sono proprio lo strumento che viene usato per identificarle. La differenza tra i vari tipi di particelle può essere evidenziata se le particelle penetrano attraverso il primo layer e si fermano sul secondo. Le particelle possono essere chiaramente distinte se la perdita di energia viene confrontata con l'energia totale della particella.

Andando quindi a rappresentare l'energia depositata nel primo layer,  $\Delta E_1$ , in funzione dell'energia depositata nel secondo layer,  $\Delta E_2$ , si notano due bande relative al protone e al deutone. Queste bande sono separate fino a un certo punto, dopodichè si sovrappongono nella regione chiamata *zona di overlap*, come mostrato in fig:3.7. Le bande superiori corrispondono alle particelle che si sono fermate sul secondo layer, in particolare la banda superiore più esterna corrisponde ai deutoni fermati e quella più interna ai protoni fermati. Si può concludere che le bande superiori sono i luoghi dei punti dei picchi di Bragg delle particelle. Le bande inferiori corrispondono a quelle particelle con energia tale da superare lo strato del secondo layer e che potenzialmente possono raggiungere il terzo e qui vengono fermate, in virtù del suo spessore, oppure escono dall'accettanza dell'ultimo strato. La banda inferiore dei deutoni che non vengono fermati nel secondo layer si sovrappone a quella dei protoni fermati sul secondo layer, limitando così la capacità di discriminare il segnale proveniente dalle due particelle.

In particolare l'abilità di riconoscere le particelle dipende dalla separazione

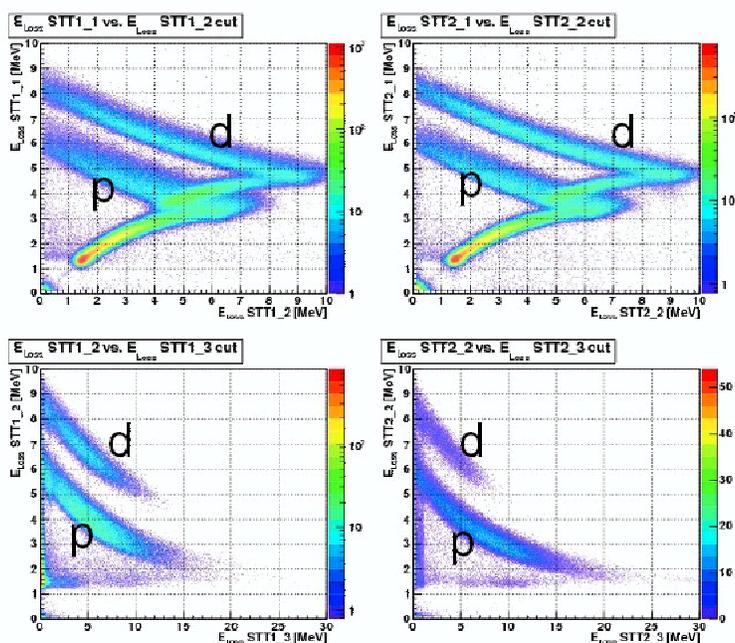


Figura 3.8: In alto è mostrata la correlazione tra l'energia depositata da p e d nel primo e secondo strato del detector per quello rispettivamente di sinistra e di destra. In basso correlazione tra la perdita di energia nel secondo layer in funzione del terzo per entrambi gli STT (left e right). Le bande superiori in questo ultimo caso corrispondono alle particelle che si sono fermate nel terzo strato.

delle bande che è legata alla risoluzione energetica dei detector. Dal momento che la perdita di energia è un processo statistico, la perdita di energia individuale in ogni layer è affetta da un'incertezza statistica, ma non la somma totale dell'energia nel limite in cui la particella viene fermata.

Si nota come trattandosi di un processo elastico con due corpi nello stato finale, la cinematica dell'evento è completamente determinata dalla conoscenza dell'energia e dell'angolo di una singola particella. Tuttavia la ricostruzione precisa del vertice è possibile solo se entrambe le particelle sono rivelate nel detector.

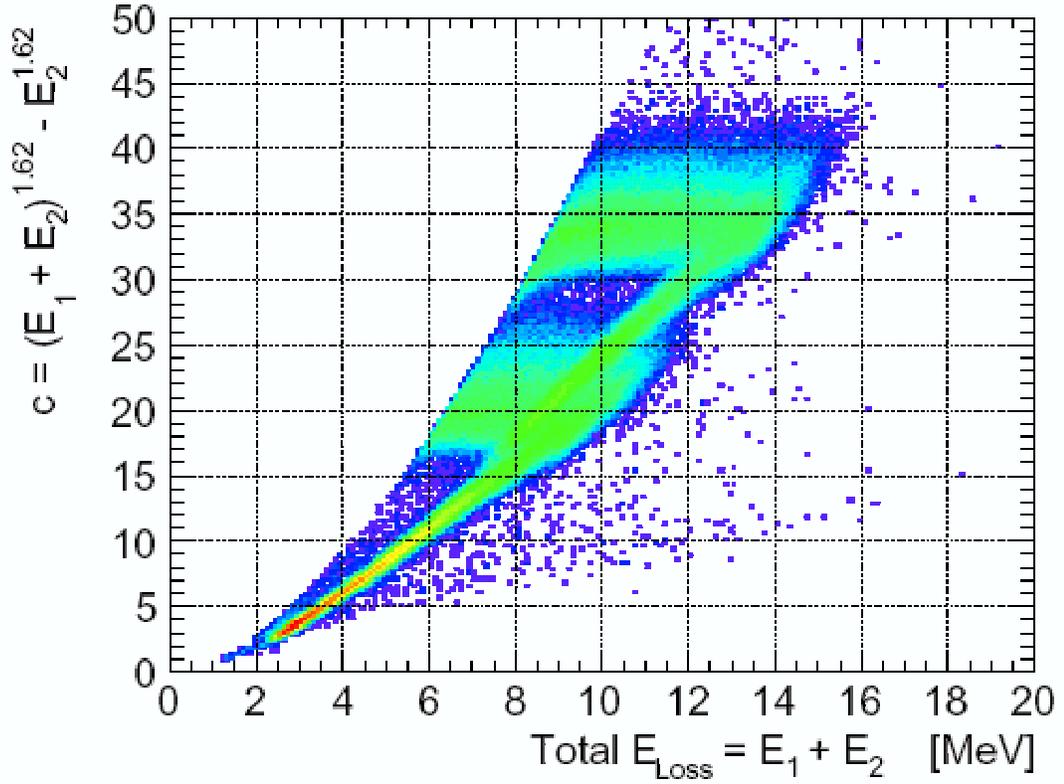


Figura 3.9: Dipendenza del parametro  $c$  dalla somma delle energie depositate dalle particelle nei primi due layer. Tutti gli eventi sopra la linea orizzontale a  $c=27$  sono deutoni fermati sul secondo layer.

### 3.3.1 Identificazione del deutone

Al fine di identificare il deutone, i segnali raccolti dalle strip dei telescopi devono essere calibrati precisamente[21]. Per semplificare i criteri di selezione del canale elastico si calcola la quantità  $c$  così parametrizzata:

$$c = (E_1 + E_2)^{1.62} - E_2^{1.62} \quad (3.6)$$

dove  $E_1$  ed  $E_2$  sono le energie rilasciate dalla particella rispettivamente nel primo e nel secondo layer. La dipendenza del parametro  $c$  da  $E_1 + E_2$  è mostrata in figura 3.9. Tutte le particelle con  $c > 27$  sono considerate come deutoni fermati. Questo è un criterio a singola traccia. La cinematica della

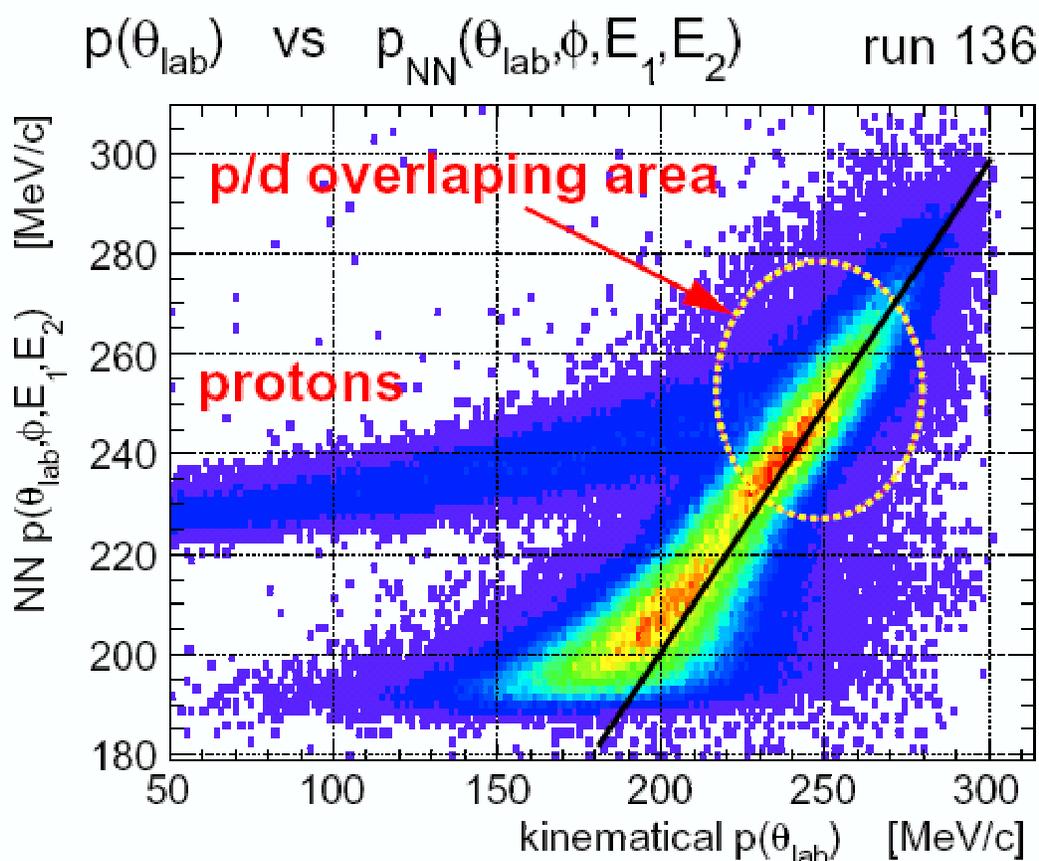


Figura 3.10: La linea nera continua mostra la correlazione tra  $p_{NN}$  e  $p_{kin}$ .

reazione elastica a due corpi è completamente determinata dalla cinematica di una sola particella. In questo caso è sufficiente rivelare il deutone per identificare l'avvenuto processo di diffusione elastica.

Il metodo non funziona se la banda del protone e quella del deutone si sovrappongono. In questo caso non si è in grado di riconoscere il tipo di particella e si perdono i deutoni più energetici che passano attraverso i primi due layer. L'identificazione del deutone è cruciale per la misura di polarizzazione del fascio come viene spiegato nel Capitolo 5.

### 3.4 Elettronica di *front-end* e di *read-out*

L'elevato numero di canali presenti su un rivelatore (più di 400 solo per il Si(Li)) richiede un sistema di read-out integrato per ridurre il numero di connettori passanti per il vuoto. L'apparato di rivelazione usato viene diviso in una parte che lavora sul bersaglio interno e deve essere messo sotto vuoto e in una parte dedicata alla raccolta dati, che opera all'esterno dell'acceleratore. Per connettere queste due sezioni si usa una scheda di *front-end* per interfacciare l'elettronica dei rivelatori (che opera a tensioni molto elevate) con quella di read-out. Il sistema di read-out è composto da diversi calcolatori che svolgono la funzione di server sui quali operano diverse distribuzioni di UNIX. Questi calcolatori comunicano a loro volta con altri PC tramite il software Electronics Message System (EMS) creato ad hoc. Questi PC inviano comandi e ricevono risposte dai server; su di essi è attivo un programma di DAQ che raccoglie e invia dati provenienti dai vari server ed è preposto alla funzione di salvare sulle memorie di massa i dati sperimentali provenienti dai sistemi e sotto-sistemi di rivelazione. Non c'è limite al numero di macchine che possono connettersi allo stesso server per controllare l'hardware o per raccogliere in contemporanea i dati utili al monitoraggio del sistema.

### 3.5 Logica di trigger

Le strip solidali a ciascuna faccia dei rivelatori che compongono i telescopi sono dotati di un'elettronica di amplificazione che genera un segnale binario; tale segnale ha il valore di verità 1 ogni volta che almeno una delle strip del rivelatore raccoglie un valore di carica che corrisponde ad un segnale elettrico di intensità superiore al valore di soglia impostato (circa 0.6 eV) e 0 in caso contrario. I segnali che superano la soglia vengono elaborati dal sistema di trigger per produrre un segnale di trigger che classifica l'evento come buono e che quindi viene processato. Quando il segnale di trigger risulta attivo, il sistema di acquisizione dati dell'esperimento avvia la registrazione su mem-

orie di massa dei segnali provenienti da tutti i rivelatori.

La logica di trigger dei segnali provenienti da due rivelatori STT è così concepita:

$$(STT1\_1 \text{ AND } STT1\_2) \text{ OR } (STT1\_2 \text{ AND } STT2\_2) \quad (3.7)$$

quindi si crea un OR logico tra la coincidenza dei segnali provenienti dai primi due layer del rivelatore di sinistra e la coincidenza tra i segnali provenienti dai secondi layer del rivelatore di destra e sinistra.

# Capitolo 4

## Analisi dati per la reazione di *deuteron breakup*

Questo capitolo è dedicato al lavoro da me svolto. Viene presentata la descrizione degli eventi di deuteron breakup e tale lavoro è parte integrante delle misure di depolarizzazione svolte durante la presa dati di Febbraio 2008, presso l'acceleratore COSY, basate sulle misure di reazioni elastiche  $pd \rightarrow pd$ . L'energia cinetica in gioco che compete al fascio di protoni, 45 MeV, polarizzati incidenti su un bersaglio fisso di deutoni, non polarizzati, è tale da rendere accessibili solo due canali di uscita:

- *Canale elastico*:  $pd \rightarrow pd$ , in cui le particelle che compongono lo stato iniziale coincidono con quelle dello stato finale.
- *Canale inelastico, deuteron breakup*:  $pd \rightarrow ppn$ , in cui il deutone viene dissociato nei due nucleoni costituenti.

Lo scopo è quello di riuscire a discriminare nel miglior modo possibile un evento elastico da un evento di breakup. Questo studio del processo inelastico di dissociazione del deutone, in base agli eventi registrati dal rivelatore,

fornisce uno studio di fattibilità dell'identificazione del processo e della possibilità di utilizzarlo per misurare osservabili di spin.

La reazione di dissociazione del deutone è una reazione di tipo esclusiva in cui la natura e l'impulso delle particelle uscenti sono note, nel limite in cui tali particelle vengono fermate all'interno dell'apparato di rivelazione.

Lo stato finale del canale di breakup è costituito da tre corpi: due protoni <sup>1</sup> e un neutrone. Il neutrone, elettricamente neutro, è invisibile al setup sperimentale Silicon Tracking Telescope, che è ottimizzato per l'identificazione di particelle cariche e in particolare per individuare i prodotti del processo elastico  $pd \rightarrow pd$ . In queste condizioni, l'abilità di classificare un processo come avvenuta reazione di dissociazione del deutone, è strettamente legata alla capacità di rivelare i due protoni nello stato finale e in particolare determinare il loro quadrimomento. Una volta noto il quadrimomento dei due protoni uscenti, sfruttando la conservazione dell'energia, si può risalire in modo indiretto alle informazioni cinematiche relative al neutrone e ricostruire la cinematica completa dell'evento di breakup.

Una particolarità della reazione di breakup risiede nel fatto che avendo a che fare con tre corpi nello stato finale, lo spazio delle fasi, ovvero il numero di stati finali accessibili per la reazione, è molto più grande rispetto al caso elastico. In altri termini il breakup esibisce un'ampia distribuzione in angoli (polari e azimutali), momento e quindi energia che va a contaminare e sovrapporsi alla 'regione elastica'. Non a caso ai fini delle misure di depolarizzazione il canale di breakup costituisce il fondo.

## 4.1 Procedura di analisi dati

La fase di analisi dei dati della reazione di *deuteron breakup* si compone di due parti: la prima riguarda lo studio dei dati ottenuti mediante una

---

<sup>1</sup>Un protone è quello che viene prodotto dalla dissociazione del deutone, l'altro è quello del fascio incidente.

simulazione Monte Carlo, la seconda riguarda lo studio dei dati sperimentali relativi ai risultati ottenuti durante la presa dati delle misure di depolarizzazione del mese di Febbraio 2008 presso il COSY.

