

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CATANIA

FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E
NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

STEFANO SPATARO

CARATTERIZZAZIONE DEL RIVELATORE

TOF DELLO SPETTROMETRO HADES

TESI DI LAUREA

Relatori:

Chiar.mo Prof. G. RACITI

Dr. P. FINOCCHIARO

ANNO ACCADEMICO 2001-2002

INDICE

| | |
|--|----|
| <u>CAPITOLO 1 – INTRODUZIONE</u> | 1 |
| | |
| <u>CAPITOLO 2 – MOTIVAZIONI DELL’ESPERIMENTO</u> | 9 |
| 2.1 I mesoni vettori leggeri | 9 |
| 2.2 Modello di dominanza dei mesoni vettori..... | 11 |
| 2.3 Determinazione della massa invariante..... | 12 |
| 2.4 Canali di decadimento dileptonici | 13 |
| 2.5 Gli esperimenti DLS e CERES..... | 16 |
| 2.6 Modifiche degli adroni nella materia nucleare..... | 19 |
| 2.6.1 <i>Approccio della funzione spettrale</i> | 20 |
| 2.6.2 <i>Simmetria chirale e diminuzione della massa</i> | 22 |
| 2.6.3 <i>Confronto tra i modelli</i> | 27 |
| 2.7 Spettroscopia di dileptoni con HADES | 28 |
| | |
| <u>CAPITOLO 3 – IL RIVELATORE</u> | 31 |
| 3.1 Lo spettrometro HADES..... | 31 |
| 3.2 Il rivelatore di START-VETO..... | 35 |
| 3.3 Il rivelatore RICH..... | 37 |
| 3.3.1 <i>Effetto Cherenkov</i> | 38 |
| 3.3.2 <i>Struttura</i> | 40 |
| 3.4 Il sistema MDC..... | 43 |
| 3.5 Il rivelatore di sciame (SHOWER)..... | 46 |

| | | |
|--|---|----|
| 3.6 | Misure di tempo di volo | 49 |
| 3.6.1 | <i>Il rivelatore TOF</i> | 49 |
| 3.6.2 | <i>Il rivelatore TOFINO</i> | 54 |
| 3.7 | Il TRIGGER | 56 |
| 3.7.1 | <i>Primo livello (trigger di molteplicità)</i> | 57 |
| 3.7.2 | <i>Secondo livello (trigger di dileptoni)</i> | 58 |
| 3.7.3 | <i>Terzo livello (tracking con le MDC)</i> | 59 |
| 3.8 | Run del novembre 2001 | 59 |
| 3.8.1 | <i>Informazioni generali</i> | 59 |
| 3.8.2 | <i>Stato dello spettrometro</i> | 60 |
| <u>CAPITOLO 4 – CALIBRAZIONE DEL TOF</u> | | 63 |
| 4.1 | Parametri di calibrazione | 63 |
| 4.1.1 | <i>Parametri dei TDC</i> | 63 |
| 4.1.2 | <i>Parametri degli ADC</i> | 65 |
| 4.2 | Calibrazione con il LASER | 66 |
| 4.2.1 | <i>Determinazione di k_R e di k_L</i> | 67 |
| 4.2.2 | <i>Determinazione delle velocità di gruppo</i> | 68 |
| 4.3 | Calibrazione on-beam | 69 |
| 4.3.1 | <i>Segnali dai TDC</i> | 69 |
| 4.3.2 | <i>Segnali dagli ADC</i> | 71 |
| 4.4 | Correlazione con le MDC | 73 |
| 4.4.1 | <i>Vertici di reazione</i> | 74 |
| 4.4.2 | <i>Correlazione angolare</i> | 77 |
| 4.4.3 | <i>Velocità di gruppo ed offset</i> | 78 |

| | | |
|---|---|-----|
| 4.4.4 | <i>Efficienza</i> | 82 |
| 4.4.5 | <i>Lunghezze di attenuazione</i> | 86 |
| 4.5 | Correlazione con il RICH..... | 88 |
| 4.5.1 | <i>Correlazione angolare</i> | 89 |
| 4.5.2 | <i>Offset temporali</i> | 90 |
| 4.5.3 | <i>Risoluzione con i dileptoni</i> | 91 |
| 4.5.4 | <i>Energia depositata</i> | 93 |
| <u>CAPITOLO 5 – IDENTIFICAZIONE DI PARTICELLE</u> | | 97 |
| 5.1 | Misura dell'impulso | 97 |
| 5.2 | Ricostruzione della massa | 102 |
| 5.3 | Identificazione in | 105 |
| 5.4 | Energia depositata ed identificazione | 112 |
| 5.4.1 | <i>Protoni</i> | 112 |
| 5.4.2 | <i>Deutoni</i> | 114 |
| 5.4.3 | <i>Pioni</i> | 117 |
| 5.4.4 | <i>Elettroni</i> | 118 |
| <u>CAPITOLO 6 – RISULTATI PRELIMINARI</u> | | 122 |
| 6.1 | Dileptoni e massa invariante | 122 |
| 6.2 | Spettri di adroni | 128 |
| <u>CAPITOLO 7 – CONCLUSIONI</u> | | 133 |
| <i>Bibliografia</i> | | 135 |

1 INTRODUZIONE

Uno degli obiettivi della fisica degli ioni pesanti ad energie relativistiche è lo studio della materia nucleare in condizioni di elevata temperatura e densità.

Tale studio dovrebbe condurre alla determinazione di una equazione di stato della materia nucleare, che riesca a descrivere fenomeni fisici abbastanza diversi fra loro, quali la multiframmentazione e le stelle di neutroni o i primi istanti dell'Universo, attraverso le relazioni fra variabili termodinamiche quali la pressione, la temperatura e la densità.

La figura 1.1 mostra quello che viene denominato il diagramma di fase della materia nucleare, cioè il comportamento di questa previsto da modelli teorici al variare della temperatura e della densità.

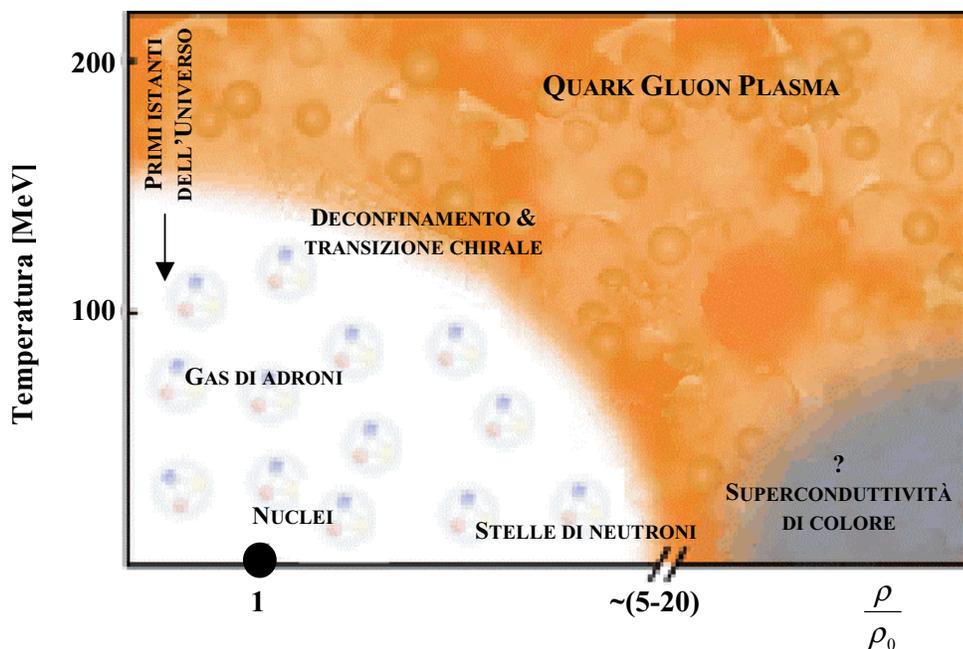


FIGURA 1.1 – Diagramma di fase della materia nucleare, con in ascissa la densità barionica e in ordinata la temperatura.

Ad elevati valori di temperatura e densità ci si aspetta di trovare un nuovo stato della materia, in cui quark e gluoni non sono più confinati all'interno dei nuclei ed una particolare simmetria della lagrangiana, la simmetria chirale, viene ripristinata.

Studiando proprietà degli adroni, quali la massa e la vita media, all'interno della materia nucleare è possibile indagare sull'origine delle masse degli adroni.

All'interno del modello standard le interazioni sono classificate in: *elettrodebole*, descritta nell'ambito della teoria detta Elettro Dinamica Quantistica (QED) con un elevato numero di riscontri sperimentali, e *forte*, relativa alla materia adronica (cioè costituita da quark) e viene descritta nell'ambito della Cromo Dinamica Quantistica (QCD). Queste forze, insieme alla *forza gravitazionale*, sono supposte governare la dinamica di tutto il mondo che ci circonda.

Per bassi valori di temperatura e densità le particelle elementari della QCD, i quark ed i gluoni, non sono rivelabili singolarmente ma risultano essere confinati in particelle chiamate adroni. Essi si distinguono in due tipi, *barioni* e *mesoni*.

I *barioni* sono costituiti da tre quark e annoverano tra di loro protoni e neutroni, più una moltitudine di particelle instabili; i *mesoni* invece sono costituiti da una coppia di quark e antiquark, i più leggeri sono i pioni e tra di loro si annoverano i mesoni vettori, molto importanti nello studio delle proprietà della materia nucleare.

All'interno degli adroni i quark interagiscono continuamente tramite lo scambio di gluoni, i portatori della forza forte, e da questa interazione vengono

prodotte ed annichilate continuamente coppie virtuali di quark ed antiquark. La massa effettiva dei quark all'interno degli adroni, detti quark "costituenti", non è data soltanto dalla massa del quark "nudo", cioè come se fosse isolato, ma deve tener conto anche di questa continua interazione.

La differenza percentuale di massa tra quark *nudi* e *costituenti* è particolarmente rilevante per i quark leggeri (up e down), come mostrato in tabella 1.1 (i valori di massa riportati sono stati valutati tramite modelli teorici, non potendo essere misurati direttamente) [Pov95].

| Quark | Carica Elettrica | Massa [MeV/c ²] | |
|---------|------------------|---|-------------------|
| | | Quark Nudo | Quark Costituente |
| down | -1/3 | 3 ÷ 9 | ≈ 300 |
| up | +2/3 | 1.5 ÷ 5 | ≈ 300 |
| strange | -1/3 | 60 ÷ 170 | ≈ 450 |
| charm | +2/3 | 1100 ÷ 1400 | |
| bottom | -1/3 | 4100 ÷ 4400 | |
| top | +2/3 | 168·10 ³ ÷ 179·10 ³ | |

TABELLA 1-1 – I quark e le loro caratteristiche. Da notare come per i quark più leggeri la differenza percentuale tra massa "nuda" e massa "costituente" sia rilevante.

Riguardiamo la figura 1.1; i nuclei di cui è composta la materia che ci circonda, cioè quelli stabili all'interno degli atomi, occupano soltanto un piccolo punto a $\rho = \rho_0$ e $T = 0$. Esistono nell'Universo anche le stelle di neutroni, provenienti da esplosioni di supernovae, corpi stabili con $T = 0$ ma nei quali la densità barionica è di molte volte superiore a quella dei nuclei.

Tutte le altre zone del diagramma non esistono in forma stabile in natura e l'unica maniera di studiarle è in laboratorio, attraverso collisioni tra ioni pesanti ad energie relativistiche. In tali collisioni si produce una regione di interazione

(fireball) estremamente calda e densa, e se ne vanno a rivelare i prodotti di reazione.

Fornendo energia ad un nucleo questo subisce un riscaldamento ed inizia ad evaporare, emettendo particelle come se fosse una goccia di acqua. Aumentando tale energia, dopo un regime detto di “*multiframmentazione*” in cui vengono emessi vari frammenti leggeri misti a particelle, il sistema “*vaporizza*” in particelle. Questa transizione è analoga a quella da liquido a gas nella materia macroscopica.