Per entrambe le fasi la procedura di analisi seguita è la stessa e consiste sostanzialmente nell'individuare le reazioni di dissociazione del deutone in cui entrambi i protoni dello stato finale si sono fermati all'interno dell'apparato di rivelazione. Questi eventi vengono suddivisi in 4 campioni a seconda delle loro caratteristiche e soprattutto a seconda della regione dello spazio delle fasi che vanno a popolare. La classificazione di questi eventi è stata condotta elaborando dei criteri di selezione che sono comuni sia per i dati simulati sia per i dati reali. Una volta individuati questi eventi si è passati all'analisi delle osservabili che solitamente vengono investigate per questa reazione che nella fattispecie sono: Missing Mass, energia di eccitazione del sistema p-p ed i momenti di Jacobi, descritti nella seguente sezione.

Il punto in cui le due analisi non coincidono è l'identificazione della reazione di breakup. Per quanto concerne la parte di simulazione degli eventi, i dati vengono già separati in eventi elastici ed eventi di breakup. Nel passaggio all'analisi dei dati sperimentali si è dovuto implementare un metodo per distinguere il canale elastico da quello di breakup.

I dati simulati sono stati creati facendo uso del generatore di eventi PLUTO [22]. PLUTO genera 1 milione di eventi per il canale elastico e 1 milione di eventi per il canale di breakup includendo il *Fermi motion* dei nucleoni all'interno del deutone che costituisce un parametro rilevante a queste energie [23]. Sempre a queste energie all'interno del canale di breakup sono due i processi dominanti:

- *n spettatore*: in cui il protone del fascio interagisce solo con il protone del bersaglio di deutone dando origine ad un processo quasi-elastico *pp*.
- *p spettatore*: in cui il protone del fascio interagisce solo col neutrone del bersaglio di deutone dando origine ad un processo quasi-elastico *pn*.

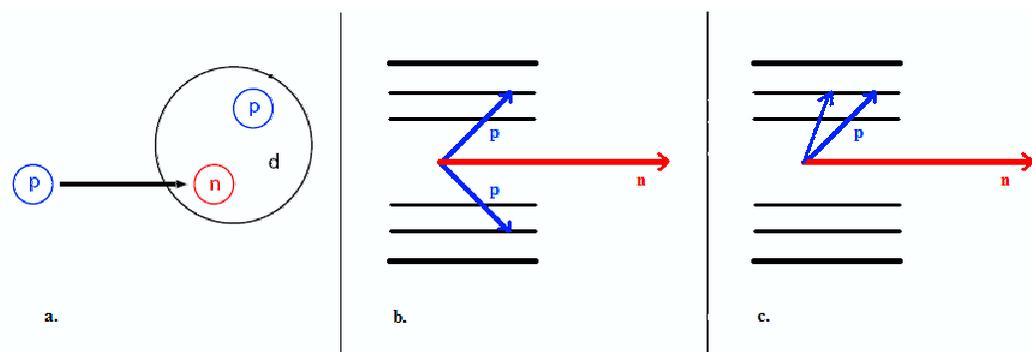


Figura 4.1: Schema del modello a protone spettatore. In a) è rappresentato lo stato iniziale in cui il protone del fascio incide sul neutrone. In b) è rappresentato lo stato finale in cui il neutrone viene emesso in avanti, i due protoni vengono diffusi a grandi angoli. In c) è rappresentata una particolare configurazione dello stato finale in cui i due protoni vengono diffusi dalla stessa parte a grandi angoli. L'analisi del caso c) verrà tra poco approfondita.

Del milione di eventi simulati del canale di breakup, PLUTO genera un sottocampione di  $5 \cdot 10^5$  in cui il neutrone agisce da spettatore e un altro sottocampione di  $5 \cdot 10^5$  in cui lo spettatore è il neutrone.

Dall'analisi unicamente incentrata sui dati di Monte Carlo relativi al canale di breakup è emerso che il campione del modello a spettatore che viene privilegiato è quello del *protone spettatore*; in questo caso il neutrone viene emesso in avanti e i due protoni restano nella regione di rinculo dove operano i rivelatori.

Questa anisotropia tra le due sottocategorie del modello a spettatore è originata dall'esigenza di registrare entrambi i protoni all'interno dell'accettazione dei telescopi per identificare l'avvenuta reazione di breakup. Si è visto che quando vengono applicati i tagli per studiare le configurazioni dei protoni uscenti nei detector, i dati simulati che vengono selezionati sono solo quelli della seconda parte dei file simulati che appartengono alla categoria *p spettatore*. Quindi nell'analisi dei dati reali ci si aspetta che il campione definito dai criteri di selezione sia quello del protone spettatore.

Le informazioni registrate degli eventi simulato sono relativi al canale di us-

cita della reazione di breakup, non è presente una descrizione delle tracce nel canale di entrata. Questo comporta l'impossibilità di distinguere precisamente tra i due protoni uscenti quello che apparteneva al fascio incidente e quello che faceva parte del bersaglio in quanto i due protoni sono particelle indistinguibili.

In prima approssimazione si può attribuire la traccia più energetica al protone del fascio e quella meno energetica alla traccia del protone spettatore. I dati simulati per eventi elastici e di breakup vengono prima analizzati separatamente e poi vengono processati insieme mediante una simulazione operata con GEANT3. L'utilizzo di GEANT3 consente di simulare l'interazione della particella con il rivelatore ed in particolare di tener conto dei parametri di rivelazione quali: la geometria del setup sperimentale di rivelazione, le perdite di energia nei vari strati del rivelatore e il multiple scattering. Alla fine di questa catena viene creato un file di output contenente le informazioni cinematiche rilevanti dei processi di diffusione in questione in modo del tutto simile a quello che si avrebbe in un esperimento reale.

Le informazioni relative agli eventi simulati sono organizzate in un file ascii per tipo di traccia. Nella fattispecie una traccia può essere composta da uno o due hit <sup>2</sup>a seconda che la particella incida solo sul primo o anche sul secondo layer dell'apparato di rivelazione vedi figura 2.4. Per ogni hit in corrispondenza di ciascun layer colpito, vengono registrate le informazioni relative a: energia depositata all'interno del layer e coordinate dell'hit. Inoltre vengono salvate le informazioni relative all'evento generato come: tipo di particella (protone o deutone nel caso elastico, solo protoni, nel caso di breakup) energia cinetica, angolo polare e azimutale che competono alla particella in seguito allo scattering.

Per ciò che riguarda la parte dei dati sperimentali relativi alla presa dati di Febbraio, i file contenenti tutte le informazioni degli eventi riguardano 3 run di test con applicata una ricostruzione ottimizzata per eventi di breakup.

---

<sup>2</sup>Con hit si intende il punto dell'area sensibile del rivelatore che viene colpito da uno dei prodotti della reazione di diffusione.

Le informazioni contenute nei file dei dati reali sono organizzate in maniera molto simile a quella dei dati simulati sebbene contengano delle ulteriori informazioni; per esempio contengono informazione sullo stato di polarizzazione (spin  $\uparrow$ , spin  $\downarrow$ ) del fascio e le coordinate temporali relative all'evento che consentono di escludere gli hit veri da quelli causati dal fondo.

Tutte le informazioni relative agli hit, reali e simulati, vengono lette e rielaborate da un programma scritto nel linguaggio di programmazione c che è stato riadattato per l'analisi e delle reazioni in questione. Tale programma partendo dagli hit ricostruisce gli eventi, tracce e vertici, e registra tutte le informazioni ad essi relativi in una serie di ntuple (ogni ntuple contiene circa  $1 \cdot 10^5$  eventi).

Si ricorda brevemente che il tracciamento delle traiettorie seguite dalle particelle all'interno dell'apparato di rivelazione viene realizzato considerando solo i primi due layer dei silici e sfruttando l'approssimazione di traiettorie rettilinee. Il terzo layer, per via del suo spessore, non fa parte del sistema di tracciamento perchè una particella al suo interno è soggetta al fenomeno di diffusione multipla che porta ad una sensibile deviazione dalla supposta traiettoria rettilinea.

La struttura con cui vengo organizzate le informazioni dell'evento nelle ntuple è stata concepita nel modo più possibile conservativo in modo che le variabili cinematiche contenute in esse siano le stesse per la parte simulata e reale, facilitandone il confronto.

Nella fase di analisi tutte le variabili contenute nell'ntuple sono state impiegate per l'elaborazione di diverse funzioni, create nel linguaggio di programmazione *fortran*, atte a studiare le osservabili rilevanti dei processi in gioco. L'andamento qualitativo e quantitativo di queste funzioni è stato investigato tramite il programma di analisi dati grafico PAW.

Infine come nota tecnica si segnala che l'apparato sperimentale STT, impiegato per queste misure a Febbraio ha esibito un malfunzionamento del terzo strato del telescopio *STT\_2* (quello a destra rispetto alla posizione del punto d'interazione).

## 4.2 Le osservabili del processo $pd \rightarrow ppn$

Il principale criterio applicato per l'identificazione del processo di dissociazione del deutone è il metodo della *Missing Mass*, massa mancante. La reazione di breakup viene identificata come un processo con una massa mancante per la coppia di protoni registrati nello stato finale, coincidente con la massa del neutrone:  $m_n = 939.56$  MeV (unità naturali  $\hbar = c = 1$ ).

Imponendo la conservazione del quadrimpulso del sistema si ottiene:

$$P_n^\mu = P_b^\mu + P_t^\mu - P_{p1}^\mu - P_{p2}^\mu \quad (4.1)$$

dove  $P_n^\mu$  è il quadrimpulso del neutrone,  $P_b^\mu$  è il quadrimpulso del fascio di protoni incidenti,  $P_t^\mu$  è il quadrimpulso del bersaglio di deutoni,  $P_{p1}^\mu$  il quadrimpulso del protone uscente etichettato con il numero 1 e infine  $P_{p2}^\mu$  il quadrimpulso del protone dello stato finale etichettato con il numero 2.

Note le quattro componenti del quadrivettore energia-impulso del neutrone si può calcolare la massa del neutrone utilizzando la relazione di dispersione  $E^2 = m^2 + p^2$ . Esplicitando  $m_n$  si ricava:

$$M_n = \sqrt{E_n^2 - P_n^2} \quad (4.2)$$

Tra tutti gli eventi con due particelle registrate nel detector, gli eventi di breakup vengono selezionati tramite il calcolo del valore della massa mancante con l'assunzione che queste particelle siano protoni.

Nell'analisi in questione, in virtù del range cinematico esplorato di basse energie, la Missing Mass è stata impiegata solo come criterio di controllo non come criterio di selezione con cui escludere eventi.

### 4.2.1 Cinematica del processo $pd \rightarrow ppn$

Al fine di descrivere una reazione con due particelle nello stato iniziale e tre nello stato finale ( $A + B \rightarrow 1 + 2 + 3$ ) bisogna definire  $3 \cdot (2 + 3)$  componenti dei momenti. Le leggi di conservazione dell'energia-impulso definiscono

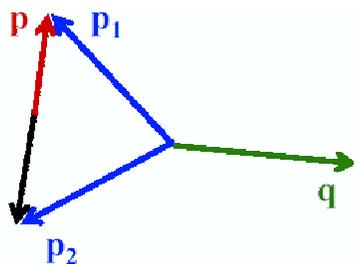


Figura 4.2: Momenti di Jacobi. In marrone è mostrato il vettore  $\mathbf{p}$ , mentre in verde il vettore  $\mathbf{q}$ .

quattro relazioni tra le componenti dei momenti che competono alle particelle nello stato iniziale e finale. Inoltre la scelta del sistema di riferimento del centro di massa consente di usare tre condizioni per le particelle iniziali:

$$\mathbf{p}_A^{\text{cm}} + \mathbf{p}_B^{\text{cm}} = \mathbf{0}, \quad (4.3)$$

dove  $\mathbf{p}_A^{\text{cm}}$  è il trimpulso della particella A nel sistema del centro di massa, e tre condizioni per le particelle dello stato finale:

$$\mathbf{p}_1^{\text{cm}} + \mathbf{p}_2^{\text{cm}} + \mathbf{p}_3^{\text{cm}} = \mathbf{0}. \quad (4.4)$$

Quindi la cinematica del processo è definita da  $3 \cdot (2 + 3) - 4 - 3 - 3 = 5$  variabili indipendenti (spazio delle fasi a 5 dimensioni) che sono 4 angoli ed un'energia. In particolare il moto relativo tra tre particelle è descritto mediante i momenti di Jacobi, *Jacobi momenta*, definiti come:

$$\mathbf{p} = \frac{1}{2} \cdot (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2), \quad (4.5)$$

$$\mathbf{q} = -(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2). \quad (4.6)$$

dove  $\mathbf{p}$  è definito come la semidifferenza dei trimpulsi dei due protoni in uscita e  $\mathbf{q}$  è l'opposto della somma dei trimomenti dei due protoni in uscita. Facendo riferimento ai momenti di Jacobi, i 4 angoli rilevanti per la descrizione cinematica del processo di breakup sono: gli angoli polari  $\theta_p$ ,  $\theta_q$  e gli angoli azimutali  $\phi_p$ ,  $\phi_q$ . L'energia rilevante è l'energia di eccitazione della

coppia di protoni del canale uscita (sistema diprotone) che viene formalmente definita tramite la relazione:

$$E_{pp} = \sqrt{(E_{p1} + E_{p2})^2 - (\mathbf{p}_{p1} + \mathbf{p}_{p2})^2} - 2m_p, \quad (4.7)$$

dove con  $E_{p1}$ ,  $E_{p2}$  si intendono le energie totali dei protoni e  $\mathbf{p}_{p1}, \mathbf{p}_{p2}$  sono i due trimpulsi dei protoni registrati nello stato finale,  $m_p$  è la massa a riposo del protone. Questa energia di eccitazione corrisponde qualitativamente all'energia di legame del sistema diprotone e corrisponde quantitativamente alla massa invariante <sup>3</sup> del sistema protone-protone privata di due volte la massa a riposo del protone.

Un caso molto interessante per studiare la reazione di dissociazione del deutone si realizza quando tale energia di eccitazione è inferiore a 3 MeV. Per  $E_{pp} < 3$  MeV, il sistema  $pp$  può essere assimilato al sistema deutone. Il vincolo dato dal valore di 3 MeV è legato all'energia di legame del deutone che è circa  $-2.2$  MeV; quindi a meno del segno l'ordine di grandezza è lo stesso. In questo contesto la reazione di breakup può essere assimilato ad un urto quasi-elastico in cui le particelle che partecipano alla reazione sono nucleone e deutone:  $Nd \rightarrow Nd$ . Questa approssimazione consente di trattare in modo più semplice la cinematica e la dinamica del processo in questione.

Nel caso particolare di simmetria azimutale le variabili cinematiche rilevanti per la reazione sono 4:  $\theta_q$ ,  $\theta_p$  ed  $E_{pp}$  definite sopra e l'angolo definito come:

$$\Delta\phi = \phi(\mathbf{p}) - \phi(\mathbf{q}). \quad (4.8)$$

Una volta noto nel sistema del centro di massa il vettore somma  $-\mathbf{q}$  si risale all'angolo polare del neutrone nel centro di massa. Applicando un boost di Lorentz si ottiene il valore dell'angolo del neutrone uscente nel sistema di riferimento del laboratorio:

$$\sin \theta = \frac{\sin \theta^*}{\sqrt{\gamma(\cos \theta^* + \beta/B)^2 + \sin^2 \theta^*}}, \quad (4.9)$$

dove con l'asterisco si indicano le variabili del centro di massa, con  $\beta$  si indica la velocità del centro di massa nel laboratorio,  $\gamma$  il fattore di Lorentz e  $B$  il

<sup>3</sup>Invariante sotto trasformazioni di Lorentz.

fattore  $\beta$  della particella  $B=P/E$ .

Nell'analisi complessiva dei dati simulati e sperimentali viene preso in considerazione il comportamento esibito da tutte queste osservabili per ciascuna delle categorie in cui vengono suddivisi gli eventi. Lo studio di tali osservabili è atto a identificare quale regione dello spazio delle fasi è privilegiato da ogni tipo di categoria.

### 4.3 Classificazione dei canali: $pd \longrightarrow pd$ e $pd \longrightarrow ppn$

Il primo passo fatto per analizzare i dati è stato quello di distinguere i due macrocampioni di eventi che sono: gli eventi del canale elastico e gli eventi del canale di breakup.

Come già detto nei dati simulati il canale elastico è separato dal canale della reazione di breakup ed in particolare le particelle dello stato finale, protoni e deutoni sono già identificati. Quello che è stato fatto sui dati simulati è di verificare le risposte dei rivelatori. Sono stati ricreati i grafici con cui vengono solitamente letti i dati registrati dai rivelatori nel caso reale andando a considerare la separazione delle bande delle energie depositate. Come mostrano le figure 4.5, 4.6, si rappresenta la dipendenza dell'energia depositata dalla particella nel layer più interno in funzione dell'energia depositata dalla particella nel layer più esterno del detector.

Nei dati reali non è presente questa agevolazione e bisogna separare le particelle che sono prodotte nelle reazioni elastiche da quelle che sono prodotte dalla reazione di deuteron breakup. In altri termini è necessario separare  $pd$  da  $pp$  nella lettura dei dati dei rivelatori.

Il canale elastico è un canale *overconstrained* in cui è sufficiente conoscere tutta la cinematica di una sola particella per risalire alla completa determinazione dell'evento. Quindi la selezione del canale elastico viene operata con un un taglio che valuta precisamente la separazione delle bande tracciate dai

protoni e dai deutoni e si basa sull'identificazione del deutone fermato sul secondo layer del detector a mezzo del parametro  $c$ . Questo è un criterio di selezione a singola traccia che funziona nella zona in cui le bande dei protoni e dei deutoni sono distinte e la sua potenza è legata alla precisione con si è operata la calibrazione energetica dei telescopi <sup>4</sup>. Nella regione di overlap delle bande tracciate dai protoni e dai deutoni questo taglio non può essere più applicato e vengono persi degli eventi.

Nello specifico  $c$  è definito come:

$$c = (E_1 + E_2)^{1.62} - E_2^{1.62} \quad (4.10)$$

con  $E_1$  e  $E_2$  le energie depositate dalla particella rispettivamente nel primo e nel secondo layer del telescopio.

- **SELEZIONE PARAMETRO C:** le particelle per cui il parametro  $c$  assume un valore numerico maggiore di 27 vengono identificati come deutoni fermati sul secondo strato del rivelatore. Se è soddisfatta la relazione di disuguaglianza opposta le particelle identificate sono protoni, vedi figura 4.3.

---

<sup>4</sup>Più precisa è la calibrazione energetica più le bande dei protoni e dei deutoni sono strette facilitandone la separazione.

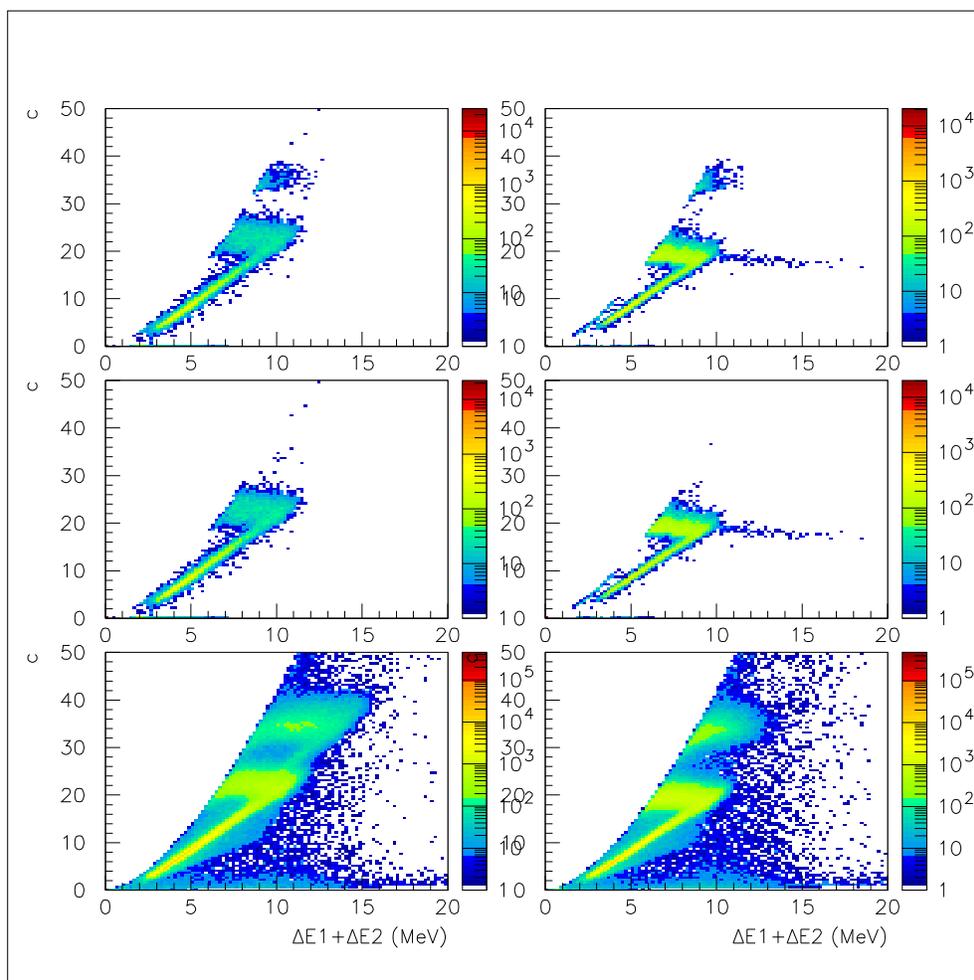


Figura 4.3: Dipendenza del parametro numerico  $c$  in funzione della somma delle energie depositate dalle particelle nei primi due strati dei telescopi. A sinistra viene rappresentata la traccia più energetica a destra quella meno energetica. In alto gli eventi dei dati simulati, in basso gli eventi simulati di solo breakup, la terza dai dati reali. Le bande orizzontali superiori con  $c > 27$  corrispondono ai deutoni fermati sul 2° layer, le bande orizzontali con  $c < 27$  appartengono ai protoni fermati sul 2° layer.

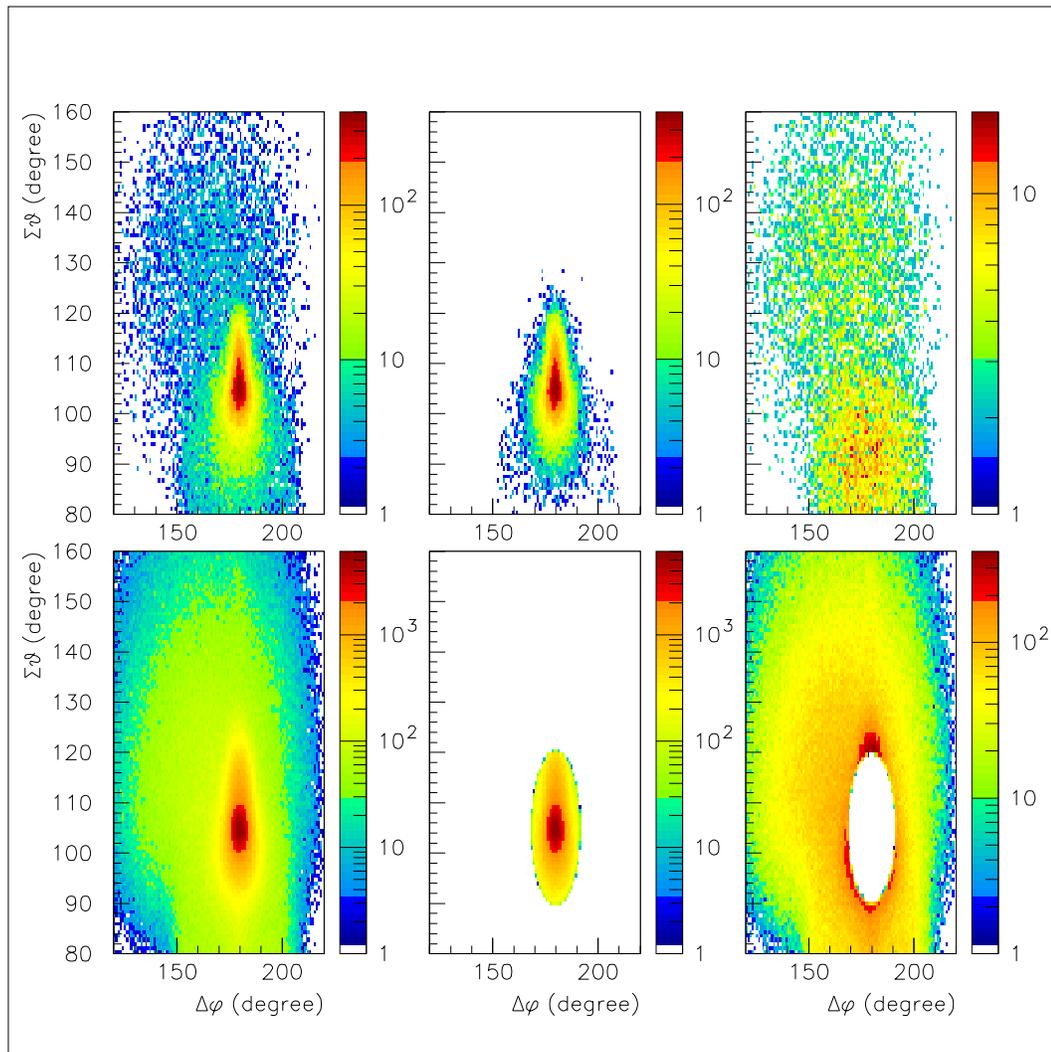


Figura 4.4: Taglio di non-planarità. In alto: eventi simulati (elastici e breakup), in mezzo solo gli eventi elastici, a destra solo gli eventi di breakup. In basso: eventi dei dati sperimentali a sinistra senza tagli, in mezzo l'ellissoide contenente principalmente gli eventi elastici, a destra gli eventi di breakup, escludendo l'ellissoide. Osservando bene il grafico a destra in alto si capisce che c'è una contaminazione di breakup all'interno dell'ellisse il che implica una perdita inevitabile di eventi di breakup quando si esclude tale regione.

Il taglio  $c$  è sufficiente per individuare i prodotti del canale elastico. Il criterio di selezione che viene applicato selezionare gli eventi di breakup consiste nell'applicare un taglio geometrico di non planarità:

- **SELEZIONE DI NON-PLANARITÀ:** Questo criterio discende dal legame che intercorre tra gli angoli azimutali e polari nella reazione a due corpi elastica in cui la cinematica è completamente definita dalla conoscenza di un angolo e di un'energia di una delle due particelle. La simmetria azimutale dovuta al fatto che il fascio di protoni incidenti è diretto lungo l'asse  $z$  fa sì che gli angoli  $\phi_p$  e  $\phi_d$  delle particelle uscenti siano a  $180^\circ$  l'uno rispetto all'altro.

Gli angoli polari spazzati dalle particelle uscenti nel canale elastico sono cinematicamente correlati tra di loro; questa correlazione è resa ancora più forte dall'accettanza ristretta dell'apparato di rivelazione che è posto si ricorda in una configurazione simmetrica rispetto all'asse di incidenza del fascio.

La correlazione tra i due angoli polari fa sì che la somma di questi due angoli sia piccata a circa  $100^\circ$ . Questo fattore di correlazione viene impiegato nella costruzione del criterio di selezione geometrica in questione. Queste considerazioni si traducono in un taglio nel piano  $xy$ , con in  $x$  il valore assoluto della differenza tra gli angoli azimutali delle particelle,  $p$  e  $d$ , ed in  $y$  la somma degli angoli polari delle due particelle misurate. Questo taglio seleziona un'ellissoide centrata nella regione di massima concentrazione di eventi elastici con i fuochi paralleli all'asse  $y$ , mostrata in fig.4.4.

Questo è un criterio che sfrutta la correlazione tra due tracce.

Ai fini dell'analisi svolta per questo lavoro di tesi per distinguere i due canali, elastico e breakup, sono stati applicate queste selezioni:

- **SELEZIONE CATEGORIA ELASTICI:** Si richiede che almeno una delle due tracce sia un deutone fermato:  $c > 27$ .

- **SELEZIONE CATEGORIA BREAKUP:** Per isolare i breakup viene tagliata la regione interna all'ellissoide. In questo modo viene rimossa lo spazio delle fasi occupato dagli elastici. Il prezzo che si paga è quello di perdere inevitabilmente gli eventi di breakup che entrano nella regione elastica. La selezione dei protoni fermati viene operata richiedendo che entrambe le tracce abbiano il parametro  $c < 27$ .

Nei grafici 4.5-4.8, vengono mostrati i grafici con cui vengono letti i segnali dai telescopi applicando i criteri di selezione per il campione di breakup e quello elastico per i dati simulati e reali.

Nella parte superiore vengono sempre rappresentati i dati Monte Carlo mentre nella parte inferiore vengono sempre mostrati i grafici relativi ai dati reali. La colonna di sinistra è sempre relativa alla traccia etichettata convenzionalmente con il numero 1 che è la traccia uscente con angolo polare minore <sup>5</sup>, mentre la colonna di destra mostra l'andamento della traccia 2, quella uscente con angolo polare maggiore.

Dal confronto dei grafici 4.7 e 4.8 tra dati simulati e reali si riscontra una differenza di circa un fattore 2 tra l'energia depositata dalle particelle nel terzo strato del telescopio di destra che non ha funzionato per tutta la durata della presa dati.

## 4.4 Criteri di selezione per eventi fermati

In questa sezione vengono trattati i criteri di selezione (tagli) che vengono applicati ai dati simulati allo scopo di estrarre gli eventi interessanti del canale di breakup. Questi criteri sono gli stessi che vengono adottati quando si passa all'analisi dei dati reali. Gli eventi classificati come interessanti sono quegli eventi in cui le particelle che compongono lo stato finale vengono fermate

---

<sup>5</sup>Nel caso elastico, la particella uscente con angolo polare minore è la particella più energetica, questa implicazione può non essere vera per il caso di breakup.

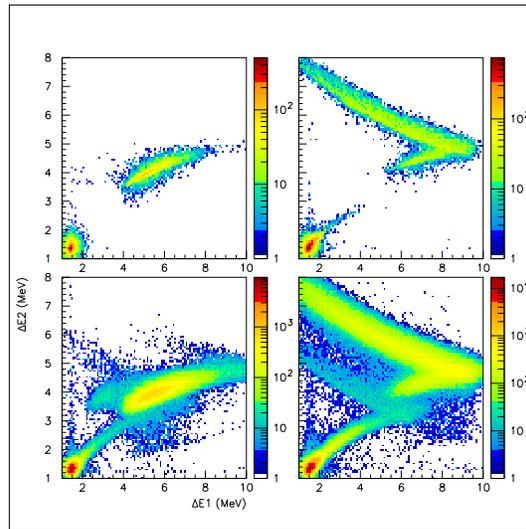


Figura 4.5: Macrocampione di eventi elastici. Si rappresenta l'energia depositata nel 1° layer dell'STT,  $\Delta E_1$ , in funzione dell'energia depositata nel 2° layer,  $\Delta E_2$ . Si nota la presenza delle 2 bande caratteristiche per ogni particella, la più esterna è la banda dei deuteroni, quella più interna è quella tracciata dai protoni.

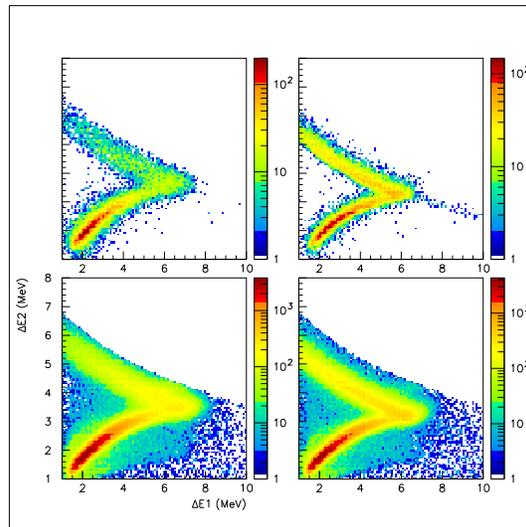


Figura 4.6: Macrocampione di eventi di breakup. Si mostra  $\Delta E_1$  in funzione di  $\Delta E_2$ . Tali eventi superano la richiesta di appartenenza alla regione esterna all'ellissoide 'elastica' e compare solo la banda dei protoni; per i dati simulati la banda è solo composta da protoni, per i dati reali nella regione dove banda superiore e inferiore vengono a contatto vi è una contaminazione di deuteroni.

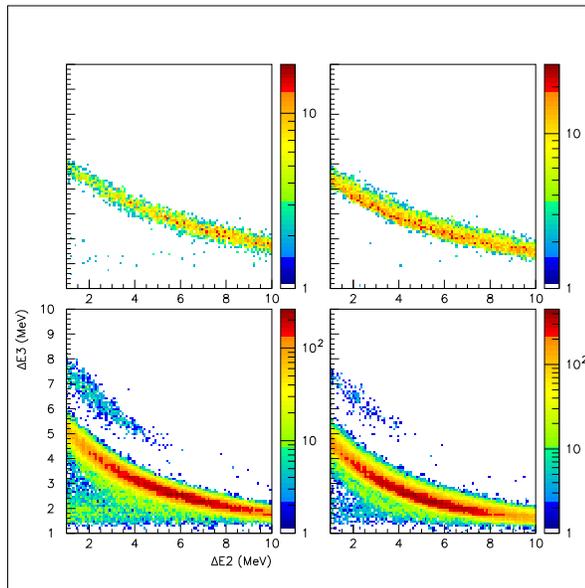


Figura 4.7: Canale elastico: viene rappresentata la dipendenza dell'energia depositata nel 2° layer,  $\Delta E_1$ , in funzione di quella depositata nel 3°,  $\Delta E_2$ . Le bande superiori sono sempre relative alle particelle che si fermano sul layer più esterno tra quelli rappresentati, in questo caso il 3°.