Ad alte temperature e densità i nucleoni iniziano a sovrapporsi l’uno all’altro e cessano di esistere come particelle distinte. Da calcoli teorici ci si aspetta una nuova transizione di fase nella quale quark e gluoni non sono più confinati e si possono muovere liberamente all’interno dell’intero volume del nucleo; tale fase della materia viene denominata “*Quark Gluon Plasma*”.

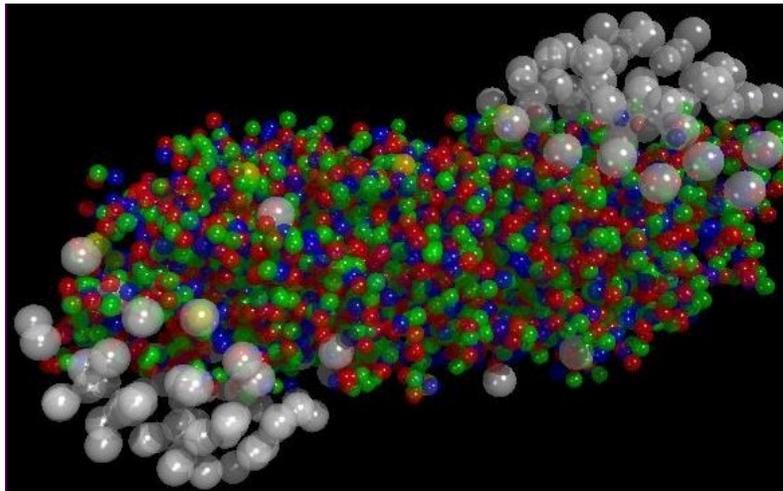


FIGURA 1.2 – Rappresentazione della formazione del QGP. Le sfere bianche rappresentano i nucleoni mentre quelle più piccole il plasma di quark formatosi (simulazione UrQMD)

Ma un'altra transizione è prevista nella stessa regione. La simmetria chirale, della quale parlerò nel secondo capitolo (par. 2.6.2), è comunemente rotta nei nuclei in condizioni normali, e si ritiene sia intimamente connessa con la massa delle particelle. Modelli teorici prevedono che con l'aumentare della temperatura o della densità tale simmetria viene ripristinata, portando ad una diminuzione delle masse degli adroni.

Ancora tante sono le incertezze sul dove avvengano le due transizioni, se coincidano o no, se esiste realmente un legame effettivo tra simmetria chirale e massa delle particelle, soprattutto per la mancanza di modelli teorici per valori di densità intermedie (vedi tabella 1.2).

Occorrono dati sperimentali che diano una migliore conoscenza della materia in queste condizioni termodinamiche estreme.

TABELLA 1-2 – Modelli teorici utilizzati nei calcoli di QCD

| | |
|---|--|
| T elevate | ρ elevate |
| <ul style="list-style-type: none"> – QCD di reticolo – Teoria perturbativa | <ul style="list-style-type: none"> – Teoria perturbativa – Teoria BCS |
| T intermedie | ρ intermedie |
| <ul style="list-style-type: none"> – QCD di reticolo | <ul style="list-style-type: none"> – Fenomenologia * |
| T basse | ρ basse |
| <ul style="list-style-type: none"> – QCD di reticolo – Espansione a basse temperature – Teorie effettive * | <ul style="list-style-type: none"> – Espansione a basse densità – Teorie effettive * |

(* - Occorre un input dai dati sperimentali)

Un enorme numero di esperimenti sono stati effettuati per indagare i vari punti del diagramma.

Al CERN o a Brookhaven si esplorano le regioni a bassa densità ed alta temperatura, che vengono ben descritte dalla QCD di reticolo; ma per alte densità la QCD non può essere risolta (fino ad ora) e sono applicati modelli teorici che hanno bisogno di parametri che provengono dai dati sperimentali.

I mesoni vettori leggeri risultano essere delle ottime sonde delle proprietà della materia nucleare in quanto, data la loro vita media, decadono all'interno dei nuclei; in particolare, un ottimo mezzo di studio è il canale di decadimento dileptonico, cioè coppie di elettroni e positroni i quali, non risentendo di interazioni successive con la materia adronica, portano con sé l'informazione pressoché inalterata del mesone che li ha prodotti.

Finora due generazioni di esperimenti hanno condotto ricerche in questa direzione. Il primo esperimento è stato DLS al BEVALAC in cui, nelle reazioni $\text{Ca} + \text{Ca}$ e $\text{C} + \text{C}$ in un range di energie incidenti fra 1 e 2 GeV per nucleone, ha mostrato una sovrapproduzione di dileptoni ad energie al di sotto della massa del mesone ρ ; ma la statistica prodotta non è elevata, il numero totale di eventi di dielettroni "puri" è soltanto dell'ordine di qualche unità, data la bassissima sezione d'urto dei decadimenti studiati.

Ad energie di circa 200A GeV è stato condotto dalle collaborazioni NA45/CERES al CERN lo studio delle collisioni $\text{S} + \text{Au}$, ma dato l'enorme numero di canali di reazione attivati (l'elevata energia a disposizione era ben al di sopra dell'energia di produzione dei mesoni), i risultati possono dar luogo a diverse interpretazioni, come verrà illustrato nel secondo capitolo.

La collaborazione HADES, nata nel 1994, ha lo scopo di effettuare presso il GSI di Darmstadt (Germania) uno studio dei decadimenti in coppie elettrone-

positrone nelle collisioni sia elementari (pp, πp) che di ioni pesanti, ad energie incidenti di 1-2A GeV.

L'esperimento si prefigge di fare le stesse misure degli esperimenti precedenti ma con una elevata accettanza, per poter acquisire un gran numero di eventi in brevi tempi dato il branching ratio dei canali studiati ($\sim 10^{-5}$), nonché con una elevata risoluzione in massa, in maniera da poter apprezzare variazioni di strutture fini nello spettro di massa invariante (ad esempio per distinguere la risonanza ω , che è larga 8 MeV, occorre avere una risoluzione dell'1%).

In questo lavoro di tesi viene presentata l'attività di analisi dei dati ottenuti tramite lo spettrometro HADES, in una serie di test e misure presso il laboratorio GSI di Darmstadt (Germania). La suddetta analisi è stata condotta presso i Laboratori Nazionali del Sud.

L'attenzione è particolarmente rivolta ai dati del rivelatore a tempo di volo TOF, progettato e realizzato dalla parte italiana della collaborazione, acquisiti durante il turno di misura del novembre 2001.

Nel secondo capitolo vengono mostrate, in generale, le motivazioni che hanno condotto alla realizzazione del rivelatore HADES, mentre il terzo capitolo descriverà lo spettrometro ed i vari sotto rivelatori di cui è composto.

Nel quarto capitolo verrà descritta l'intera procedura di calibrazione del rivelatore TOF, cioè come i dati "raw" provenienti dai convertitori digitali (ADC e TDC) vengono convertiti in valori *fisici* quali posizione, tempo di volo ed energia depositata.

La procedura si divide in due parti. La prima parte riguarda l'analisi dei dati esclusivamente del rivelatore TOF, effettuata "online" durante l'acquisizione nei primi giorni di fascio. Nella seconda parte, condotta

“*offline*”, sono state utilizzate le informazioni del TOF in correlazione con i dati provenienti dagli altri rivelatori, ottenendo così i valori di risoluzione spaziale e temporale ed una stima dell’efficienza di rivelazione del dispositivo TOF.

Il quinto capitolo si riferisce alla procedura di identificazione di particelle cariche, sviluppata dallo scrivente, mediante l’utilizzo dei dati del TOF. Con questa procedura è stato possibile ottenere delle distribuzioni preliminari per diverse particelle, nonché uno spettro preliminare di massa invariante per le coppie dielettroniche, che verranno mostrate nel sesto capitolo.

Infine nel settimo capitolo verranno presentate le conclusioni.

2 MOTIVAZIONI DELL'ESPERIMENTO

2.1 I mesoni vettori leggeri

Nello studio della materia nucleare calda e densa un ruolo molto importante è rivestito dai mesoni vettori leggeri, quali le “risonanze” ρ , ω e ϕ .

Consideriamo il mesone ρ : in una collisione nucleare, data la sua breve vita media, esso decade con alta probabilità nella fase di elevata densità nucleare raggiunta durante la reazione. Al contrario la ω e la ϕ possiedono vite medie più lunghe e decadono per la maggior parte al di fuori di tale regione, tranne che non si tratti di collisioni fra ioni molto pesanti.

Tuttavia, poiché la probabilità di decadimento all'interno della fase densa non dipende solo dalla vita media ma anche dalla velocità della particella, scegliendo opportuni valori di momento è possibile selezionare le particelle prodotte all'interno della regione di interesse.

La tabella 2.1 mostra le caratteristiche principali dei mesoni vettori più leggeri, quali i numeri quantici, la massa, la larghezza di decadimento, la vita media, i principali canali di decadimento e il *branching ratio* per decadimenti dileptonici.

| MESONI VETTORI | J^{PC} | MASSA [MeV/c ²] | LARGHEZZA [MeV/c ²] | VITA MEDIA [fm/c] | DECADIMENTO PRINCIPALE | BRANCHING RATIO e^+e^- |
|----------------|----------|-----------------------------|---------------------------------|-------------------|-------------------------|--------------------------|
| ρ | 1^{--} | 769 | 150 | 1.3 | $\pi\pi$ (100%) | $4.5 \cdot 10^{-5}$ |
| ω | 1^{--} | 783 | 8.4 | 23 | $\pi^+\pi^-\pi^0$ (89%) | $7.1 \cdot 10^{-5}$ |
| ϕ | 1^{--} | 1019 | 4.5 | 44 | K^+K^- (49%) | $2.9 \cdot 10^{-4}$ |

TABELLA 2-1 – Proprietà dei mesoni vettori nel vuoto.

Il problema nello studio di queste particelle è che i principali canali di decadimento sono tutti adronici. Tali canali non sono facilmente studiabili perché gli adroni, una volta prodotti all'interno della materia nucleare, risentono a loro volta dell'interazione forte con gli altri adroni circostanti, con la conseguenza che lasceranno la zona di reazione portando con sé non tanto l'informazione originale del mesone che li ha prodotti, bensì quella dello stato finale di interazione.

Tuttavia esiste una piccola probabilità che i mesoni decadano in coppie dileptoniche, costituite da un elettrone ed un positrone; i leptoni risultano essere delle ottime sonde per la materia nucleare in quanto non subiscono l'interazione forte, e quindi lasciano la regione di reazione sostanzialmente non distorti, portando con sé l'informazione pressoché inalterata del mesone che li ha prodotti (figura 2.1).

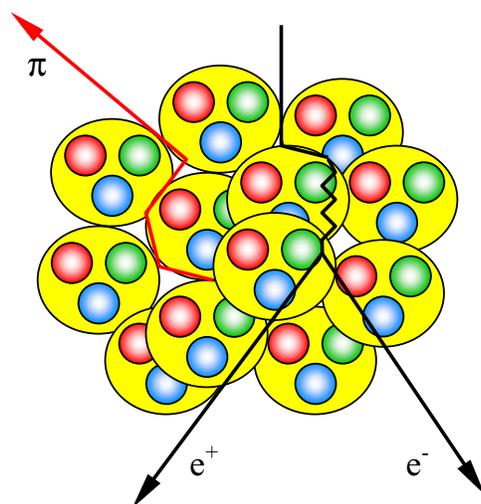


FIGURA 2.1 – I leptoni, a differenza degli adroni, non risentono dell'interazione forte, e quindi portano con sé l'informazione pressoché inalterata del mesone che li ha prodotti.

2.2 Modello di dominanza dei mesoni vettori

Facendo collidere coppie e^+ e e^- e misurando al variare dell'energia incidente la sezione d'urto di annichilazione e produzione di coppie $\pi^+ \pi^-$ [Bar85], la distribuzione mostra una struttura consistente con la formazione di un mesone vettore.