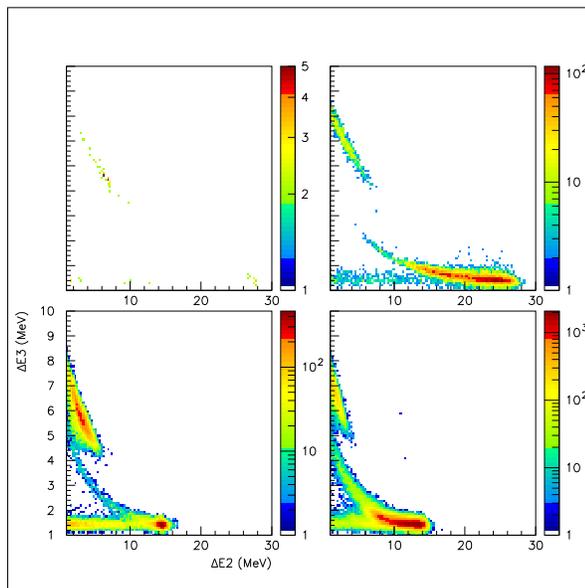


Figura 4.8: Canale di breakup: viene rappresentato l'andamento delle energie rilasciate dalle particelle nei telescopi:  $\Delta E_2$  in funzione di  $\Delta E_3$ .

all'interno dell'accettanza del rivelatore. Tale scelta è giustificata dal fatto che per questo tipo di eventi l'energia depositata dalla particella all'interno del rivelatore corrisponde con buona approssimazione all'energia cinetica che compete alla particella stessa. In questo modo, partendo da angoli ed energia totale si procede con la ricostruzione dell'intero evento.

La selezione di eventi interessanti (fermati) viene impiegata per lo studio di 4 categorie di eventi. La classificazione di 4 categorie di eventi viene operata partendo dalla comune richiesta di includere nella trattazione gli eventi a due tracce; poi nello specifico la distinzione in questi 4 gruppi si realizza andando a considerare il tipo di traccia da studiare. Con la terminologia 'tipo di traccia' si intende considerare la quantità di hit che compone la traccia stessa, tale quantità è legata al numero di strati che la particella riesce ad attraversare all'interno dell'apparato di rivelazione in funzione della sua energia cinetica. Ognuna di queste categorie favorisce l'accesso ad una parte dello spazio delle fasi e per questo ognuna di esse costituisce il banco di prova ideale in cui specializzare lo studio di una delle proprietà della reazione di breakup. Le 4 categorie di eventi sono:

- **CATEGORIA 2-2:** per questa categoria le due tracce generate dal processo di diffusione sono entrambe composte da due hit, ovvero l'energia cinetica delle particelle uscenti è tale da consentire a queste il raggiungimento del secondo strato del rivelatore. Nel secondo strato queste depositano tutta la loro energia e pertanto vengono fermate. Questa configurazione si presta allo studio più generale della reazione di breakup.
- **CATEGORIA 2-1:** rientrano in questa categoria gli eventi a due tracce in cui una traccia è composta da due hit e l'altra da un solo hit. Con questo si intende che la traccia composta da due hit raggiunge e si ferma nel secondo layer, mentre quella con un solo hit è legata ad una particella a cui compete un'energia cinetica molto bassa da consentirle

solo la penetrazione nel primo layer e in questo viene anche fermata. Il caso di particolare riguardo è quello in cui le due tracce nuovamente vengono registrate dallo stesso telescopio. Tale sottoinsieme si presta notevolmente allo studio del limite  $E_{pp} < 3 \text{ MeV}$ <sup>6</sup> in cui il sistema diprotone viene assimilato al deutone e il processo si tratta come un canale quasi-elastico; in particolare si possono sfruttare ed estendere al caso in questione i risultati del canale elastico e per questo è la configurazione ideale per lo studio dell'osservabile di polarizzazione  $A_y$  trattato nel Capitolo 5.

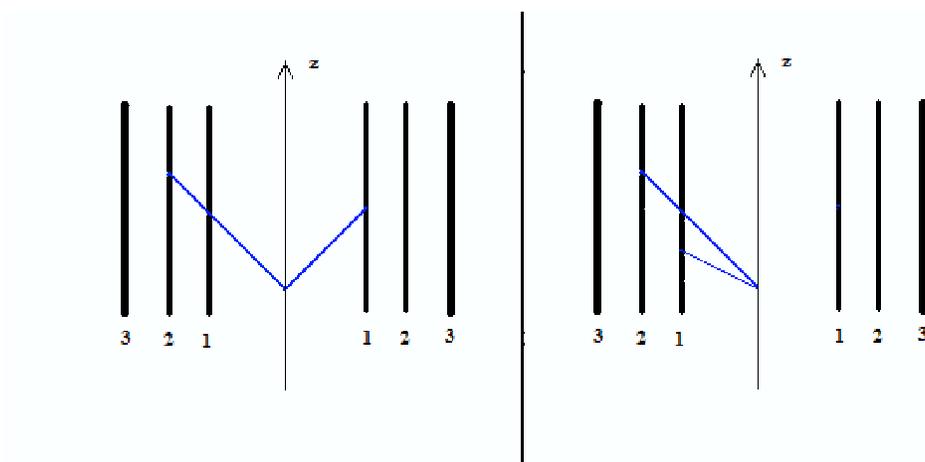


Figura 4.9: Configurazione della categoria 2-1. Le due tracce possono intercettare i due rivelatori opposti o intercettare lo stesso rivelatore.

- **CATEGORIA 3-2:** appartengono a questa classe gli eventi in cui una traccia è molto energetica e riesce a raggiungere il terzo strato del rivelatore; una particella che raggiunge il terzo layer a causa del suo spessore a queste energie viene sicuramente fermata. L'altra traccia invece di nuovo entra e si ferma all'interno del secondo layer. Questa configurazione in cui le tracce dei protoni uscenti sono molto energetiche

<sup>6</sup>In questo caso le due tracce sono poco energetiche e vanno a popolare lo spazio delle fasi in cui il sistema diprotone ha energia bassa.

si presta allo studio del breakup nell'area più generale (potenziale nucleare e il problema a tre corpi delle forze nucleari).

- **CATEGORIA 3-1:** questa categoria è popolata dagli eventi in cui una traccia, ancora una volta molto energetica, entra e perde tutta la sua energia nel terzo layer, mentre la seconda al contrario è poco energetica e riesce solo ad entrare e fermarsi nel primo layer. Questo campione è interessante per lo studio del canale quasi-elastico nel caso in cui le due tracce vengono intercettate dallo stesso rivelatore e l'energia di eccitazione del sistema di-protoni è minore di 3 MeV.

Per le categorie **2 – 1** e **3 – 1** la costruzione del vertice è stata così concepita: la traccia composta da due o tre hit viene prolungata all'indietro fino all'intersezione con l'asse del fascio incidente. Con questa operazione si trovano in prima approssimazione le coordinate del vertice. L'approssimazione è relativa al fatto che il bersaglio non è una struttura puntiforme ma dotato di estensione spaziale dell'ordine di 5 millimetri. La traccia composta da un solo hit viene costruita congiungendo le coordinate del vertice trovato con le coordinate dell'unico hit restante.

Lo studio di queste due categorie estesa al caso reale sembrava inizialmente precluso vista la scelta di considerare solo tracce composte da due hit nella ricostruzione standard dell'esperimento ottimizzata per eventi elastici. Tuttavia motivando fortemente la necessità di disporre di questo tipo di eventi che avrebbe consentito da un lato accedere alla categoria **2 – 1** e con essa lo studio dell'osservabile  $A_y$ , dall'altro di avvicinarsi il più possibile a quanto studiato fino ad ora presso il COSY circa la reazione di breakup, si è riusciti a ottenere i dati privi della fase di ricostruzione. In questo modo disponendo solo degli hit degli eventi è stato possibile processare e ricostruire evento per evento anche le categorie con un hit per traccia e di disporre nell'analisi finale dei campioni **2 – 1** e **3 – 1**.

L'analisi dei dati simulati è stata effettuata prima dell'analisi dei dati sper-

imentali e in origine si era presa in considerazione anche un'altra categoria di eventi: **CATEGORIA 3-3**, in cui venivano analizzati gli eventi generati da particelle molto energetiche che riuscivano entrambe a raggiungere i terzi strati dei silici e qui venivano fermate. Le condizioni operative degli STT durante la presa dati di Febbraio non hanno consentito l'analisi di questa categoria di eventi, in quanto sin dall'inizio della presa dati il terzo layer del telescopio di destra (*STT\_2*) non ha funzionato a causa di un chip di read-out difettoso.

Fin'ora sono state rese note le categorie di eventi da investigare, di seguito vengono schematizzati i criteri di selezione che sono stati scelti ed applicati al fine di estrarre questi eventi dai dati.

Nel capitolo 2 è stato presentato l'apparato di rivelazione STT e in particolare è stato esposto il processo di identificazione delle particelle. Questo processo viene operato considerando le energie rilasciate dalle particelle nell'attraversare gli strati componenti e osservando le bande caratteristiche tracciate da ogni particella.

Tenendo presente questo e restringendo momentaneamente l'attenzione agli eventi che vengono fermati sul secondo o sul terzo layer di ciascun telescopio, il criterio di selezione di eventi fermati parte dall'analisi dei grafici ottenuti andando a considerare l'energia depositata nel layer più interno di ciascun STT in funzione dell'energia raccolta dal layer successivo: più precisamente si considera ( $\Delta E_1$  vs.  $\Delta E_2$ ) e ( $\Delta E_2$  vs.  $\Delta E_3$ ).

- **TAGLIO EVENTI FERMATI SUL 2° LAYER:** in questo caso il grafico che rappresenta  $\Delta E_1$  vs.  $\Delta E_2$  consente di valutare quantitativamente gli eventi che si sono fermati sul secondo layer di ciascun telescopio; la selezione di questi eventi viene realizzata rigettando gli eventi che non appartengono alla banda superiore. Infatti si ricorda che la banda superiore viene popolata dalle particelle che entrano nel secondo layer e rilasciano tutta la loro energia all'interno di esso. Superano questo taglio i protoni a cui compete un'energia superiore a 3.6

eV.

- **TAGLIO EVENTI FERMATI SUL 3° LAYER:** si sfrutta il grafico  $\Delta E_2$  vs.  $\Delta E_3$ , si applica lo stesso ragionamento e mediante la selezione della banda superiore si distinguono le particelle che sono arrestate all'interno dell'accettanza del terzo strato di ciascun telescopio. Le energie in gioco e lo spessore di questo strato fanno sì che le particelle che entrano nel terzo strato vengono tutte fermate. Per selezionare le particelle arrestate sul terzo layer è sufficiente richiedere che la traccia della particella abbia un hit sul terzo layer.

Il taglio che si applica per selezionare gli eventi arrestati sul primo strato del telescopio segue una logica diversa dalle selezioni appena descritte. Non vengono infatti valutate le energie depositate ma vengono richieste due condizioni, una energetica e l'altra geometrica, che devono essere soddisfatte simultaneamente.

- **TAGLIO EVENTI FERMATI SUL 1° LAYER:** in primo luogo si richiede la presenza di un hit sul primo layer e si prolunga idealmente la traiettoria percorsa dalla particella dal punto in cui ha luogo l'hit per vedere dove è diretta. Questa condizione è giustificata dal fatto che possono verificarsi degli eventi in cui la particella uscente viene scatterata ad un angolo tale da rientrare nell'accettanza geometrica del primo strato ma uscire dall'accettanza del secondo strato. Con questo taglio quello che si fa è di andare a vedere se la traiettoria che la particella avrebbe potuto percorrere se fosse stata più energetica, intercetta l'accettanza geometrica spazzata dal secondo layer.

Gli eventi che superano la richiesta di avere una traccia composta da un solo hit nel primo layer e che la traiettoria prolungata cade nella regione dello spazio coperta dal secondo strato sono eventi fermati sul primo layer.

Definite le categorie di eventi, che vengono studiate, e definiti i tagli fondamentali per individuare gli eventi fermati, a questo punto vengono presentati i criteri di selezione globali che consentono di individuare tra i dati le 4 categorie di eventi:

- **SELEZIONE CATEGORIA 2-2:** gli eventi che appartengono a questa classe devono superare due selezioni: la selezione relativa al tipo di traccia in cui si richiedono due hit per ogni traccia e la selezione per gli eventi che si sono fermati sul 2° layer.
- **SELEZIONE CATEGORIA 2-1:** gli eventi che rientrano in questo gruppo sono quelli per cui è soddisfatta la richiesta che la somma degli hit delle due tracce deve essere uguale a 3. Tale richiesta non è soddisfatta in modo univoco poiché posso avere due hit nel telescopio di sinistra e uno su quello di destra e viceversa. La traccia con due hit deve soddisfare il taglio degli eventi fermati sul 2° layer e allo stesso tempo quella con un hit deve soddisfare il taglio per gli eventi fermati sul primo layer.
- **SELEZIONE CATEGORIA 3-2:** questa categoria è composta da gli eventi che hanno almeno due hit per traccia. La traccia composta da tre hit viene identificata richiedendo il taglio per gli eventi fermati sul terzo layer. Mentre per la traccia composta da due hit si richiede che venga soddisfatto il taglio per gli eventi arrestati sul secondo strato. In questo caso la scelta per la composizione delle tracce è univoca ed è legata ancora una volta al malfunzionamento del terzo strato del telescopio di destra durante la presa dati. Quindi per continuità rispetto all'analisi dei dati sperimentali, al fine di confrontare quantità compatibili, la traccia composta da tre hit può essere solo quella che viene rivelata dal detector di sinistra.

Categoria (MC)	Eventi	Fermati
21	16397	703
22	389	48
31	7384	2463
32	862	345

Tabella 4.1: Confronto tra il numero eventi delle categorie fermati e il numero di eventi totali delle categorie.

Categoria (DATI)	Eventi	Fermati
21	267457	7324
22	25094	488
31	65734	19261
32	24099	4557

Tabella 4.2: Confronto tra il numero eventi delle categorie fermati e il numero di eventi totali delle categorie.

- **SELEZIONE CATEGORIA 3-1:** questo tipo di eventi soddisfano la selezione per tipo di traccia che richiede che la somma degli hit delle due tracce sia almeno pari a quattro. Dopodichè la traccia con tre hit deve superare il taglio eventi fermati sul terzo layer, mentre la traccia ad un hit la selezione degli eventi fermati sul primo.

Lo studio della reazione di dissociazione del deutone è stato specializzato per queste 4 sottocategorie di eventi, in particolare le 4 selezioni appena evidenziate sono gli strumenti che permettono di estrarre dall'intero campione di breakup tali sottocategorie.

## 4.5 Grafici dei campioni di breakup

A questo punto viene studiato il comportamento delle principali variabili cinematiche esibite da queste categorie e a questo scopo sono stati creati 4 gruppi di grafici. Per ogni grafico viene sempre confrontato il caso simulato (posto in alto) e il caso reale (posto in basso). Per il caso reale si sono concatenati i dati ottenuti da tre test di run. Questa scelta è stata operata per aumentare la statistica. La statistica dei dati Monte Carlo è molto più bassa rispetto al caso reale. Inoltre nei dati Monte Carlo non si tiene conto della dinamica della reazione ma solo dello spazio delle fasi.

Nel primo gruppo di grafici: 4.10-4.13 vengono mostrati gli eventi ricostruiti per la traccia 1 e 2 per le 4 sottocategorie. Viene poi mostrata la distribuzione della Missing Mass per controllare che l'applicazione delle selezioni sia efficiente.

La Missing Mass non può essere impiegato come criterio di selezione perché il range cinematico ed energetico dell'esperimento è tale che il fondo costituito dagli eventi mal ricostruiti è comunque distribuito attorno alla massa del neutrone. Per tanto per ogni categoria viene rappresentata la Missing Mass senza eventi fermati e con eventi fermati. In generale si nota che l'applicazione delle selezioni di eventi fermati alla Missing Mass comporta un restringimento dello spettro di tale funzione, indice del fatto che i criteri degli eventi fermati sono abbastanza efficienti. Nelle seguenti tabelle viene presentato il numero di eventi totali appartenenti ad ognuna delle 4 sottocategorie in confronto con il numero di eventi fermati per ciascuna di queste. La prima è relativa ai dati Monte Carlo, la seconda ai dati reali.

Il secondo gruppo di grafici: 4.14-4.17 rappresenta il comportamento dell'energia di eccitazione del sistema protone-protone in funzione dell'angolo azimutale di emissione dei due protoni nello stato finale.

In primo luogo viene determinata l'energia cinetica totale che compete a ciascuna delle due tracce e mediante una funzione *fortran* viene ricostruita la traccia meno energetica e quella più energetica. Nel grafico viene mostra-

to il rapporto che intercorre tra queste due quantità. Mentre nella seconda colonna viene mostrata la dipendenza degli angoli azimutali in funzione dell'energia di eccitazione.

In particolare, si concentra l'attenzione sulle tracce che vengono emesse nella stessa direzione e nel limite  $E_{pp} < 3$  MeV, questi eventi sono gli eventi interessanti perchè consentono di trattare il canale di breakup come un canale quasi-elastico.

Questa seconda classe di grafici viene specificata per ogni sottocategoria e viene evidenziato il confronto dati simulati (in alto)-dati reali (in basso). Nel terzo gruppo di grafici 4.5-4.21 viene rappresentato per completezza l'andamento delle 4 variabili rilevanti per la descrizione della cinematica del processo di breakup che sono i 3 angoli:  $\theta_p^{cm}$ ,  $\theta_q^{cm}$ ,  $\Delta\phi$  e l'energia di eccitazione  $E_{pp}$ .

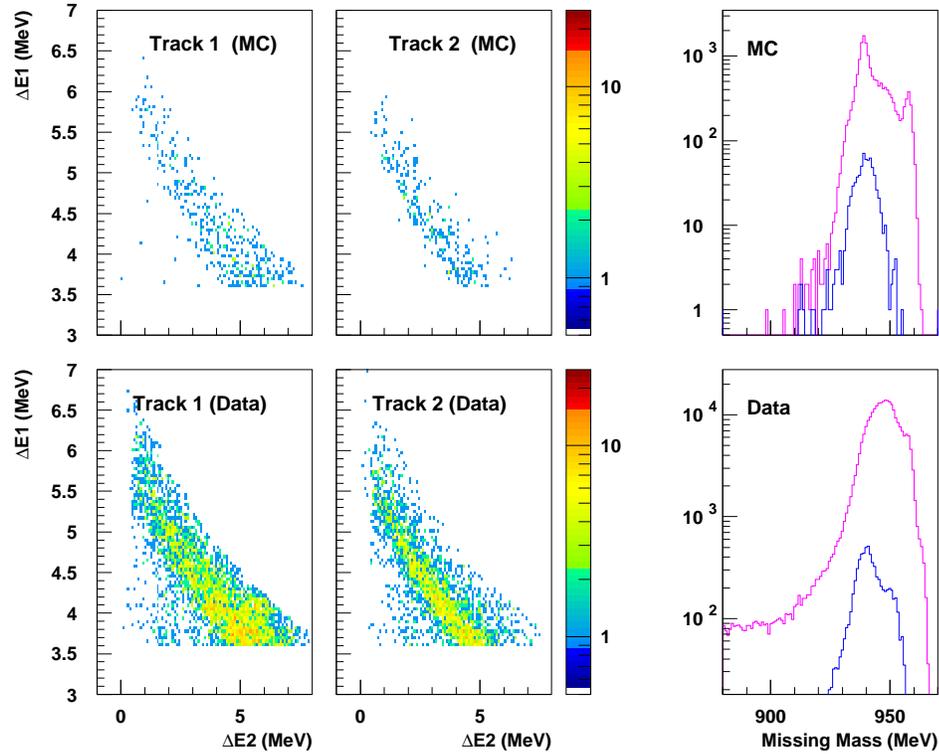


Figura 4.10: Categoria 2 – 1. Le bande dei primi due grafici corrispondono ai protoni fermati sul 2° strato dell'STT, quelli che si sono fermati sul 1° hanno  $\Delta E_2=0$  e non sono visibili nel grafico. Per i dati reali viene utilizzato il criterio del parametro  $c$  (per la selezione dei protoni) e la richiesta che l'energia depositata sul primo layer sia maggiore di 3.6 MeV (protoni fermati). Infine viene rappresentata la Missing Mass: lo spettro magenta è per gli eventi della categoria 2 – 1 non fermati, quello blu è relativo agli eventi 2 – 1 fermati. Nella riga inferiore si nota che la distribuzione della Missing Mass è molto larga per gli eventi non fermati; questo può essere imputato alla presenza di una regione di overlap protoni-deutoni sui grafici dell'energia depositata.

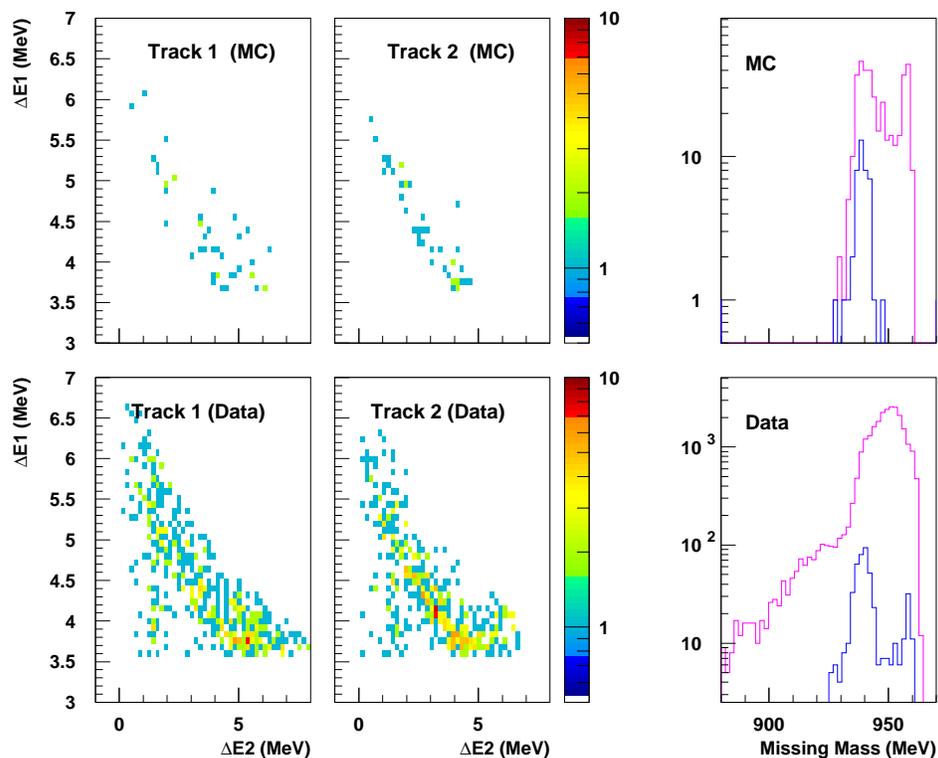


Figura 4.11: Categoria 2 – 2. Le bande degli eventi fermati per i dati reali sono affetti dalla presenza di deutoni che non sono stati eliminati dal parametro  $c$ . Questo fatto si riflette nella presenza di un secondo picco della distribuzione della Missing Mass, curva blu. Il primo picco è invece centrato sulla massa del neutrone.

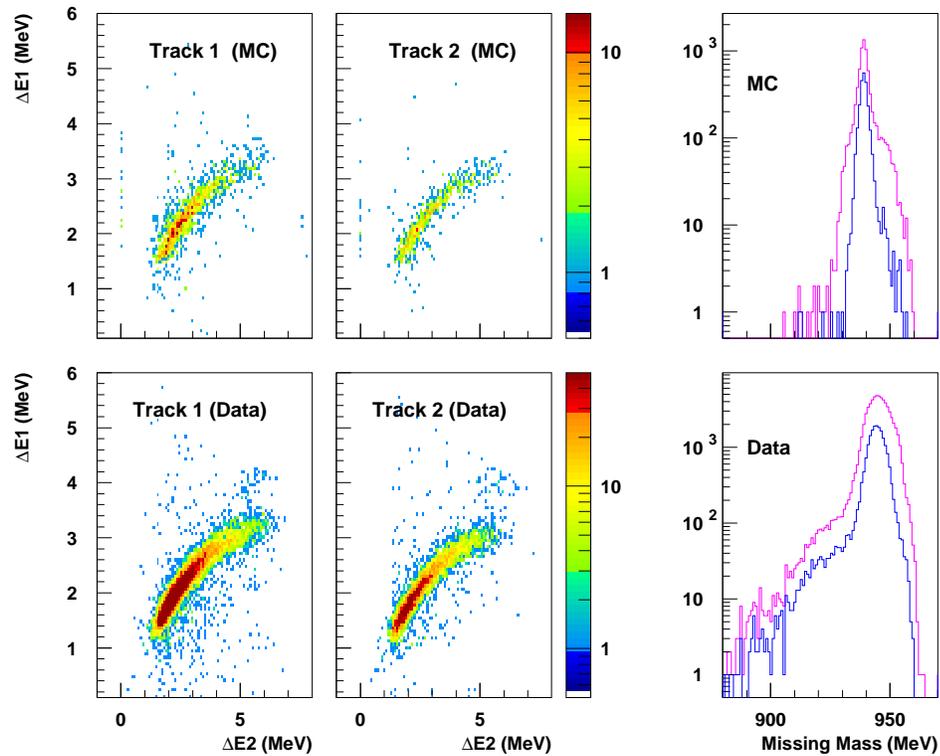


Figura 4.12: Categoria 3 – 1. Le bande inferiori segnalano la presenza di tracce che non si sono fermate sul 2° layer e raggiungono il 3° dove vengono fermate. Le tracce con un hit sono quelle che hanno  $\Delta E_2=0$ . La distribuzione della Missing Mass per i dati reali non è centrata alla massa del neutrone. Questo risultato è da attribuire al fatto che non è ancora disponibile la calibrazione energetica dei silici e che il terzo layer di sinistra non è molto efficiente.

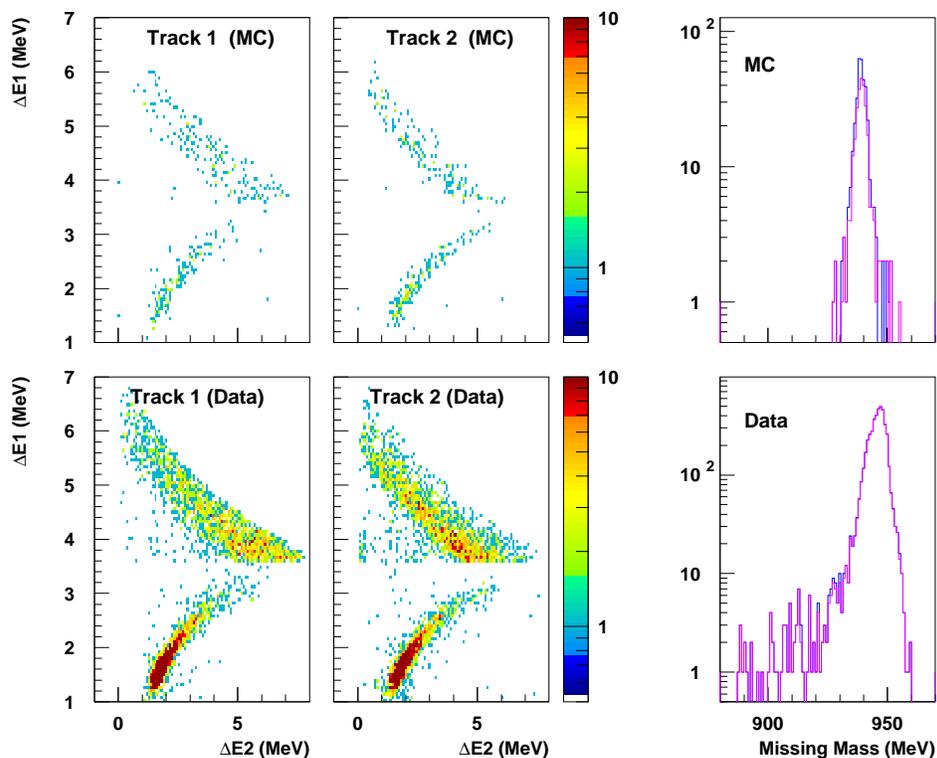


Figura 4.13: Categoria 3 – 2. La separazione netta tra bande superiori e bande inferiori è da attribuire ai tagli. Le bande superiori sono gli eventi che si sono fermati sul 2° layer mentre le bande inferiori sono quelle che sono uscite dal 2° per fermarsi sul 3°. Anche in questo caso la risposta del 3° strato del silicio non è molto efficiente, essendo spesso richiede una calibrazione accurata.

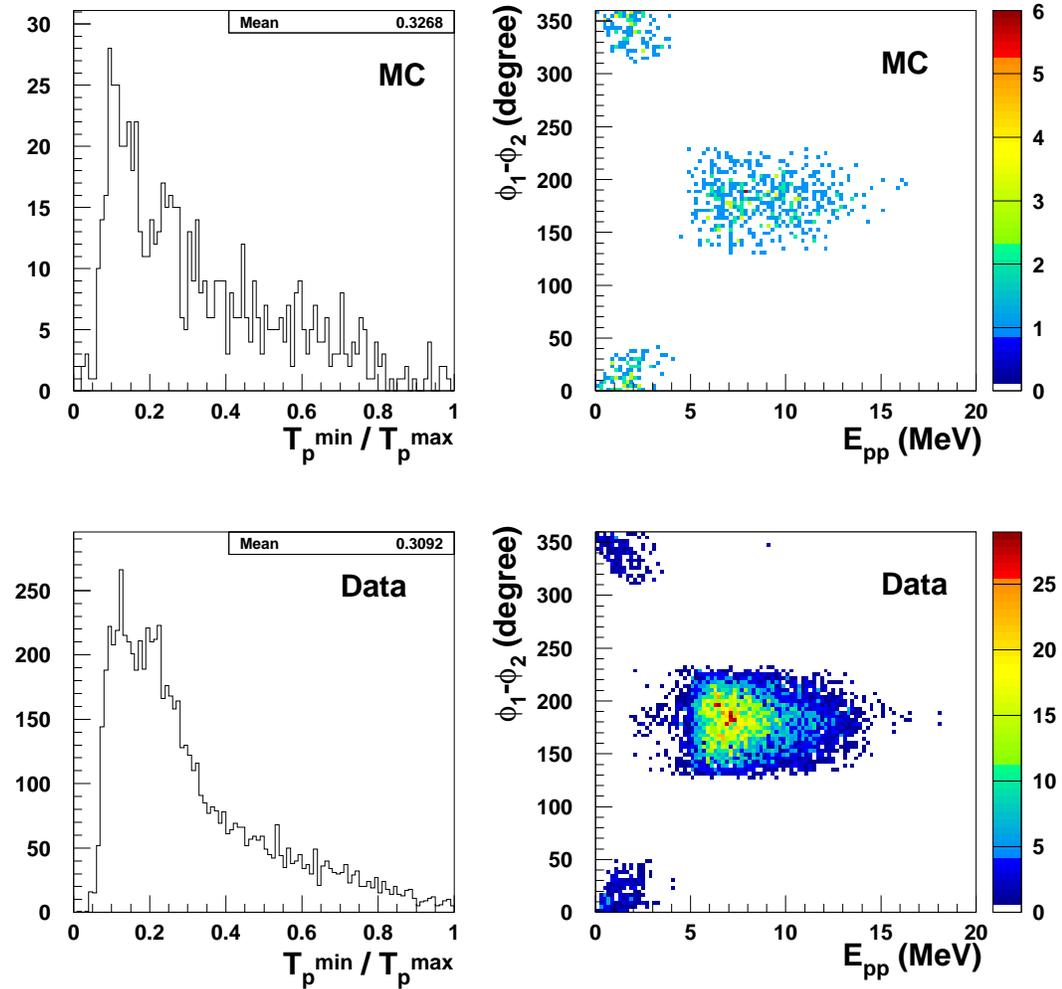


Figura 4.14: Categoria 2 – 1: nella colonna di destra si osservano concentrazioni di eventi: le prime due quando la differenza degli angoli azimutali dei due protoni uscenti è circa  $0^\circ$  o  $360^\circ$ , la seconda concentrazione picca a  $180^\circ$ . Le prime due regioni sono popolate dagli eventi che vengono emessi nella stessa direzione e in corrispondenza di questi la Energia di eccitazione (proporzionale alla massa invariante del sistema) è inferiore a 3 MeV. Si nota che la statistica dei Monte Carlo è molto inferiore e sempre in questi dati non si tiene conto della dinamica del processo ma solo dello spazio delle fasi. Nei dati reali è presente la dinamica del processo e si nota a circa  $180^\circ$  una concentrazione elevata di eventi.