La produzione di queste particelle viene spiegata tramite il modello di Dominanza dei Mesoni Vettori [Sak69] (VMD), nel quale l'interazione tra gli adroni con i fotoni virtuali viene mediata tramite la creazione di un mesone vettore intermedio.

Considerando che questi mesoni ed i fotoni possiedono gli stessi numeri quantici ($J^P = 1^-$), il fotone virtuale può convertirsi in mesone e viceversa. Nel nostro caso gli e^+ e e^- si annichilano creando un fotone che, interagendo con la carica di una coppia quark-antiquark, si converte in un mesone vettore. Il mesone infine decade per interazione forte e produce la coppia di pioni.

Dalla misura della sezione d'urto di tale processo al variare dell'energia incidente è possibile ricavare il fattore di forma del pione.

In prima approssimazione il fattore di forma del pione¹ nel vuoto (la reazione sopra menzionata non avviene all'interno della materia nucleare) può essere approssimato da una Breit-Wigner [Cas99]:

$$|F_\pi(M)|^2 = \frac{m_\rho^4}{(M^2 - m_\rho^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma_\rho^2} \quad (2-1)$$

¹ Nell'interpretazione non relativistica il fattore di forma è la trasformata di Fourier della distribuzione spaziale di carica; nel caso del pione è legato al fatto che esso non è una particella elementare ma possiede una struttura interna, essendo composto da quark.

dove M è la massa invariante della coppia dileptonica, m_ρ e Γ_ρ sono rispettivamente la massa e la larghezza di decadimento della ρ .

In figura 2.2 è riportato tale fattore di forma in funzione della massa invariante del sistema, che nell'esperimento di [Bar85] corrisponde al doppio dell'energia dei fasci incidenti. Appare evidente come esso presenti una risonanza esattamente nella regione di massa dei mesoni ρ e ω , consistentemente con l'ipotesi che una particella intermedia si sia creata.

Invece la produzione di coppie $K^+ K^-$ è legata all'accoppiamento del fotone virtuale col mesone ϕ .

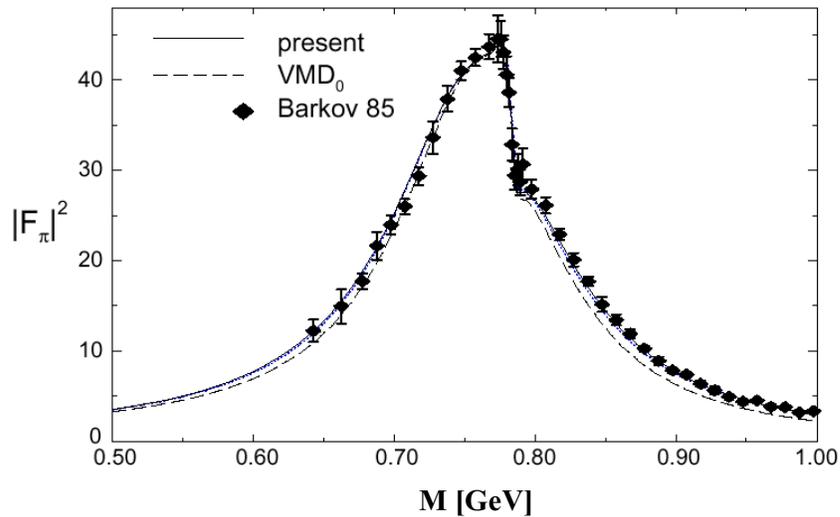


FIGURA 2.2 – Fattore di forma del pione da reazioni $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, che denota una risonanza per valori di massa corrispondenti a quelle dei mesoni ρ e ω . Il grafico mostra il confronto tra dati sperimentali [Bar85] e calcoli teorici di VMD e includendo l'interferenza ρ/ω [Kli96].

2.3 Determinazione della massa invariante

Non è possibile rivelare i mesoni vettori prodotti nelle reazioni nucleari direttamente, poiché essi possiedono una vita media molto breve e decadono

prima di poter essere rivelati; è comunque possibile risalire alle loro proprietà cinematiche tramite la rivelazione dei loro prodotti di decadimento.

Dalla relatività speciale è ben noto che ogni particella soddisfa la condizione di *mass shell*:

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 \quad (2-2)$$

dove E e p sono rispettivamente l'energia totale e il momento della particella, ed m è la sua massa a riposo. Nel caso in cui la particella decade tale relazione continua a valere anche per il sistema costituito dai suoi prodotti; se i prodotti sono due, come avviene nei decadimenti dileptonici dei mesoni, l'equazione 2.2 diventa:

$$(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 c^2 = m_{inv}^2 c^4 \quad (2-3)$$

dove la quantità m_{inv} è la massa a riposo della particella che è decaduta, detta *massa invariante*.

Basta quindi misurare i momenti e le energie dei prodotti di decadimento per poter ricostruire la massa invariante del mesone di interesse.

2.4 Canali di decadimento dileptonici

Volendo studiare la produzione di coppie elettrone/positrone in collisioni nucleari, i decadimenti diretti dei mesoni non sono gli unici canali che portano ad una coppia e^+ e e^- nello stato finale, ma esistono diversi contributi da considerare nel calcolo dello spettro di massa invariante.

Tra i processi più importanti che possono portare alla formazione di una coppia bisogna considerare i decadimenti Dalitz (a tre corpi) del pione neutro π^0 ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$), del mesone η ($\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$), del barione Δ ($\Delta^0 \rightarrow n e^+ e^-$, $\Delta^+ \rightarrow$

$p e^+ e^-$) o, più raro, del mesone ω ($\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$); la particella che decade emette un fotone reale ed uno virtuale, e quest'ultimo decade nella coppia dileptonica come mostrato in figura 2.3.

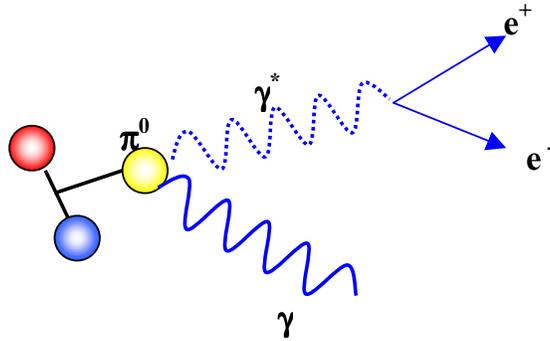


FIGURA 2.3 – Schema del decadimento Dalitz del pione neutro. Vengono emessi un fotone reale ed uno virtuale, e quest'ultimo decadrà in una coppia $e^+ e^-$.

Oltre a questi contributi bisogna anche considerare processi di conversione interna (fotoni reali che interagendo con la materia danno luogo a produzione di coppie) nonché di bremsstrahlung protone nucleone: dal frenamento dei nucleoni viene emessa energia sotto forma di fotone virtuale, che decade in una coppia $e^+ e^-$ (figura 2.4).

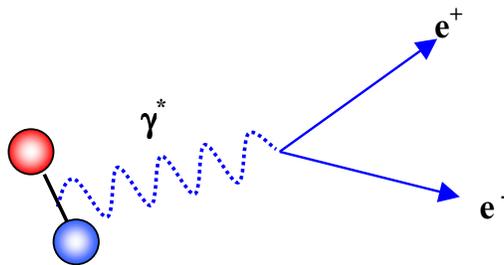


FIGURA 2.4 – Bremsstrahlung protone nucleone.

I canali rimanenti sono i decadimenti diretti dei mesoni vettori leggeri. Essi vengono prodotti nelle collisioni dei mesoni prodotti all'interno della regione di interazione (ad esempio $\pi^+ \pi^- \rightarrow \rho$, $K^+ K^- \rightarrow \phi$), nonché dai

decadimenti delle risonanze barioniche ($N^* \rightarrow \rho N$, $\Delta \rightarrow \rho N$); essi producono un γ virtuale che decade nella coppia come previsto dal modello VMD (figura 2.5).

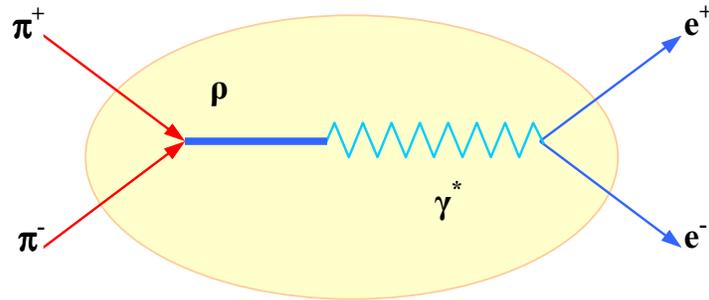


FIGURA 2.5 – Diagramma della reazione $\pi^+\pi^-\rightarrow \rho^0 \rightarrow e^+e^-$ secondo il modello VMD.

La figura 2.6 mostra infine lo spettro di massa invariante, simulato mediante il codice di trasporto BUU, per reazioni Au + Au ad 1 GeV per nucleone. Per bassi valori di massa invariante la maggior parte delle coppie proviene da decadimenti Dalitz, mentre per alti valori il contributo maggiore proviene dai decadimenti diretti dei mesoni vettori.

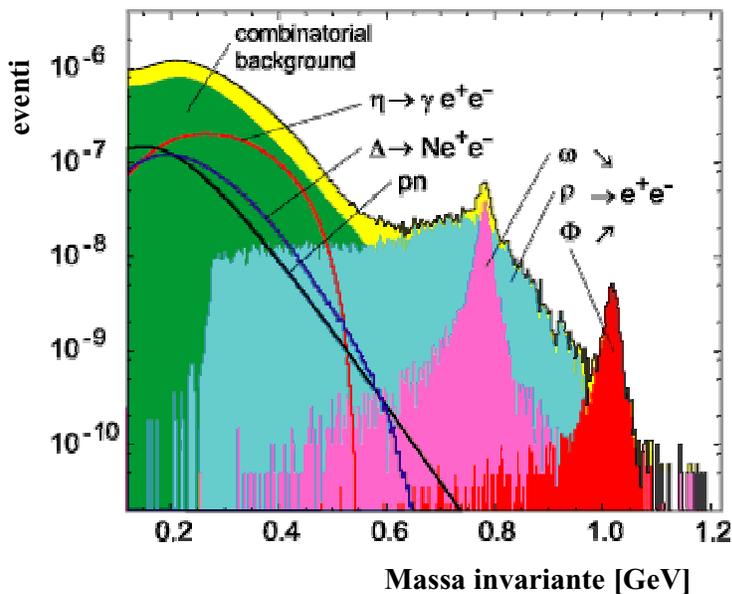


FIGURA 2.6 – Spettro di massa invariante simulato di coppie e^+e^- , per reazioni Au + Au @ 1A GeV. E' possibile distinguere i vari contributi.

2.5 *Gli esperimenti DLS e CERES*

I decadimenti elettromagnetici dei mesoni vettori danno dunque l'opportunità di sondare le proprietà di questi mesoni in condizioni di elevata densità e temperatura della materia nucleare, considerando che i leptoni non risentono dell'interazione forte e portano con sé l'informazione pressoché inalterata della particella che li ha prodotti.

Ricostruendo il momento della coppia elettrone/positrone è possibile quindi calcolare il valore di massa invariante del mesone vettore all'istante del suo decadimento, e ci si aspetta un cambiamento delle sue proprietà se esso decade all'interno della materia adronica.

In particolare la ρ presenta una vita media molto breve, che nel vuoto risulta essere di circa 1.3 fm/c, per cui è altamente probabile che in una reazione nucleare essa decada all'interno della regione di collisione.

Misurare lo spettro dileptonico in un esperimento di ioni pesanti non è banale, in quanto le possibili sorgenti di leptoni sono numerose, come visto nel paragrafo precedente, e occorre determinare tutti i contributi di questo "cocktail" di processi.

Spettri dileptonici sono stati misurati tramite il rivelatore **CERES** (**CE**renkov **R**ing **E**lectron **S**pectrometer) al CERN (SPS), mediante collisioni ad elevata energia, ed il rivelatore **DLS** (**Di**Lepton **S**pectrometer) al BEVALAC [Yeg90].