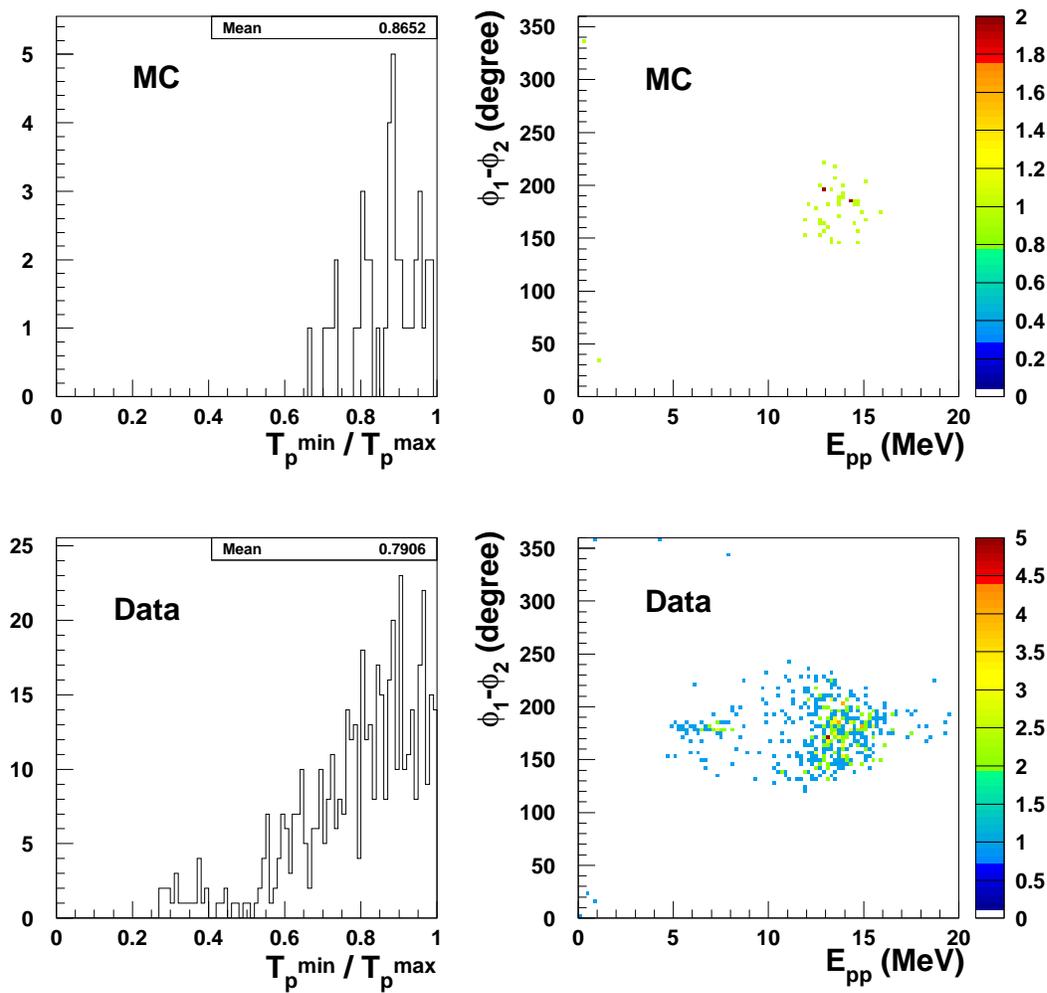


Figura 4.15: Categoria 2 – 2: per i dati reali (in basso) si osserva una scarsissima concentrazione di eventi con tracce che puntano verso lo stesso rivelatore, la configurazione privilegiata dalla dinamica è quella che vede le tracce puntare in direzioni opposte.

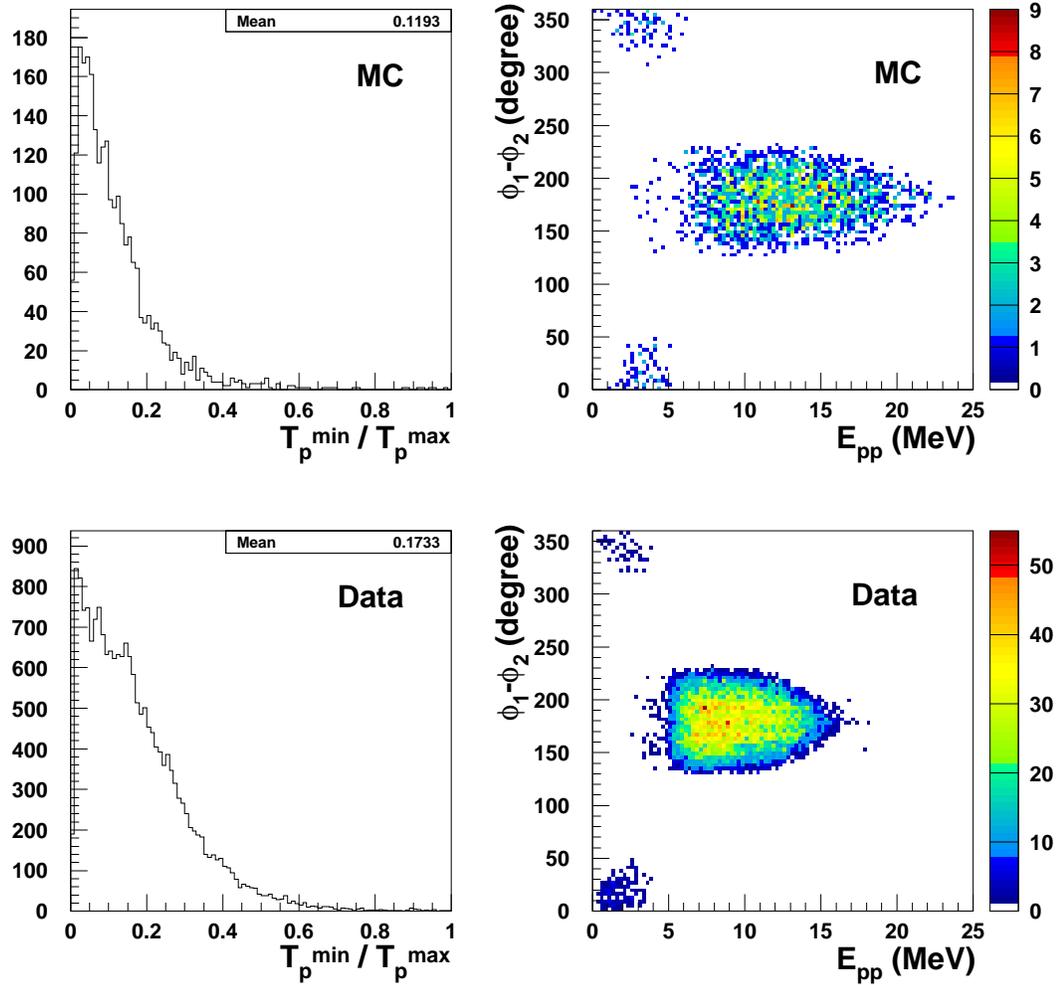


Figura 4.16: Categoria 3 – 1: in questo caso gli eventi possono puntare o verso lo stesso detector o verso detector opposti. L'energia di eccitazione nel caso in cui le tracce vanno a intercettare lo stesso detector rientra nel limite  $E_{pp} < 3$  MeV; si nota che la regione popolata è quella delle basse energie ma rispetto al caso 2 – 1 ha un valore un pò più alto (infatti in questo caso si ha una traccia con 3 hit molto energetica). Questo caso mostra lo sbilancio maggiore tra le energie dei due protoni ed è la categoria migliore per distinguere lo spettatore.

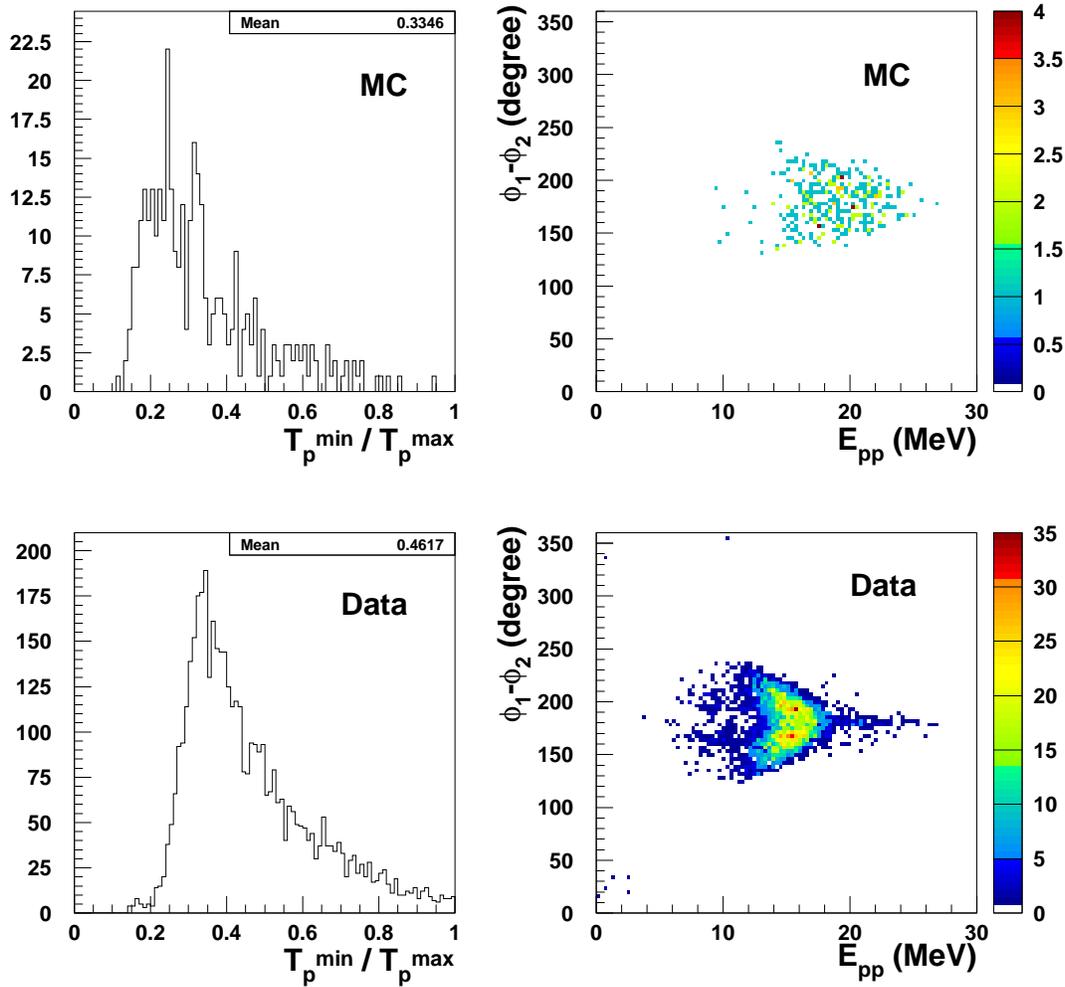


Figura 4.17: Categoria 3 – 2: tale configurazione delle tracce va a privilegiare la situazione in cui gli eventi vengono registrati da detector opposti. Nei dati reali si nota una scarsissima concentrazione di eventi a  $E_{pp} < 3$  MeV.

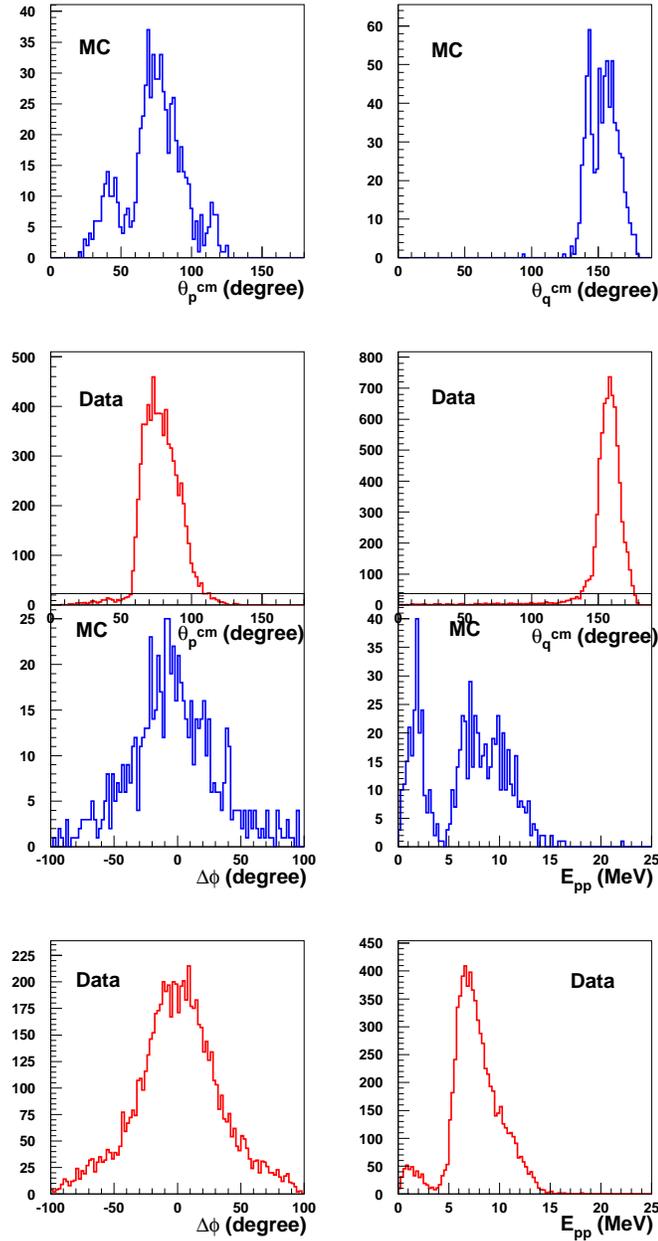


Figura 4.18: Categoria 2 – 1: vengono rappresentati gli angoli polari spazzati dai momenti di Jacobi, l'angolo  $\Delta\phi$  e l'energia di eccitazione. Gli spettri blu rappresentano i dati Monte Carlo, quelli rossi i dati sperimentali. In particolare si sottolinea la presenza di valori dell'energia di eccitazione per questa categoria inferiori a 3 MeV.

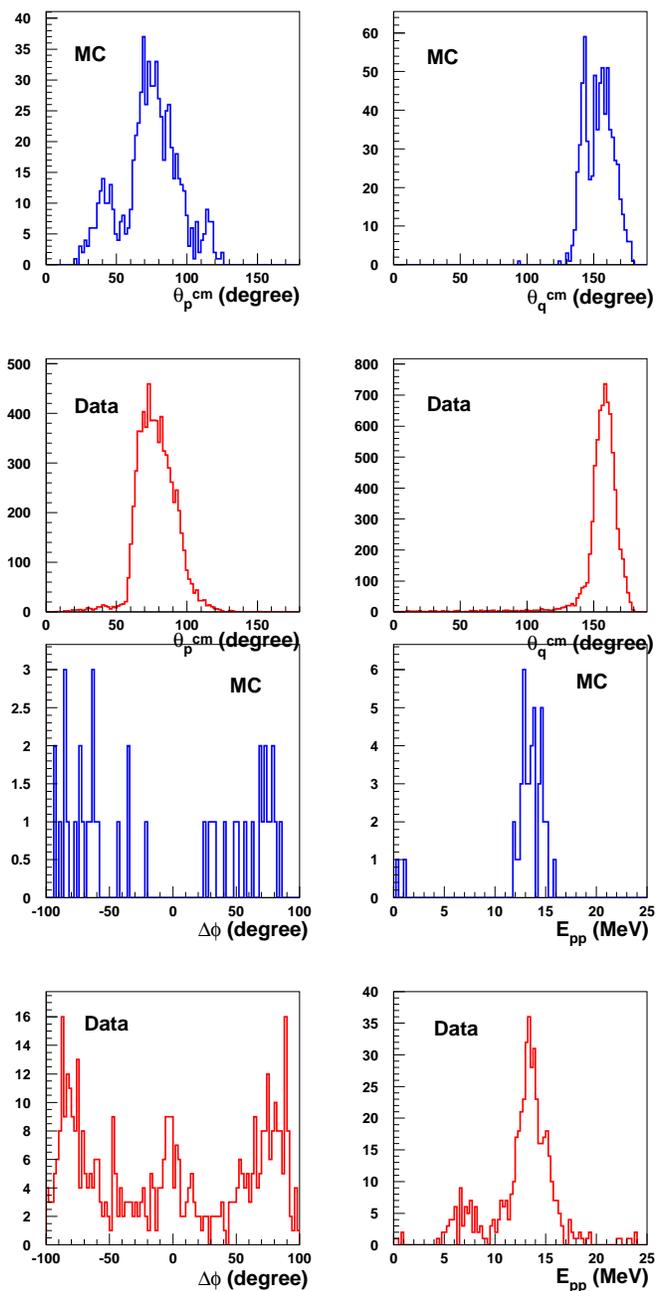


Figura 4.19: Categoria 2 – 2: vengono rappresentati gli angoli polari spazzati dai momenti di Jacobi, l'angolo  $\Delta\phi$  e l'energia di eccitazione. Gli spettri blu rappresentano i dati Monte Carlo, quelli rossi i dati sperimentali.