La figura 2.7 mostra i dati ottenuti dall'esperimento CERES in collaborazione con TAPS, per collisioni a 450 GeV di protoni su nuclei di Berillio e di Oro [Dre97].

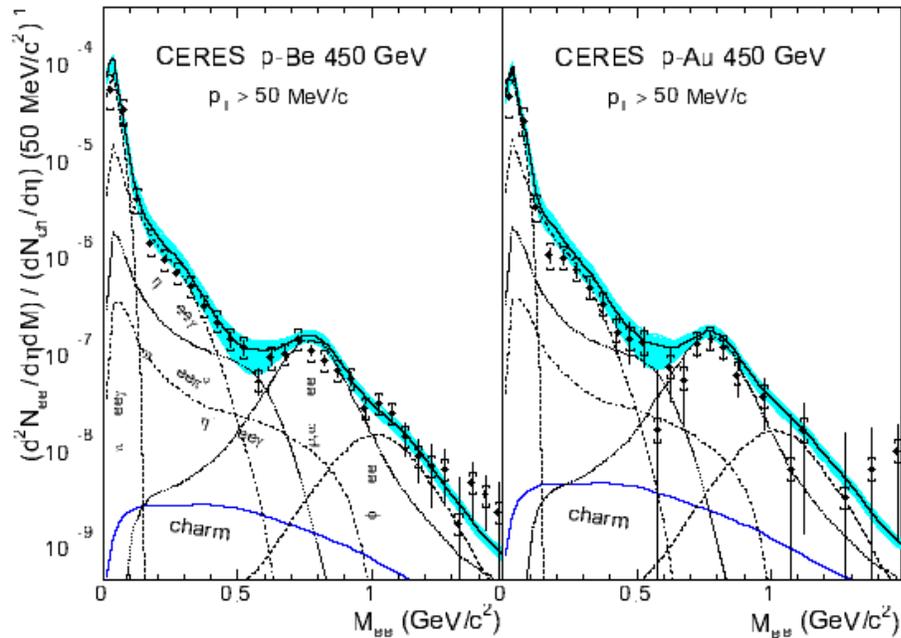


FIGURA 2.7 – Spettri di massa invariante di coppie e^+ e $^-$ ottenuti dall'esperimento CERES, per collisioni a 450 GeV di p+Be e p+Au. La linea continua mostra le previsioni teoriche, che si rivelano essere d'accordo coi dati sperimentali.

Le linee tratteggiate rappresentano i vari contributi alla massa invariante provenienti dai diversi canali; è possibile vedere come in entrambi i casi le previsioni teoriche seguano bene l'andamento dei dati sperimentali, a dimostrazione che in queste condizioni i modelli teorici sono consistenti.

La figura 2.8 mostra invece lo spettro di massa invariante misurato sempre da CERES per collisioni di Zolfo su Oro a 200A GeV, selezionando solo collisioni centrali. In queste reazioni la densità di materia nucleare raggiunta è parecchio elevata, intorno a $3\div 4 \rho_0$, ed i modelli teorici sembrano non essere più in grado di riprodurre i dati sperimentali.

L'accordo con la teoria è solo per valori di massa invariante inferiori ai $200 \text{ MeV}/c^2$, dove lo spettro è costituito più che altro dal decadimento Dalitz del pione neutro. Ma per valori superiori la forma della distribuzione è

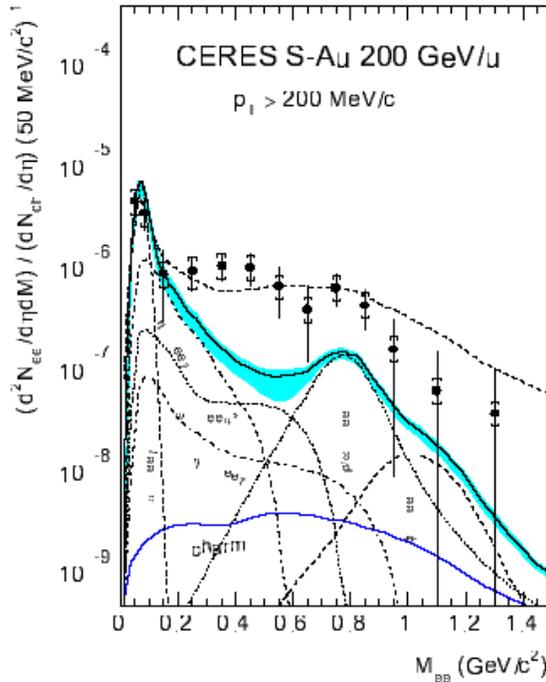


FIGURA 2.8 – Spettro di massa invariante misurato da CERES per collisioni di S+Au a 200A GeV. E' presente un eccesso nel numero di coppie prodotte di un fattore da 3 a 5 rispetto alle previsioni teoriche, in corrispondenza della regione al di sotto delle masse dei mesoni vettori ρ e ω .

completamente diversa. Osservando lo spettro è ben visibile un eccesso di coppie dileptoniche per valori di massa invariante tra 0.2 ed 1.0 GeV/c^2 , mentre nella regione di valori di massa superiore, a causa della statistica insufficiente, non è possibile trarre delle conclusioni. Tale aumento risulta essere di un fattore che va da 3 a 5 ed in particolare è presente nella regione nella quale il decadimento Dalitz della ω dà il contributo più importante alla distribuzione.

Questa divergenza si può giustificare col fatto che i dati teorici considerati utilizzano i valori di massa ed i fattori di forma nel vuoto, non considerando delle variazioni che possano provenire dalla interazione col mezzo nucleare.

Gli unici spettri dileptonici misurati ad energie inferiori, fino a 2.1A GeV, sono stati ottenuti tramite lo spettrometro DLS. La figura 2.9 mostra il confronto tra dati sperimentali [Por97] e calcoli teorici considerando i canali conosciuti e le proprietà dei mesoni nel vuoto [Bra98], per reazioni Ca + Ca ad 1A GeV.

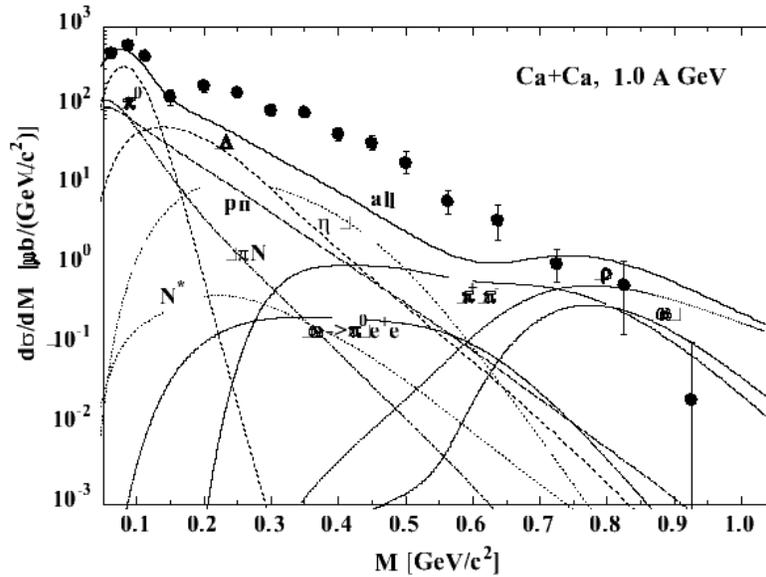


FIGURA 2.9 – Spettro dileptonico di massa invariante della reazione Ca+Ca ad 1A GeV, misurato dallo spettrometro DLS e a paragone con le previsioni teoriche [Bra98].

I dati mostrano un significativo aumento rispetto alle previsioni teoriche nella regione di massa invariante tra 0.2 e 0.6 GeV/c^2 , nella quale il contributo principale è costituito dal decadimento del mesone η .

Inoltre c'è da dire che neanche nella regione di massa superiore a 0.7 GeV/c^2 c'è accordo tra teoria ed esperimento, ma la statistica non è sufficiente per trarne delle conclusioni.

2.6 Modifiche degli adroni nella materia nucleare

La differenza tra le previsioni teoriche ed i dati sperimentali raccolti mostra il fallimento dei modelli teorici utilizzati, che non considerano eventuali modifiche delle proprietà degli adroni provenienti dall'interazione col mezzo nucleare.

Esistono diversi modelli teorici che tengono conto di queste modifiche; tra quelli più importanti c'è l'approccio della *funzione spettrale*, che da

considerazioni del modello di dominanza vettoriale (VMD) porta ad un allargamento della distribuzione in massa della ρ , e lo scenario della *dropping mass*, che prevede invece lo spostamento della posizione del picco della ρ a valori di massa inferiori in seguito al ripristino della simmetria chirale.

2.6.1 Approccio della funzione spettrale

Una quantità utile per una discussione delle proprietà di ogni particella all'interno della materia nucleare è costituita dalla sua funzione spettrale, che si può considerare come la distribuzione di massa della particella.

Supponiamo di avere una Hamiltoniana H diagonalizzata tale che:

$$H|n\rangle = E_n|n\rangle \quad (2-4)$$

dove E_n e $|n\rangle$ sono rispettivamente i suoi auto-valori ed auto-stati. Uno stato $|\psi\rangle$ di energia E può essere espresso come combinazione lineare di più auto-stati; la sua funzione spettrale A sarà la distribuzione di probabilità dei vari auto-stati, data da:

$$A(E) = \sum_n |\langle n|\psi\rangle|^2 \delta(E - E_n) \quad (2-5)$$

La produzione di coppie leptone/antileptone prodotte dal decadimento della ρ è legata alla sua funzione spettrale, e viene espressa da [Cas99]:

$$\frac{dN_{l^+l^-}}{dM} = -Br(M) \frac{2M}{\pi} A_\rho(q_0, q; \rho_B, T) \quad (2-6)$$

dove A_ρ è la funzione spettrale della ρ nella materia nucleare, funzione dell'energia q_0 , dell'impulso $q \equiv |\vec{q}|$, della densità barionica ρ_B e della temperatura T ; M è la massa invariante della coppia creata mentre $Br(M)$ è il branching ratio del canale di decadimento dileptonico, calcolato nel vuoto.

Per capire meglio come variano le proprietà della ρ all'interno della materia occorre la schematizzazione seguente.

Supponiamo di avere una particella stabile nel vuoto, e che quindi non risente di alcuna interazione. La sua funzione d'onda sarà costituita da un unico stato con una certa auto-energia, e quindi con una ben determinata massa.

Quando la particella si trova immersa nella materia nucleare essa risentirà dell'interazione con tutto il mezzo circostante, il suo non sarà più un auto-stato dell'Hamiltoniana del sistema ma sarà dato dalla combinazione lineare di più stati, con auto-energie diverse e con diverse ampiezze di probabilità. La funzione spettrale anziché essere una δ come nel caso libero sarà data dalla sovrapposizione dei diversi stati e subisce quindi un allargamento Γ , come mostrato in figura 2.10. I vari stati seguiranno la loro evoluzione temporale e si propagheranno coerentemente per tempi $\tau < 1/\Gamma$.

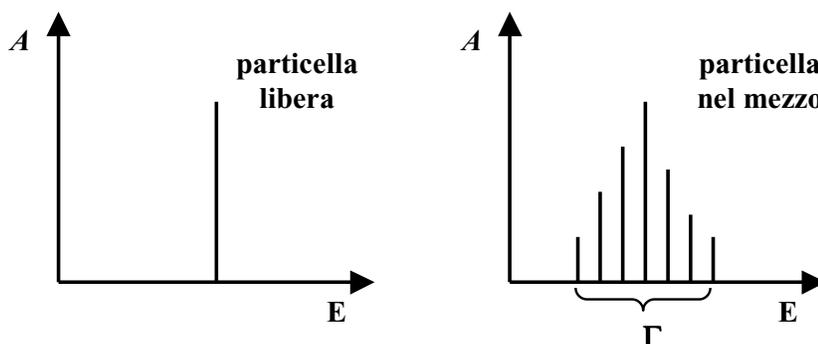


FIGURA 2.10 – Schema della funzione spettrale A di una particella nel vuoto (a sinistra) a confronto con quella all'interno della materia nucleare (a destra). Nel secondo caso la sovrapposizione di più stati porta ad un allargamento della distribuzione.

In pratica la particella, trovandosi nel mezzo nucleare, sente una interazione maggiore rispetto al caso libero, decade più velocemente e di conseguenza la sua distribuzione in energia risulta essere più larga.

Nel caso dei mesoni vettori occorre considerare l'accoppiamento con le altre particelle presenti (quali π , K , K_1 e a_1), e l'interazione con i nucleoni che porta alla formazione di stati barionici eccitati (Δ ed N^*).

La figura 2.11 mostra le funzioni spettrali per la ρ e per la ω , calcolate per diversi valori di densità barionica [Kli97]. Dai calcoli nel mezzo nucleare si vede come la ρ subisca un allargamento all'aumentare della densità, con la formazione di una struttura secondaria a valori di massa inferiori; la ω invece mostra uno spostamento del picco a valori di massa inferiori.

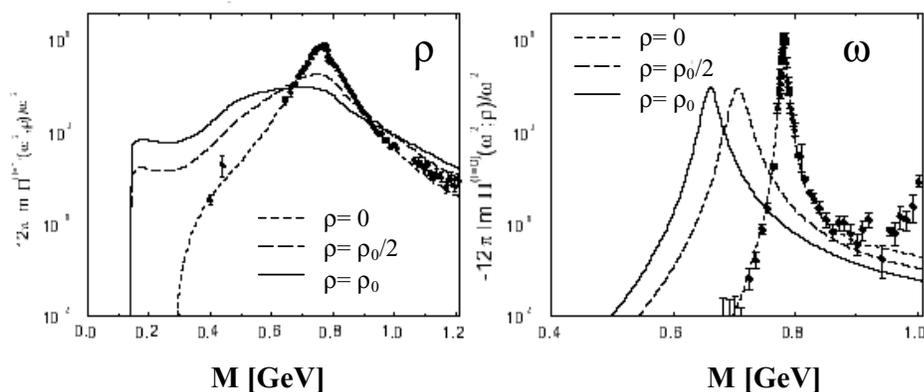


FIGURA 2.11 – Funzioni spettrali dei mesoni ρ e ω per diversi valori di densità barionica. La ρ mostra un allargamento, invece il picco della ω mostra uno spostamento verso valori di massa inferiori [Kli97].

2.6.2 Simmetria chirale e diminuzione della massa

Un altro effetto teorizzato da considerare, nel valutare le proprietà degli adroni all'interno della materia nucleare, viene dallo studio della Lagrangiana di QCD ed è quello della *dropping-mass*, cioè una diminuzione delle masse dei mesoni vettori per densità non nulle.

Le simmetrie in natura sono legate a leggi di conservazione, per esempio l'invarianza della Lagrangiana per traslazioni nello spazio e nel tempo porta alla

legge di conservazione di energia ed impulso. La Lagrangiana della QCD per particelle prive di massa mostra una simmetria per particolari trasformazioni vettoriali ed assiali, chiamata “*simmetria chirale*” [Koc95]. La parte vettoriale è legata alla conservazione dell'isospin, ben conosciuta per gli adroni, mentre la parte assiale porta alla conservazione di una quantità chiamata “*elicità*” (H), definita come la proiezione dello spin lungo la direzione del moto della particella:

$$H = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{\sigma}||\vec{p}|} = \pm \frac{v}{c} \quad (2-7)$$

Il nome *elicità* deriva dall'immagine dello spin come rotazione intrinseca: il moto di una particella che ruota in moto antiorario intorno alla direzione del moto, quindi con elicità +1, può essere equiparato al moto di una vite destrorsa, mentre particelle di elicità -1 con il moto di una vite sinistrorsa.

Le particelle prive di massa viaggiano sempre alla velocità della luce, per cui l'elicità si conserva; quelle massive invece si muovono a velocità inferiori, quindi può essere scelto sempre un sistema di riferimento opportuno nel quale l'impulso assume la direzione opposta, e quindi l'elicità cambia segno.

Inoltre in uno scenario in cui la chiralità si conserva ogni particella ha il suo partner chirale che possiede elicità opposta, e risulta essere ben distinto dato che nessuna trasformazione lo può trasformare nel suo partner.

I quark up e down che compongono i nucleoni possiedono una massa di circa 5 – 10 MeV (vedi tabella 1.1), molto più piccola rispetto alla scala di energia dell'interazione forte [Koc96]; ne segue che la loro massa risulta trascurabile e quindi si può considerare che per loro l'elicità approssimativamente si conserva.

Ma all'interno degli adroni i quark, essendo confinati, è come se rimbalzassero sulle superfici cambiando continuamente elicità. Tale scambio può essere visto come l'annichilazione della particella con un dato valore di elicità e la creazione di una di elicità opposta, come schematizzato in figura 2.12; ciò porta alla produzione continua di coppie virtuali di quark-antiquark che contribuiscono alla generazione della massa dell'adrone, che è ben maggiore dalla sola massa dei quark costituenti.

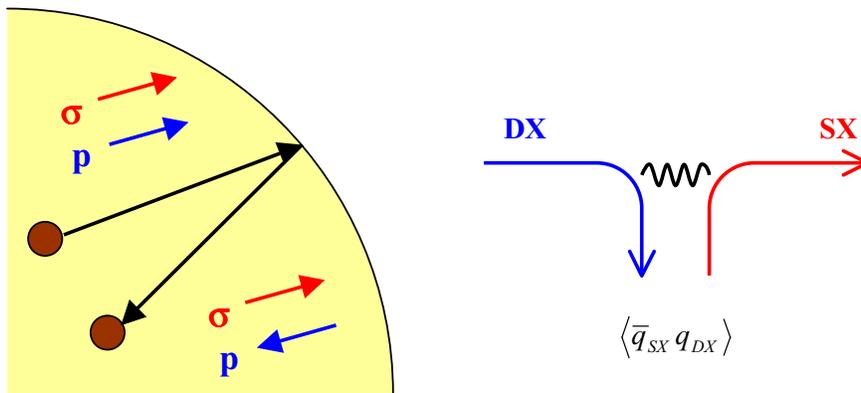


FIGURA 2.12 – Il meccanismo di inversione di elicità, dovuto al confinamento dei quark all'interno degli adroni, porta alla creazione di una coppia virtuale quark-antiquark che aumenta la massa dell'adrone.

Da calcoli di QCD su reticolo si ottiene che nel vuoto il *condensato chirale*, cioè la densità di coppie quark-antiquark create, è dato da [Cas99]:

$$\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle = \langle \bar{q}q \rangle_0 \approx -1.6 \text{ fm}^{-3} \quad (2-8)$$

che non è nullo per la rottura della simmetria chirale. Questo valore di aspettazione vuol dire che ci sono circa 1.6 coppie virtuali $\bar{u}u$ per ogni fm^3 , e lo stesso numero per le coppie $\bar{d}d$.

In condizioni di elevata temperatura e densità della materia nucleare, nella fase di Quark Gluon Plasma (paragrafo 1.1), il condensato chirale diminuisce; infatti con il deconfinamento dei quark non avviene più l'inversione di elicità e

la simmetria chirale tende a ripristinarsi. Non è ancora ben chiaro teoricamente se questa transizione chirale avvenga in concomitanza con quella al Quark Gluon Plasma o no, ed in che punti del diagramma di fase esse avvengano. Occorre un maggiore input dai dati sperimentali.

Gli effetti di un parziale ripristino della simmetria chirale dovrebbero essere visibili anche al di sotto della transizione di fase. A temperatura finita il condensato chirale dovrebbe diminuire in prima approssimazione, applicando uno sviluppo in serie ed escludendo termini maggiori del 2° ordine [Koc95], come:

$$\langle \bar{q}q \rangle_T = \langle \bar{q}q \rangle_0 \left(1 - \frac{T^2}{8f_\pi^2} \right) \quad (2-9)$$

dove f_π è la costante di decadimento del pione ($f_\pi \sim 95$ MeV).

A densità finita invece ci si aspetta che il condensato scali linearmente come²:

$$\langle \bar{q}q \rangle_\rho = \langle \bar{q}q \rangle_0 \left(1 - 0.35 \frac{\rho}{\rho_0} \right) \quad (2-10)$$

Brown e Rho suggeriscono che le masse degli adroni possono essere espresse in funzione del condensato di chirale [Bro91], e che quindi a densità finite esse dovrebbero diminuire come [Cas99]:

$$\frac{m^*}{m} \approx \left(\frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \right)^{1/3} \quad (2-11)$$

dove m e m^* si riferiscono rispettivamente alla massa dell'adrone nel vuoto e all'interno della materia nucleare.

² Tale formula è valida solo per piccoli valori di densità ρ .

Questo fenomeno viene chiamato “*Brown-Rho scaling*”; all’interno di questo modello la massa del mesone ρ dovrebbe subire una riduzione di circa il 15 % in condizioni di densità nucleare normale ($\rho = \rho_0$).

Calcoli effettuati sulla base del modello Nambu-Jona-Lasinio [Nam61] descrivono la dipendenza delle masse dei quark costituenti (paragrafo 1.1), e quindi degli adroni, al variare della temperatura e della densità barionica, come mostrato nella figura 2.13 [Kli90]. Appare evidente come, secondo questo modello, la massa tende a diminuire con l’aumentare delle variabili termodinamiche.

Nel grafico sono anche indicate le regioni accessibili sperimentalmente mediante gli acceleratori di particelle.

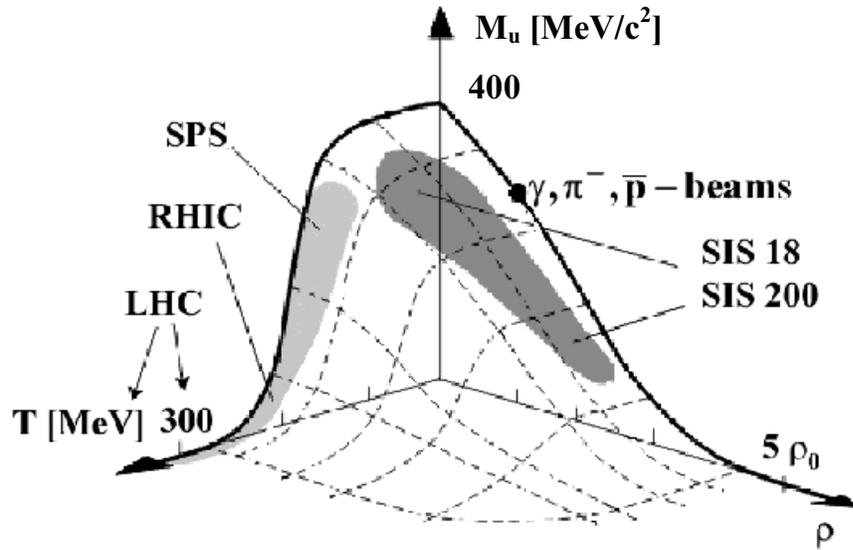


FIGURA 2.13 – Andamento della massa del quark up in funzione della temperatura T e della densità barionica ρ , secondo il modello Nambu-Jona-Lasinio [Kli90].

2.6.3 Confronto tra modelli

La figura 2.14 mostra a confronto il fattore di forma del pione calcolato all'interno dei due scenari per diversi valori di densità barionica. Appare ben chiaro come i due modelli presentati portano ad effetti diversi; da una parte l'approccio della funzione spettrale porta ad un allargamento della massa della ρ , dall'altra il Brown-Rho scaling porta ad una diminuzione della sua massa.