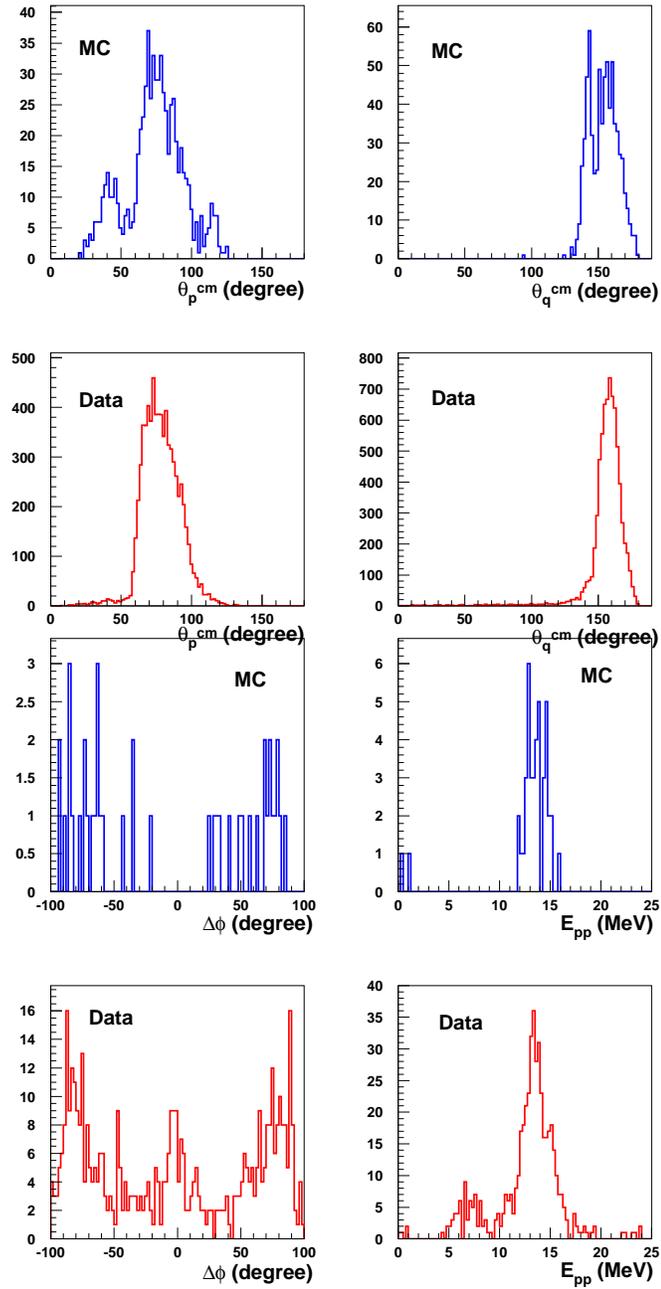


Figura 4.20: Categoria 3 – 1: vengono rappresentati gli angoli polari spazzati dai momenti di Jacobi, l'angolo  $\Delta\phi$  e l'energia di eccitazione. Gli spettri blu rappresentano i dati Monte Carlo, quelli rossi i dati sperimentali.

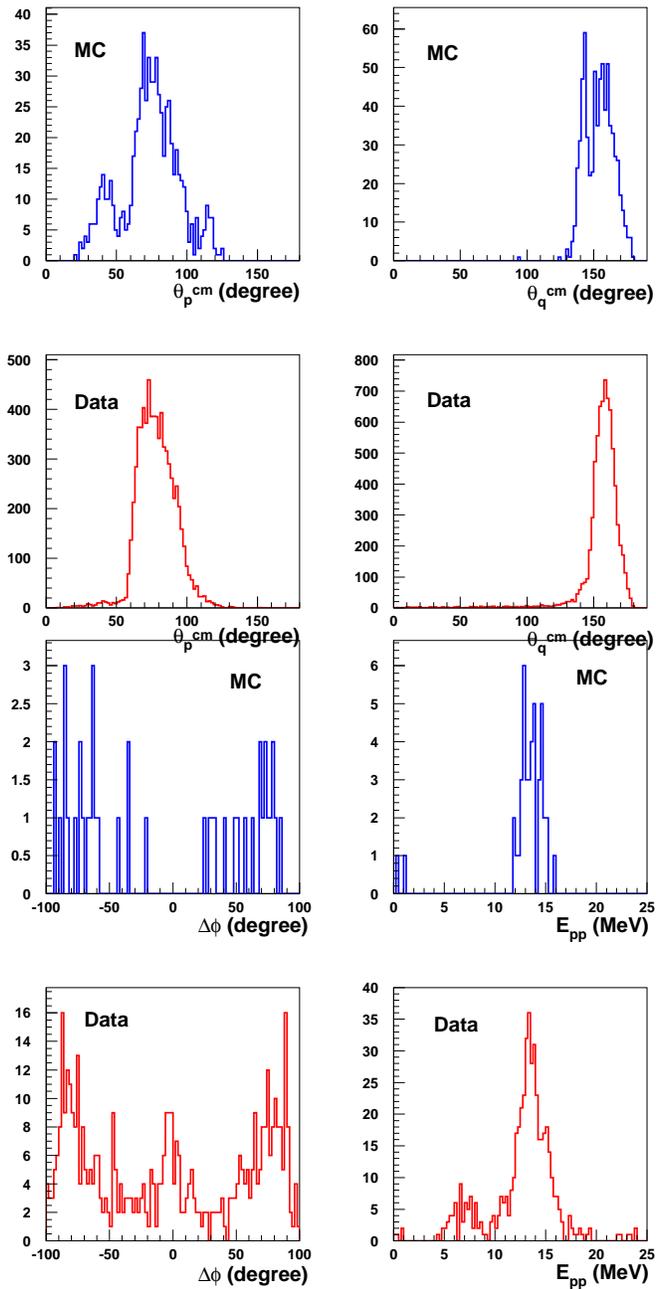


Figura 4.21: Categoria 3 – 2: vengono rappresentati gli angoli polari spazzati dai momenti di Jacobi, l'angolo  $\Delta\phi$  e l'energia di eccitazione. Gli spettri blu rappresentano i dati Monte Carlo, quelli rossi i dati sperimentali.

# Capitolo 5

## Risultati e conclusioni

L'analisi fenomenologica della reazione di breakup, canale secondario per le misure di depolarizzazione, si conclude con le seguenti considerazioni. Nel capitolo precedente è stato dimostrato che l'apparato di rivelazione STT è in grado di identificare i prodotti del processo inelastico di reazione di breakup del deutone nelle 4 configurazioni (scelte in base all'accettazione del rivelatore).

Per ognuna di queste sottocategorie può essere specializzato lo studio di questa reazione in virtù delle diverse regioni dello spazio delle fasi che esse vanno a popolare.

In particolare sono stati descritti due canali quasi-elastici: il processo di breakup con il sistema di-protoni assimilato ad un deutone e il sottoprocesso tra 2 nucleoni quando il terzo funge da spettatore.

### 5.1 Breakup e misure di depolarizzazione

Le categorie  $2 - 1$  e  $3 - 1$  si prestano come strumento ideale per lo studio della reazione quasi-elastica nel limite in cui entrambe le tracce delle particelle uscenti vengono intercettate dallo stesso rivelatore. L'analisi dei plot

dell'energia di eccitazione conferma che nel caso di tracce uscenti concordi in direzione e verso, il valore di  $E_{pp}$  è minore di 3 MeV, rendendo plausibile la trattazione quasi-elastica del processo di scattering per questa specifica categoria.

In quest'ottica:  $pd \rightarrow n(pp)$  nel limite  $\phi_1 - \phi_2 \simeq 0^\circ$  e  $E_{pp} < 3$  MeV può essere assimilato al canale di *charge exchange* (scambio carica) quasi elastico  $pn \rightarrow np$ .

In base a queste considerazioni questa categoria viene impiegata nel confronto parallelo tra canale elastico e canale quasi-elastico nel tentativo di stimare l'Analysing Power del sistema di-protoni usando il canale elastico come calibrazione. La procedura e la logica seguita vengono ora esposte.

In generale quando nello scattering  $pd$  entra in gioco la polarizzazione per entrambi i partner dell'interazione, la sezione d'urto dipende dalla polarizzazione in maniera complessa [24]. Tuttavia nel caso specifico di polarizzazione del fascio di protoni verticale  $P_B$ , diversa da zero, e nessuna polarizzazione del bersaglio di deutoni, la forma funzionale della sezione d'urto si semplifica e il rapporto tra sezione d'urto polarizzata  $\sigma$  e sezione d'urto non polarizzata  $\sigma_0$  si ridimensiona all'espressione:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 + A_y \cdot P_B \cdot \cos \phi^d, \quad (5.1)$$

dove il  $\phi^d$  è l'angolo azimutale del deutone e il termine  $\cos(\phi^d)$  è responsabile di una asimmetria sinistra-destra,  $\epsilon$ , nel conteggio degli eventi; la configurazione geometrica dell'STT, simmetrica rispetto all'asse del fascio, è stata concepita per registrare tale asimmetria dei dati. L'analysing power  $A_y$ , è un'osservabile che descrive la dipendenza della sezione d'urto dalla polarizzazione.

L'asimmetria dei dati viene calcolata dal numero di conteggi sinistra-destra provenienti dai telescopi (sinistra-destra è riferito alla direzione del vettore di polarizzazione del fascio, come mostrato in fig.5.1). Formalmente  $\epsilon(\theta)$  è definita dalla relazione:

$$\epsilon = \frac{\sqrt{L_1 \cdot L_2} - \sqrt{R_1 \cdot R_2}}{\sqrt{L_1 \cdot L_2} + \sqrt{R_1 \cdot R_2}} = P_B \cdot \langle \cos(\phi) \rangle A_y(\theta) \quad (5.2)$$

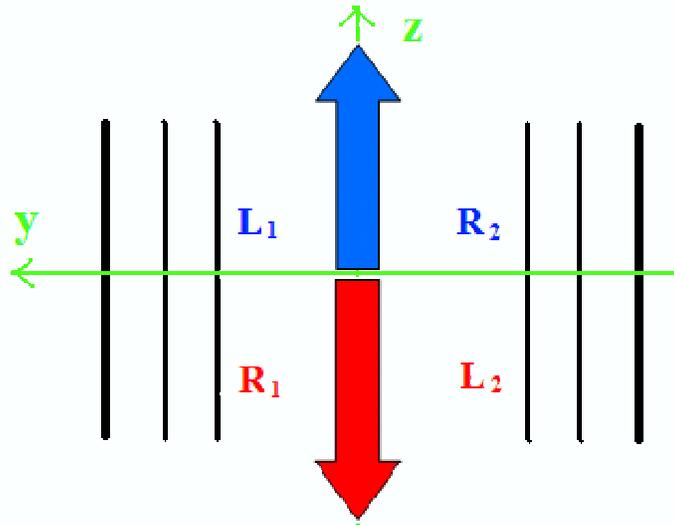


Figura 5.1: Piano yz: viene rappresentato che cosa si intende per i conteggi L1, L2, R1, R2 a seconda della direzione del vettore di polarizzazione del fascio (blu up, rosso down).

dove  $P_B$  è la polarizzazione del fascio e dove vengono usate le coordinate riferite allo stato di polarizzazione del fascio up o down:  $L_{1(2)}$  corrisponde ai conteggi dell' $STT - 1(2)$  collocato a sinistra rispetto al vettore di polarizzazione del fascio e  $R_{1(2)}$  per i conteggi registrati dall' $STT - 1(2)$  alla destra rispetto al vettore di polarizzazione del fascio. Il  $\cos(\phi)$  è riferito all'angolo azimutale spazzato dal deutone nello stato finale e mediato sull'angolo solido intercettato dal rivelatore, nel caso in esame è molto vicino a uno.

Il calcolo di  $\epsilon$  viene chiamato metodo *cross-ratio*. In particolare tramite questa espressione si può estrarre  $A_y$ , una volta nota  $P_B$  e viceversa.

Il calcolo (5.2) impiegato per la misura dell'asimmetria cancella le differenze tra le accettanze in angoli solidi dei due telescopi e cancella le differenze tra le luminosità delle polarizzazioni dei fasci up e down al primo ordine.

Il calcolo di  $\epsilon$  è affetto da un errore che viene calcolato mediante l'espressione:

$$\delta_\epsilon = \frac{\sqrt{L_1 L_2 R_1 R_2}}{(\sqrt{L_1 L_2} + \sqrt{R_1 R_2})^2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta L_1}{L_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta R_1}{R_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta L_2}{L_2}\right)^2 + \left(\frac{\delta R_2}{R_2}\right)^2} \quad (5.3)$$

Le misure operate a Febbraio hanno studiato la depolarizzazione di un fascio di protoni polarizzati, all'energia di iniezione all'interno del COSY di 45 MeV. La polarizzazione del fascio viene definita impiegando i dati sperimentali relativi all'Analysing Power  $A_y$ , disponibili in letteratura con energia iniziale del fascio incidente pari a 49.3 MeV, e impiegando il parametro di asimmetria sinistra-destra,  $\epsilon$ , misurato nel canale di scattering  $pd$  elastico. Come primo passo  $A_y$  viene parametrizzato con i dati sperimentali di  $A_y$  a 49.3 MeV (energia fascio incidente). Per l'approssimazione dell'Analysing Power (nella zona cinematica di interesse per le misure di depolarizzazione) e per i dati di asimmetria ottenuti viene utilizzato un polinomio di secondo grado definito dall'equazione:

$$A_y(\theta) = a(\theta - \theta_0) \cdot [1 + b(\theta - \theta_0)] \quad (5.4)$$

dove  $a$ ,  $b$ ,  $\theta_0$  sono dei parametri di fit [21] e i parametri di fit assumono i valori numerici:  $a = 0.0248 \pm 0.0003$ ,  $b = 0.0331 \pm 0.0005$ ,  $\theta_0 = 54.23 \pm 0.07$ . I punti dei dati sperimentali con la curva fittata sono mostrati in fig:5.2.

L'angolo  $\theta$  a cui si fa riferimento è l'angolo polare di scattering nel sistema di riferimento del laboratorio spazzato dal deutone nel canale di uscita <sup>1</sup>.

L'asimmetria  $\epsilon(\theta)$  viene calcolata per gli stati di polarizzazione del fascio spin up e down per i deutoni registrati dall'apparato di rivelazione. I valori dell'asimmetria calcolati sono fittati utilizzando la parametrizzazione di  $A_y(\theta)$ , con un parametro libero che è la polarizzazione del fascio che viene misurata  $P_B$ . L'asimmetria viene definita formalmente dalla relazione:

$$\epsilon(\theta) = P_B \cdot \langle \cos(\phi) \rangle A_y(\theta) = P_B \cdot a \cdot (\theta - \theta_0) [1 + b(\theta - \theta_0)] \quad (5.5)$$

Al momento si assume che  $\langle \cos(\phi) \rangle = 1$ .

In figura 5.3 viene presentato il risultato ottenuto applicando lo stesso pro-

<sup>1</sup>Nel calcolo utilizzato per questo lavoro di tesi l'intervallo dell'angolo  $\theta$  compreso tra  $45^\circ$  e  $70^\circ$  è stato suddiviso in 3 sotto-intervalli. In ognuno di questi sotto-intervalli viene considerato il valore medio dell'angolo polare.

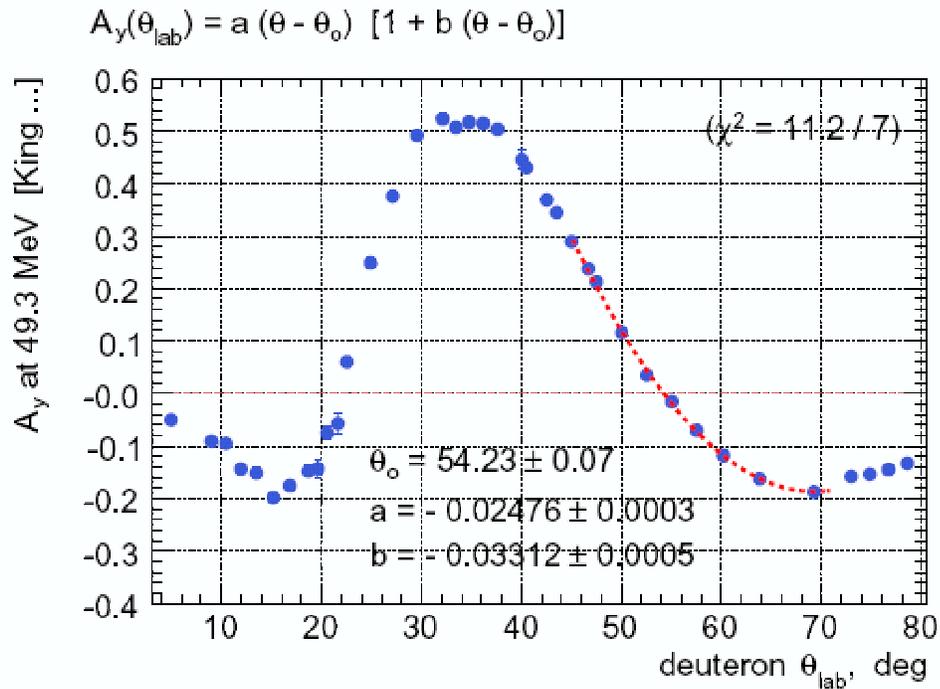


Figura 5.2: Andamento di  $A_y$  in funzione dell'angolo polare di uscita del deutone nel laboratorio, la parte della curva compresa tra  $\theta_d=45^\circ$  e  $\theta_d=70^\circ$  viene parametrizzata dalla parabola a cui si fa riferimento nell'equazione 5.4.

cedimento appena esposto ai dati reali ricostruiti per questo lavoro di tesi relativi al RUN 262. Viene mostrato l'andamento di  $A_y$  in funzione dell'angolo polare di uscita del deutone e il valore della polarizzazione. L'andamento dei dati è in accordo con il grafico mostrato in fig.5.2 e permette di misurare una polarizzazione del fascio pari a  $0.41 \pm 0.03$ .