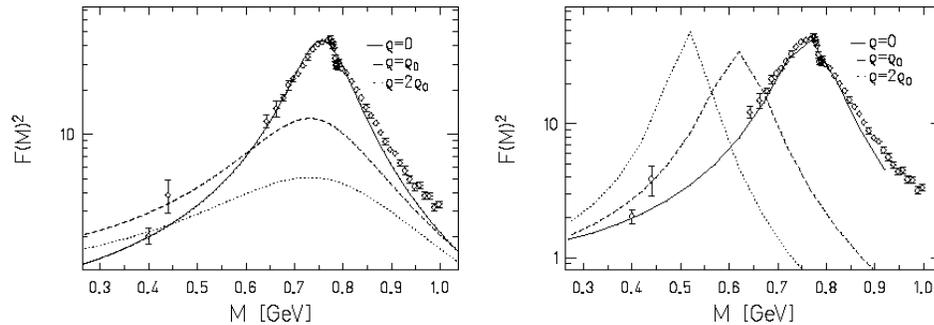


FIGURA 2.14 – Confronto tra i fattori di forma del pione calcolati per diversi valori della densità barionica ρ , utilizzando l'approccio della funzione spettrale (a sinistra) e il Brown-Rho scaling (a destra). I dati sperimentali provengono da [Bar85].

Confrontando i dati sperimentali con i modelli teorici, l'esperimento CERES sembra favorire l'ipotesi della diminuzione della massa della ρ , con la quale si riescono a riprodurre bene i dati. Ma occorre considerare che il range di energia studiato (collisioni a 200A GeV) è ben al disopra della soglia di produzione dei mesoni di interesse, per cui il numero di canali di reazione aperti è elevato e si possono dare diverse interpretazioni dei dati.

D'altro canto entrambi i modelli non riescono riprodurre i dati di DLS, anche a causa dello scarso numero di coppie dielettroniche misurate da questo in seguito alla sua accettazione geometrica ridotta.

Occorre disporre di un nuovo dispositivo per la misura delle coppie dileptoniche, di elevata accettazione e che possa operare a tassi di conteggio

molto alti, che sia in grado di ottenere uno spettro di massa invariante con elevata risoluzione in maniera da poter apprezzare le differenze tra i diversi modelli.

2.7 Spettroscopia di dileptoni con HADES

La collaborazione **HADES** (acronimo di **H**igh **A**ccettanza **D**i**E**lectron **S**pectrometer, spettrometro ad alta accettazione per di-elettroni), nasce nel 1994 con l'intento di realizzare uno spettrometro per elettroni/positroni presso il GSI di Darmstadt (Germania), di elevate prestazioni per poter studiare adeguatamente la produzione di coppie dileptoniche in collisioni nucleari ad $1\div 2$ AGeV [HAD94].

L'Italia partecipa alla collaborazione mediante la presenza di due istituti, i Laboratori Nazionali del Sud (LNS) di Catania e la sezione INFN di Milano, avendo progettato e realizzato il rivelatore a tempo di volo TOF inclusa l'elettronica ad esso relativa.

Il programma fisico di HADES è ampio e prevede lo studio sistematico delle coppie e^+ e e^- prodotte sia in reazioni elementari (quali πp , pp), così come in reazioni nucleari indotte da adroni (pA , πA) e in collisioni di ioni pesanti. Con le energie disponibili al GSI (protoni fino a 4.5 GeV, ioni fino ad $1\div 2A$ GeV, nonché la possibilità di utilizzare fasci di pioni) l'interesse è focalizzato sulle coppie di valori di massa invariante fino ad $1 \text{ GeV}/c^2$.

Confrontato con DLS, HADES possiede una migliore risoluzione in massa, dell'ordine dell'1% a $800 \text{ MeV}/c^2$ (contro il 15% di DLS), in maniera da apprezzare anche la risonanza ω (larga $8 \text{ MeV}/c^2$), nonché una accettazione del

40% (contro il $\sim 5\%$ di DLS) in maniera da acquisire una statistica sufficiente di coppie dielettroniche in tempi ragionevolmente brevi.

Anche i tassi di acquisizione sono molto alti: in un giorno pieno di acquisizione dati HADES può rivelare un numero di coppie pari alla statistica raccolta da DLS in tutta la sua vita.

La figura 2.15 mostra a confronto gli spettri di massa invariante per coppie e^+e^- , ottenuti mediante simulazione, utilizzando la risoluzione in massa di DLS e di HADES. Si vede come le elevate prestazioni di HADES portano ad uno spettro definito molto meglio, nel quale è possibile individuare anche il picco relativo al mesone ϕ .

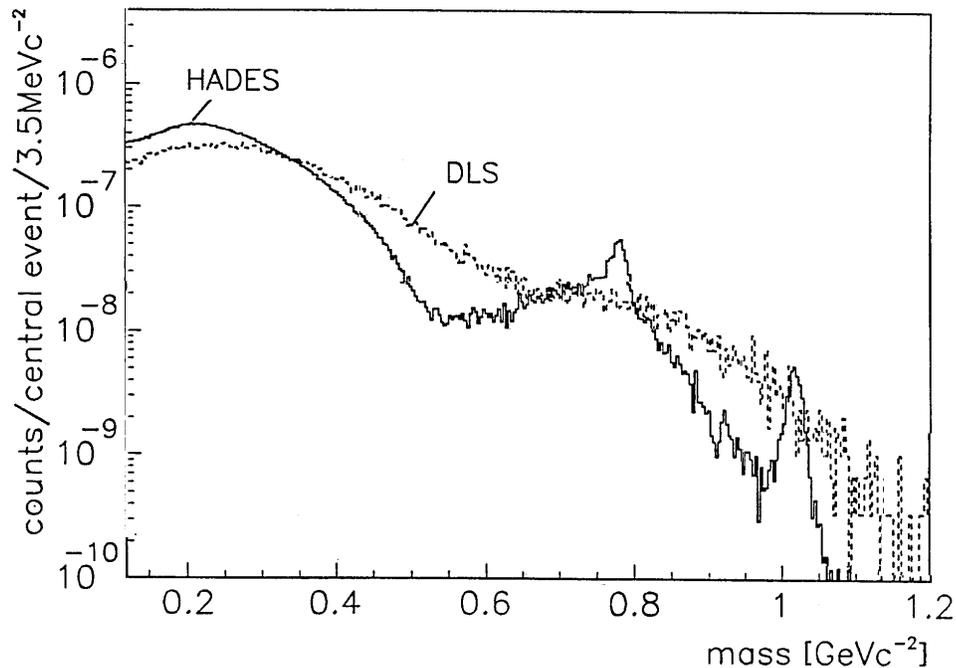


FIGURA 2.15 – Spettri simulati di massa invariante per coppie dileptoniche ottenuti utilizzando i valori di risoluzione di HADES (linea continua) e di DLS (linea tratteggiata).

Inoltre un numero elevato di coppie acquisite permetterà di effettuare una analisi esclusiva, ad esempio selezionando diverse regioni in massa invariante sarà possibile ottenere le distribuzioni di momento trasverso rispetto alla direzione del fascio, per valutare meglio la dinamica dei processi che portano alla creazione dei mesoni vettori. Tale analisi non è possibile realizzarla con lo spettrometro DLS, data la statistica insufficiente.

3 IL RIVELATORE

3.1 Lo spettrometro HADES

Le figure 3.1 e 3.2 mostrano rispettivamente una foto e lo schema dello spettrometro. L'insieme è costituito da una struttura esagonale, alta sei metri, disegnato per esperimenti in un range di energia incidente da 1 a 2 AGeV.

Le caratteristiche principali del rivelatore sono:

- Elevata accettazione geometrica: circa il 40% dell'intero volume occupato.

Lo spettrometro è diviso in sei settori in maniera da coprire l'intero angolo

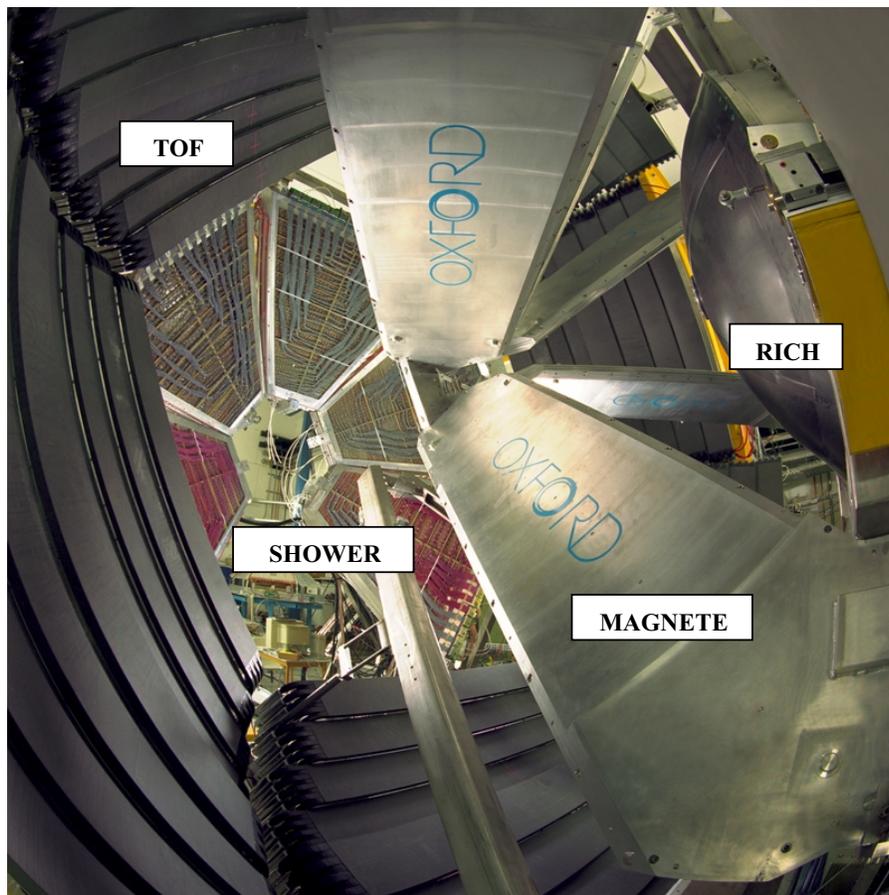


FIGURA 3.1 – Vista dall'interno del rivelatore HADES. E' possibile identificare i vari rivelatori di cui è composto (ad esclusione delle camere MDC non installate al tempo della foto).

azimutale (a meno di effetti di bordo tra un settore e l'altro) ed un angolo polare tra 18° e 88° .

- Ottima risoluzione in massa invariante: comparabile con la larghezza del mesone ω nel vuoto (8 MeV per un valore di massa di 782 MeV). Tale risoluzione mira ad essere dell'ordine di $\Delta M/M \sim 1\%$ per $M \sim 800\text{MeV}$, da comparare con il 15% dei rivelatori attualmente impiegati per analoghe misure.
- Ottima risoluzione in momento trasverso: $\Delta p_t/p_t \sim 1\%$, che permette la misura delle distribuzioni angolari dei mesoni.
- Elevata efficienza di identificazione di coppie dileptoniche, non quantificabile semplicemente in quanto legata ai parametri cinematici della coppia, al valore di campo magnetico presente, alle efficienze dei singoli componenti, ma comunque di ordini di grandezza superiore a quella di rivelatori analoghi.
- Ottima discriminazione elettrone/adrone: assicurata dalla presenza di un rivelatore RICH, in combinazione coi rivelatori TOF e SHOWER. E' così possibile ottenere un trigger che selezioni solo le collisioni ove si producano particelle di interesse, cioè coppie di dileptoni, in maniera da scartare reazioni non rilevanti ed ottenere una statistica consistente di dati utili.
- Rivelazione della molteplicità degli adroni prodotti nella collisione: ottenuta tramite il rivelatore TOF, permette di avere una stima del parametro d'impatto, fondamentale per selezionare reazioni centrali e per valutare la densità nucleare raggiunta durante la collisione.

- Alta granularità: che permette misure anche nel caso di collisioni fra ioni molto pesanti, in cui si raggiungono alte molteplicità di prodotti finali. La minimizzazione della probabilità di doppi hit nella stessa cella di rivelazione dello spettrometro permetterà di studiare collisioni fino ad $U + U$ ad energia incidente di 1A GeV).

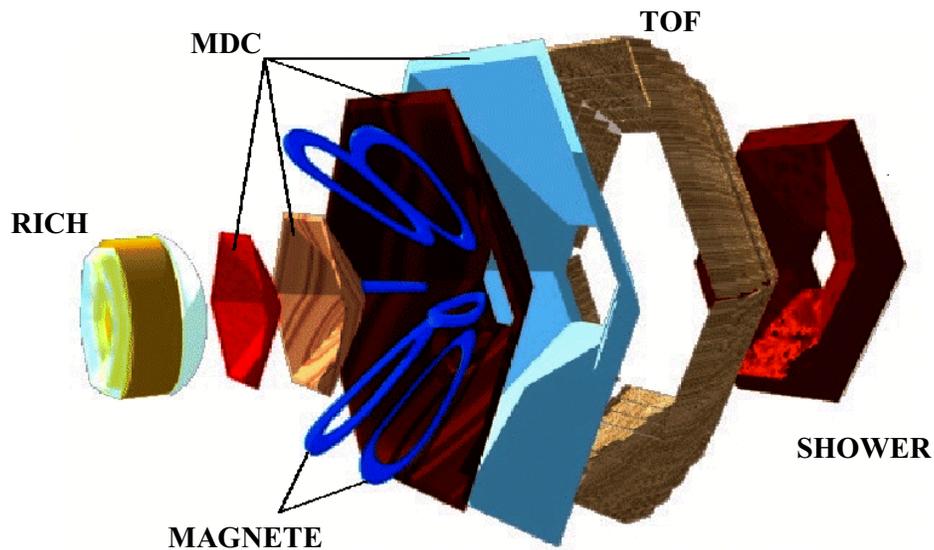


FIGURA 3.2 – Visione schematica dello spettrometro HADES, aperto lungo la direzione del fascio. Sono messi in evidenza i vari sottomoduli di cui è composto

La figura 3.2 mostra lo schema dello spaccato del rivelatore. Lo spettrometro consiste in diversi sotto-rivelatori, che verranno spiegati in dettaglio nei paragrafi successivi; essi sono:

- Un rivelatore di **START-VETO**, capace di dare un segnale di avvenuta reazione per un trigger di primo livello, e che inoltre fornisca lo start per la misura del tempo di volo con una elevata risoluzione.

- Un rivelatore **RICH** capace di discriminare elettroni da adroni e che possa essere utilizzato per un segnale di trigger di secondo livello, affinché si possano acquisire solo eventi che presentino coppie di leptoni.
- Un **MAGNETE** superconduttore a geometria toroidale, il cui campo magnetico occorre per misurare con elevata accuratezza il momento della particella che lo attraversa.
- Quattro piani di camere a deriva **MDC**, per determinare le traiettorie delle particelle che le attraversano prima e dopo la regione di campo magnetico.
- Un rivelatore **TOF** per misurare il tempo di volo delle particelle, che contribuisce al riconoscimento dei leptoni ed inoltre dà una misura della molteplicità di particelle prodotte, contribuendo al primo livello del trigger per una selezione della centralità della reazione.
- Un rivelatore di sciame **SHOWER** che contribuisce alla discriminazione elettroni/adroni per angoli di emissione più vicini alla direzione del fascio, dove per ragioni cinematiche pioni veloci possono produrre segnali nel RICH e quindi essere scambiati per elettroni.

A tutto questo si aggiunge un elaborato sistema di **TRIGGER**, al fine di ridurre il tasso di acquisizione eliminando reazioni che contengano eventi non utili, e quindi diminuire il notevole flusso di dati in ingresso a valori ragionevoli da essere immagazzinati su supporti magnetici.

3.2 *Il rivelatore di START-VETO*

Al fine di produrre un segnale di avvenuta collisione, e quindi di fornire lo start per la misura di tempo di volo, occorre un rivelatore di elevata risoluzione temporale e che sia posizionato praticamente lungo il fascio.

La realizzazione di tale rivelatore non è banale in quanto esso deve essere:

- a) molto resistente al danneggiamento da radiazioni (il sincrotrone SIS del GSI può accelerare fasci di ioni pesanti come l'uranio fino ad intensità di 10^8 particelle per secondo, raggiungendo valori anche superiori per nuclei più leggeri);
- b) deve avere un tempo di raccolta delle cariche molto breve in maniera da fornire un segnale veloce che presenti una ottima qualità di risoluzione temporale;
- c) deve essere molto sottile in maniera da non alterare le proprietà del fascio.

Il materiale che meglio risponde a tutti questi prerequisiti è il diamante CVD [Ber98]: alta resistenza a radiazioni, capacità di conteggio fino ad intensità di fascio di 10^8 particelle per secondo, tempo di salita inferiore ai 500 ps ed elevata risoluzione temporale.

Il complesso START-VETO è costituito quindi da due rivelatori identici posti ad una distanza di 1.5 m l'uno dall'altro lungo la linea di fascio, di forma ottagonale per meglio adattarsi al profilo del fascio; ciascuno è composto da otto strip di diamante CVD (a Deposizione Chimica di Vapore) di larghezza variabile.

Al fine di mantenere ridotta la possibilità di processi di scattering multiplo o di reazioni secondarie ciascun rivelatore ha uno spessore di soli 100 μm ,

poggia su un PCB ceramico ed ogni strip è collegata attraverso dei microconduttori ad un amplificatore DB (Diamond Broadband, cioè a banda larga tale da supportare anche le frequenze elevate del segnale prodotto dal diamante).

La figura 3.3 mostra una foto del rivelatore e ne evidenzia le ridotte dimensioni.

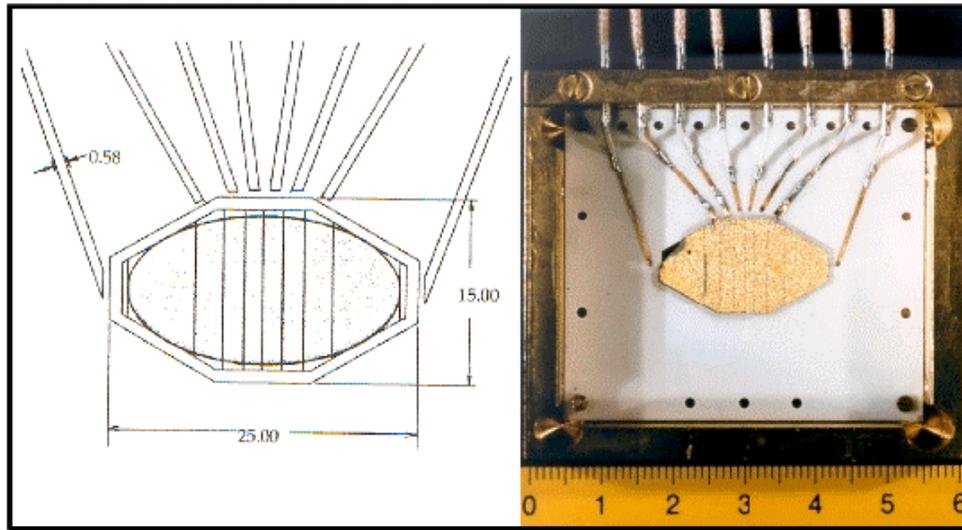


FIGURA 3.3 – Rivelatore di START con accanto lo schema tecnico, a mostrare le ridotte dimensioni (tutte le misure sono espresse in mm).

I due rivelatori sono posti lungo la linea di fascio, uno dinanzi il target (START) e l'altro dietro (VETO), ciascuno ad una distanza di 75 cm.. Vengono utilizzati in anti-coincidenza: se una particella del fascio produce segnale nello START e nel VETO vuol dire che essa non avrà interagito col target e quindi non ci sarà stata reazione, ne segue che non verrà prodotto alcun segnale logico e l'evento non verrà acquisito; se invece abbiamo un segnale esclusivamente nello START vorrà dire che verosimilmente la particella avrà subito una interazione col target, verrà quindi prodotto un segnale logico che sarà inviato al sistema di trigger.

La larghezza delle strip è stata principalmente ottimizzata in maniera da suddividere il tasso di conteggio più o meno uniformemente su tutte le strip; con la coincidenza di una strip dello START con tre del VETO si riesce ad ottenere una efficienza di veto del 96.5%.

Misure effettuate con ioni di Cr^{52} a 600A MeV hanno mostrato una eccellente risoluzione temporale intrinseca, con un $\sigma = 29,6$ ps come mostrato in figura 3.4.

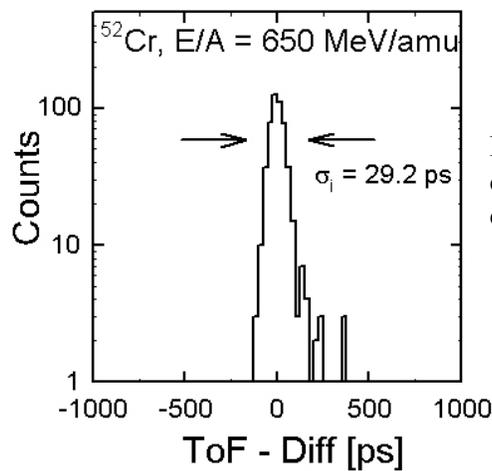


FIGURA 3.4 – Risoluzione temporale del rivelatore di START misurata durante un test-beam.

3.3 Il rivelatore RICH

Il rivelatore RICH (figura 3.5), acronimo di Ring Imaging Cherenkov detector [Zei99], è stato disegnato per poter identificare online coppie $e^+ e^-$ in collisioni centrali tra ioni pesanti, in un ambiente che può raggiungere le 200 particelle cariche prodotte. Inoltre è in grado di lavorare con un tasso di reazione di 10^6 eventi al secondo (l'intensità del fascio è di circa 10^8 particelle al secondo; lo spessore dei bersagli utilizzati, dell'ordine dell'1% della lunghezza di interazione, produce reazioni nucleari ad un tasso di 10^6 eventi al secondo).

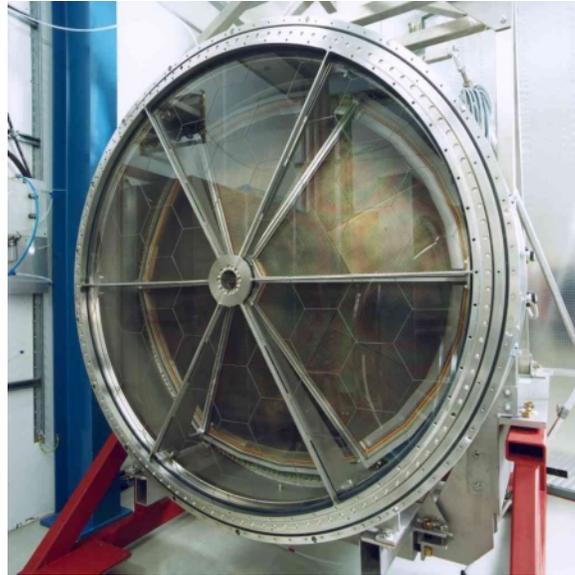


FIGURA 3.5 – Il rivelatore RICH.

3.3.1 Effetto Cherenkov

L'identificazione delle coppie leptoniche viene effettuata mediante l'applicazione dell'effetto Cherenkov, schematizzato nella figura 3.6.