A questo punto nell'ambito del lavoro di tesi si è pensato di estendere il procedimento fin qui esposto al canale di breakup chiamando in causa le categorie quasi-elastiche <sup>2</sup> dei campioni **2 – 1** e **3 – 1**. Gli eventi della categoria **2 – 1** che entrano in questo limite per tre run di dati reali sono 381, mentre quelli della categoria **3 – 1** che soddisfano questo limite sono 400. La statis-

<sup>2</sup>Per questo canale le tracce dei protoni di breakup devono puntare verso lo stesso telescopio e l'energia di eccitazione deve essere  $E_{pp} < 3$  MeV

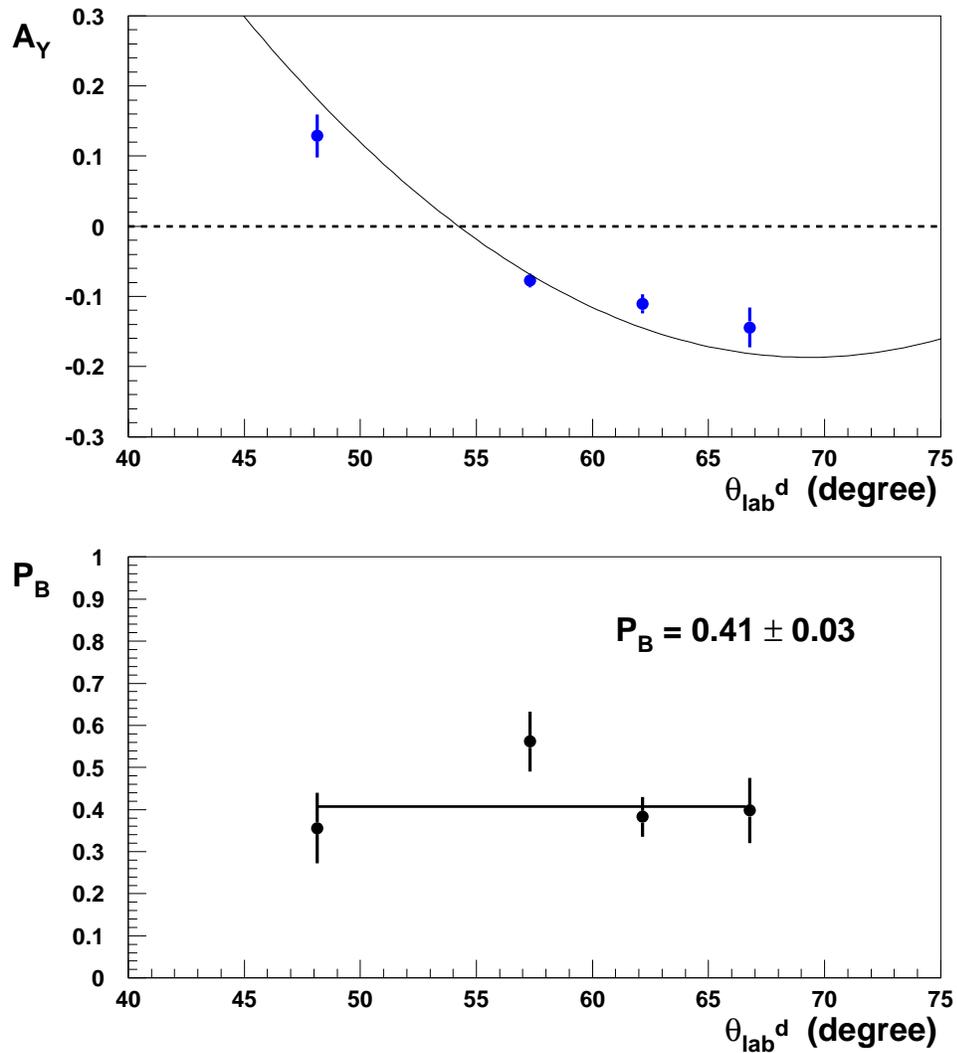


Figura 5.3: Andamento di  $A_y$ , per i dati disponibili a 49.3 MeV, in funzione dell'angolo polare di uscita del deutone analizzato per il run 262, la parte della curva compresa tra  $\theta_d=45^\circ$  e  $\theta_d=70^\circ$  viene parametrizzata dal polinomio a cui si fa riferimento nell'equazione 5.4. Invertendo la relazione 5.5 si è trovato, noto  $A_y$  il valore della polarizzazione del fascio.

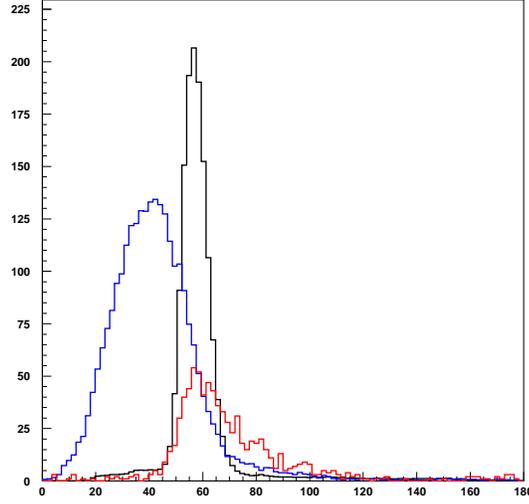


Figura 5.4: In nero la distribuzione dell'angolo polare del deutone, in blu la distribuzione in  $\theta$  dell'angolo del diprotone (categorie 3 – 1 e 2 – 1 insieme) e in rosso la distribuzione dell'angolo del diprotone (categorie 3 – 1 e 2 – 1) nel limite  $E_{pp} < 3\text{MeV}$ . La curva rossa (canale quasi-elastico) va a sovrapporsi sebbene con poca statistica alla zona occupata dalla curva nera (canale elastico). In questo range cinematico viene applicata l'espressione per il calcolo di  $A_y^d$  al calcolo di  $A_y^{pp}$ .

tica raccolta nei tre run di test non è sufficiente per effettuare una misura dell'analysing power.

Nel limite in cui il sistema diprotone, vedi fig.5.4, può essere assimilato ad un deutone si postula l'equivalenza tra le due espressioni:

$$\epsilon^d = P_B \cdot \langle \cos(\phi)^d \rangle A_y^d(\theta), \quad (5.6)$$

$$\epsilon^{pp} = P_B \cdot \langle \cos(\phi)^{pp} \rangle A_y^{pp}(\theta). \quad (5.7)$$

Il parametro libero  $P_B$  può essere eliminato. Infatti esplicitando  $P_B$  per entrambe le espressioni e richiedendo che  $P_B$  sia uguale per tutti e due i canali, elastico e quasi elastico, perchè vengono misurati simultaneamente, si

ottiene la relazione:

$$\frac{\epsilon^{pp}}{\langle \cos(\phi)^{pp} \rangle A_y^{pp}} = \frac{\epsilon^d}{\langle \cos(\phi)^d \rangle A_y^d}. \quad (5.8)$$

In tale espressione i parametri sono tutti noti eccetto  $A_y^{pp}$  che può essere calcolato invertendo l'espressione:

$$A_y^{pp} = \frac{\epsilon^{pp}}{\epsilon^d} \frac{\langle \cos(\phi)^d \rangle}{\langle \cos(\phi)^{pp} \rangle} \cdot A_y^d. \quad (5.9)$$

Quindi sfruttando il canale elastico come calibrazione del calcolo del parametro di asimmetria  $\epsilon^d$  per il deutone si può accedere al calcolo di  $\epsilon^{pp}$  per il sistema diprotone del canale quasi-elastico.

In media un run dura circa 10 minuti, tempo in cui si ottiene una statistica di circa  $10^5$  eventi per il canale elastico, nella regione cinematica di interesse per il fit parabolico (polinomio secondo grado, 5.4) compresa tra  $\theta_d=45^\circ$  e  $\theta_d=70^\circ$ . Questa statistica sarebbe sufficiente per una misura di analysing power, una volta nota la polarizzazione del fascio. Quindi per ottenere una statistica comparabile per il canale di breakup si passa in rassegna categoria per categoria per sapere quanto deve durare un run per raccogliere un numero di eventi confrontabile con il canale elastico.

Di seguito è riportato una tabella in cui si sintetizza quanto deve durare un run per raggiungere la statistica desiderata per ogni categoria.

Sapendo che la durata totale dei tre run analizzati è circa 1610 s, si divide il numero di eventi registrati per ogni categoria per questo intervallo di tempo per trovare i conteggi al secondo (RATE), dopodichè si trova quanto deve durare un RUN per raccogliere  $10^5$  eventi.

## 5.2 Conclusioni

Questo lavoro di tesi si inserisce nel contesto delle misure di depolarizzazione svolte a Febbraio 2008 presso l'acceleratore COSY. Sono state studiate le prestazioni dell'apparato di rivelazione STT, ottimizzato per l'identificazione del canale elastico.

Categoria	Eventi in 3 run	Rate	Tempo di misura
21	7774	5 Hz	6 hours
21 con $E_{pp} < 3$ MeV	828	0.23	5 days
22	500	0.33 Hz	3 days
31	19000	12 Hz	3 hours
31 con $E_{pp} < 3$ MeV	400	0.25	5 days
32	4747	3 Hz	9 hours

Tabella 5.1: Nella prima colonna è mostrato il numero della categoria in analisi, nella seconda colonna gli eventi registrati di questa categoria in 3 run di presa dati, nella terza colonna è presente il rate con cui avviene questo processo, nell'ultima colonna quanti giorni di presa dati servirebbero avere una statistica di  $10^5$  eventi per ciascuna categoria.

Mediante lo studio condotto per questa tesi si è dimostrata la capacità di questo sistema di rivelazione di identificare anche i prodotti della reazione di dissociazione del deutone.

È stata svolta un'analisi fenomenologica al fine di separare i canali elastico e breakup ed estrarre tra gli eventi di breakup i protoni che si sono fermati all'interno dell'apparato di rivelazione; gli eventi fermati infatti sono quelli che consentono la completa ricostruzione dell'evento di breakup. La necessità di ricostruire le tracce fermate dei due protoni uscenti è legata al fatto che gli STT sono in grado di registrare solo particelle cariche.

L'analisi si è occupata dello studio in parallelo degli eventi simulati e degli eventi reali.

Gli eventi di breakup fermati sono stati raggruppati in 4 categorie, seconda della configurazione in hit delle tracce uscenti. Per ognuna di queste categorie si sono studiati cinematica e capacità di identificazione e ricostruzione. Lo studio delle categorie 2 – 1 e 3 – 1 ha portato ad un riesame del metodo di ricostruzione delle tracce dei dati reali.

All'inizio dell'analisi per i dati reali si disponeva solo di eventi a due tracce con due hit per ogni traccia, conseguenza della logica di ricostruzione standard dell'esperimento, ottimizzata per eventi elastici. Si è riusciti a ricostruire eventi di breakup per le categorie 2 – 1 e 3 – 1 cambiando la logica di ricostruzione e partendo direttamente dagli hit registrati dal silicio.

Nella configurazione geometrica dell'apparato sperimentale la richiesta di disporre di due protoni per ricostruire l'evento si traduce nel trattare eventi di breakup in cui il protone bersaglio funge da spettatore e il neutrone viene emesso in avanti. In questa configurazione si può studiare la reazione di breakup nel canale di scambio carica con la coppia di protoni uscenti lenta. Si è dimostrato che le configurazioni 2-1 e 3-1 del canale di breakup consentono di fare fisica nel limite in cui questi eventi vengono trattati in approssimazione quasi-elastica. In particolare si possono ottenere delle misure in tempi ragionevoli di osservabili dipendenti dallo spin in regioni cinematiche tuttora inesplorate.

# Bibliografia

- [1] Hans-Otto Meyer : Workshop Summary.
- [2] Proposal for the SPIN PHYSICS FROM COSY TO FAIR.
- [3] V.Barone, A.Drago and P.G.Ratcliffe, Phys.Rept.359,1 (2002)[arXiv:hep-ph/0104283].
- [4] Workshop Transversity: talk A. Prokudin.
- [5] Proc.of the Workshop on Polarized Antiproton, Bodega Bay, CA,1985, Eds.A.D.Krisch, A.M.T.Lin, and O. Chamberlain, AIP Conf.Proc.145 (AIP, New York,1986).
- [6] D.P.Grosnick et al. Nucl.instrum.Methods A 290 (1990) 269.
- [7] H.Spinka et al. Proc. of the 8th Int Symp.on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Bloomington, Indiana, 1994, Eds E.J. Stephenson and S.E.Vidgor,AIP Conf.Proc.339 (AIP, Woodbury,NY,1995),p. 173.
- [8] T.O.Niinikoski and R.Rossmannith, Nucl.Instrum.Methods A 225 (1987) 460.
- [9] P.L.Csonka, NIM 63 247 (1968).
- [10] F.Rathmann et al.Phys,Rev,Lett.71 (1993) 1379.
- [11] C.J. Horowitz and H.O.Meyer : Phys Rev Lett 72,3968 (1994).

- [12] A.I. Milstein and V.M. Strakhovenko : Phys Rev e 72,066503 (2005) .
- [13] Nikolaev Pavlov : Spin Filtering of Stored (Anti)protons:from FILTEX to COSY to AD to FAIR, e-Print Archive:hep-ph/0701175.
- [14] Th.Walcher et al.Eur.Phys.J A 34, 447 (2007).
- [15] H.Arenhovel, Eur.Phys.J A 34, 303 (2007).
- [16] A.I. Milstein, S.G.Salnikov and V.M.Strakhovenko, arXiv:0802.3766v1, accepted for publications in NIMB.
- [17] Sergey Yaschenko: PhD thesis. Deuteron breakup  $pd \rightarrow ppn$  with fast forward Diproton studied at ANKE-COSY.
- [18] P.Lenisa: Perspective for polarized antiprotons.
- [19] Tesi di Laurea di Andreas Mussgiller; Tesi di Dottorato di A.Mussgiller; Tesi di Laurea di Inti Lehmann; W.Leo Techniques for Nuclear and Particles Physics Experiments. Tesi di Laurea di Paolo Benati: Caratterizzazione di una nuova scheda di trigger per esperimenti di filtraggio di spin.
- [20] Proposal for the Spin Physics From Cosy to Fair.
- [21] Gogi Macharasvili: ' $p_1d \rightarrow pd$  analysis(EXP\_181) Pax Feb-2008 beam time'.
- [22] I.Frolich et al.,airXiv:0708.2382v2,(Nov 2007).
- [23] S.Barsov,S.Bertelli,P.Lenisa et al.: Simulation Results for Depolarization Experiment at 45 MeV.

- [24] Rathmann et al. : Analysing power and spin correlation coefficients for pd elastic scattering at 135 and 200 MeV.



# Ringraziamenti

I miei ringraziamenti sono rivolti a tutte le persone che mi hanno accompagnato in questa esperienza indescrivibile. Desidero ringraziare la Prof.Ferretti e il Prof.Lenisa per avermi offerto la grandissima opportunità di lavorare a questa tesi e con essa l'opportunità di poter vivere da vicino un'esperimento. Ringrazio il Prof.Lenisa, il Prof.Ciullo e il Dott.Marco Statera per tutto l'appoggio che mi hanno dato qui ed in Germania.

In ordine temporale ringrazio Frank Rathmann, Mischa, Dieter, Pia, tutti i Sergey, Alexander, Ralf, Andro, Hans, Hans-Otto, Jochan, Gogi e Mirian inanzitutto per avermi fatto sentire a casa. Grazie per avermi arricchito.

Desidero ringraziare il Dott.Marco Contalbrigo per avermi seguito durante questo lavoro di tesi, per la sua pazienza e per tutte le preziosissime spiegazioni.

Ringrazio Mirian Tabidze e Gogi Macharaschvili per la collaborazione e per tutte le spiegazioni.

Grazie al Dott.Luciano Pappalardo per i suoi consigli e per la disponibilità. Ora arriva la sfera familiare... Grazie a mamma e a papà senza il loro supporto non sarei mai riuscita a realizzare il mio sogno. Grazie per essermi stati vicini anche quando vicina non ero e per aver avuto fiducia in me.

Grazie Sara, devo proprio dirti che quando sei venuta a trovarmi è stato bellissimo. Grazie Raffaele per aver incontrato Sara, sei il fratello che non ho mai avuto. Quando torniamo a Colonia?

Grazie e non smetterò mai di dirlo alla Prof.Valeria Petronelli; come per tutti gli altri ragazzi, questa Laurea è anche sua. Grazie per essermi sempre

vicina.

Grazie Antonio per tutto, per i consigli per il supporto per la pazienza e per avermi guidato là, altrimenti io mi perdevo, eccome se mi perdevo.

Grazie a Elisa sei sempre stra-efficiente, ma come fai? Grazie per il super sostegno!

Grazie a tutti i miei amici dell'Università: Valentina R., Paolo, Antonio e Chiara oh siete mitici!!!!!!

È da dieci anni che ci conosciamo ma ci siamo incontrate solo ora, vediamo di non perdere altro tempo, grazie Vale per aver condiviso con me questo periodo e scusa bela!

Ringrazio i miei amici Matteo, Federico, Gianluca e Michele.

Grazie a Laura e a Giovanni siete grandi.

Spero che tu da qualche parte mi possa vedere, perchè questa è la seconda volta, che poi non si dica che io non mantengo le promesse! Ti voglio bene ma so che tu me ne vuoi di più, ciao nonna.