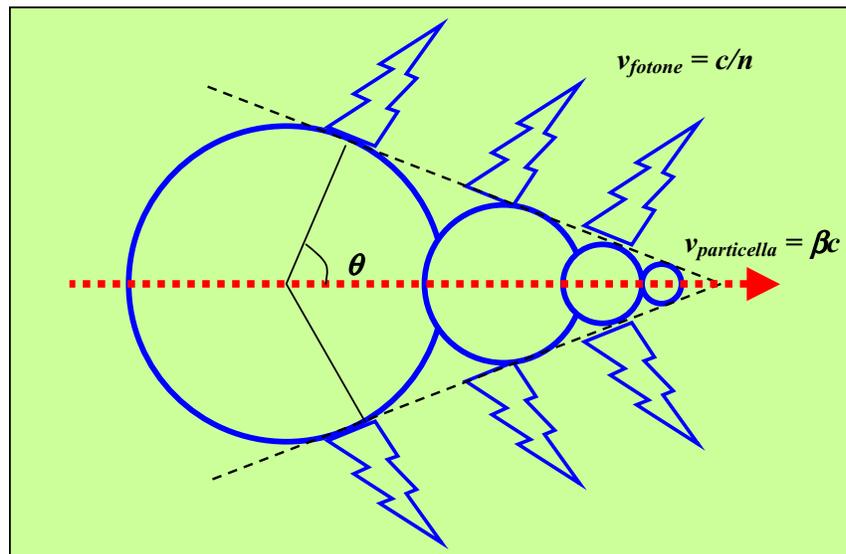


FIGURA 3.6 – Schema dell'effetto Cherenkov: una particella (freccia rossa) che attraversa un mezzo a velocità superiori a quella della luce nel mezzo, produce un fronte d'onda coerente di fotoni (cerchi blu).

Una particella che attraversa un dielettrico polarizza le molecole lungo il suo cammino, e queste successivamente decadono emettendo radiazioni elettromagnetiche. Se la particella incidente possiede una velocità superiore a quella della luce nel mezzo allora la radiazione emessa darà luogo ad un fenomeno di interferenza costruttiva: quindi i fotoni Cherenkov emessi andranno a formare un fronte d'onda di forma conica centrato lungo la traiettoria della particella e con un angolo di apertura θ .

L'ampiezza di tale angolo è legata solo alla velocità della particella $v = \beta c$ e all'indice di rifrazione del mezzo n ; ricordando che la velocità della luce nel mezzo è $v_m = c/n$ allora otteniamo l'equazione:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \quad (3-1)$$

Affinché l'angolo sia reale occorre che $\beta n > 1$, il che vuol dire che il fenomeno si presenta qualora la particella abbia una velocità superiore a quella di soglia, cioè $v > v_{th} = c/n$. Volendo esprimere la velocità più comodamente in termini del fattore di Lorentz γ , allora otteniamo:

$$\gamma_{th} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{th}}{c}\right)^2}} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3-2)$$

Nel range di energie dell'esperimento (1-2 AGeV) elettroni e positroni emessi da decadimenti mesonici viaggiano a velocità estremamente prossime a quella della luce ($\beta \approx 1$), mentre la stragrande maggioranza degli adroni possiedono $\beta < 0.95$; utilizzando un opportuno materiale gassoso tale che solo gli elettroni possiedano velocità superiori a quella della luce del mezzo, la

rivelazione della luce Cherenkov emessa diventa un ottimo strumento per poter discriminare le coppie leptoniche $e^+ e^-$ dagli adroni.

3.3.2 Struttura

La figura 3.7 mostra uno schema delle varie parti del rivelatore RICH.

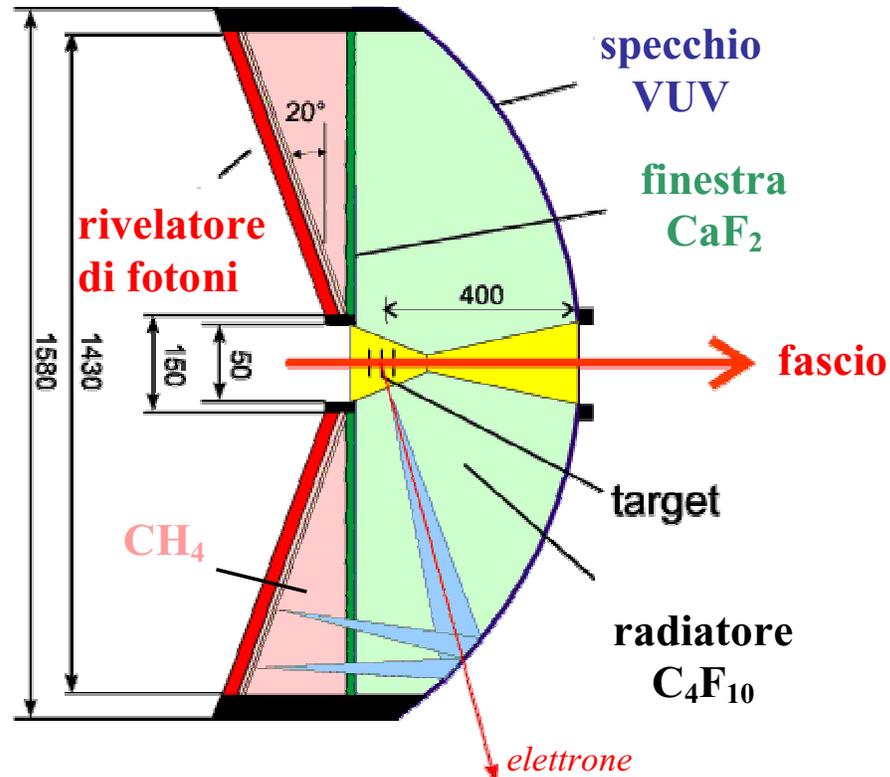


FIGURA 3.7 – Schema del rivelatore RICH, con evidenziate tutte le parti della struttura nonché le dimensioni (in millimetri).

Il radiatore Cherenkov è posto in una zona al di fuori del campo magnetico del toroide, e circonda il bersaglio in maniera da coprire interamente l'angolo azimutale. Il gas di cui è riempito (C_4F_{10}) possiede un indice di rifrazione $n=1.00151$ e fa sì che la soglia in energia sia $\gamma_{th} > 18.2$; cioè mentre basta che gli elettroni abbiano all'incirca 9 MeV affinché diano luogo ad effetto

Cherenkov, valori ben al di sotto del range di energia che si vuole studiare, i protoni ed i pioni devono avere rispettivamente 17 e 2.5 GeV.

Gli anelli prodotti avranno una apertura di circa 3° e possiederanno lunghezze d'onda nell'ultravioletto, per cui occorre che vengano riflesse su uno speciale specchio sferico dotato di una buona riflessione per queste frequenze; esso è costituito da un vetro ceramico composto da carbonio a bassa densità, nonché molto sottile in maniera da ridurre processi di conversione e scattering multipli; rivestito da uno strato di Al, più uno strato di MgF_2 per evitare fenomeni di ossidazione, esso possiede una riflettività dell' 80% nel range di lunghezze d'onda di interesse.

Il cono di luce così riflesso attraversa una finestra di CaF_2 , che possiede un alto indice di trasmissione nel range ultravioletto in questione ($T \approx 70\%$), la quale separa il radiatore dal rivelatore per fotoni, capace di dare una informazione in posizione.

Il rivelatore per fotoni deve essere capace di rilevare singoli fotoni e deve coprire completamente tutto il piano di riflessione dello specchio; inoltre tutto il complesso di rivelazione ed acquisizione deve essere estremamente veloce, in maniera da fornire un segnale logico per il trigger di secondo livello e quindi far cominciare l'acquisizione dati in presenza di una coppia di elettroni.

Esso è costituito da sei MWPC (Multi Wire Proportional Chamber), camere multifili a regime di contatore proporzionale che seguono la geometria esagonale di tutto lo spettrometro, operanti con puro metano (CH_4) a pressione atmosferica e accoppiate ognuna con uno strato fotocatodico di CsI per la conversione dei fotoni.

La figura 3.8 mostra uno schema del suo funzionamento: il fotone VUV raggiunge il pad di CsI e per effetto fotoelettrico produce un elettrone (efficienza quantica ~ 20-25% nella regione di lunghezza d'onda di interesse), che verrà raccolto dal filo anodico a potenziale positivo rispetto al catodo inducendo un segnale sul pad, con una efficienza di rivelazione per singolo fotoelettrone del 95%.

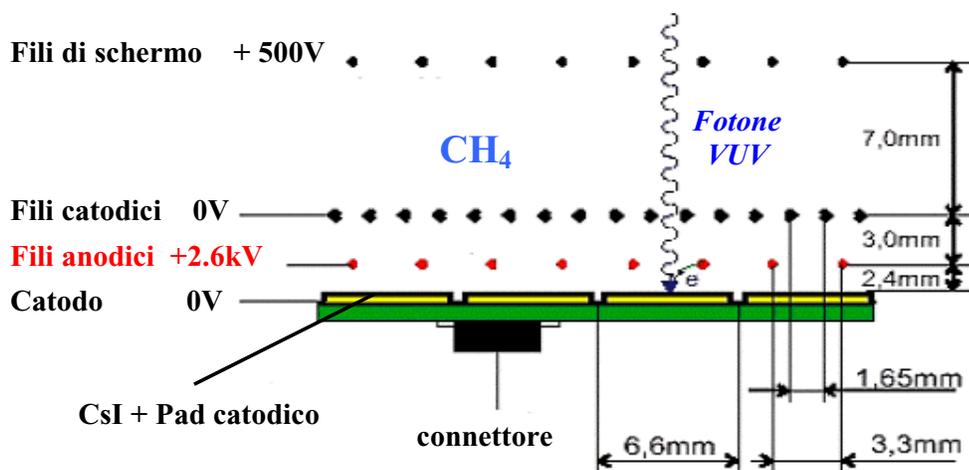


FIGURA 3.8 – Schema dell'apparato di rivelazione per i fotoni, composto da camere multifidi MWPC accoppiate a pad catodici coperti da CsI (per la conversione fotoelettrica).

Il rivelatore di fotoni è inclinato per essere schermato dal gran numero di particelle prodotte durante la reazione; inoltre la superficie di ogni pad è variabile a seconda della distanza dal fascio, per correggere l'eccentricità degli anelli (con l'aumentare dell'angolo polare infatti gli anelli tendono ad avere una forma ellittica anziché circolare, a causa della curvatura dello specchio e della posizione del target). In totale sono presenti 28272 pad, le cui dimensioni variano da $7 \times 6.6 \text{ mm}^2$ nella regione interna a $4 \times 6.6 \text{ mm}^2$ in quella più esterna.

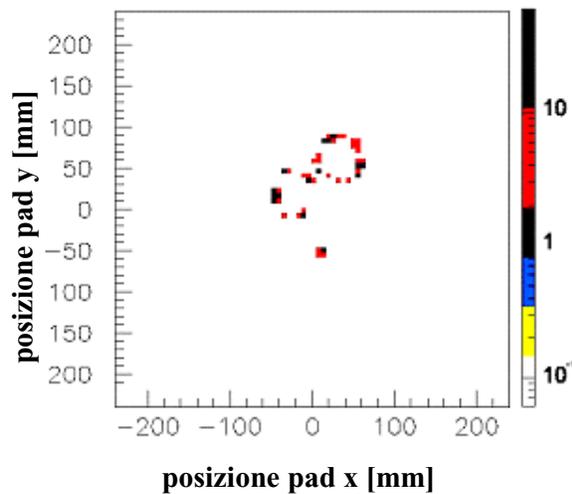


FIGURA 3.9 – Coppia di elettroni, proveniente da un decadimento Dalitz in una collisione U + Pb, come appare ai pad del RICH.

La figura 3.9 mostra un esempio di come una coppia di elettroni venga rilevata dai pad del RICH; ognuna delle due particelle assume la forma di un anello, che mediante appositi algoritmi verrà riconosciuta come elettrone.

3.4 *Il sistema MDC*

Tutto il tracking di HADES viene realizzato tramite le camere MDC (Multiwire Drift Chambers), mostrato in figura 3.10 [Bok02].

Il sistema è composto da quattro piani di camere a deriva, due interne poste prima della regione di campo magnetico (MDC1 e MDC2) e due esterne poste dopo il campo (MDC3 e MDC4), ed ogni piano è diviso in sei settori in accordo con la simmetria azimutale di tutto lo spettrometro.

Ogni camera è costituita da sei strati ognuno contenente un piano di fili anodici, come mostrato in figura 3.11; i piani sono orientati diversamente, nell'ordine $+40^\circ -20^\circ +0^\circ -0^\circ +20^\circ -40^\circ$, in maniera tale da avere una migliore risoluzione nella misura dell'angolo di deviazione rispetto all'angolo azimutale.

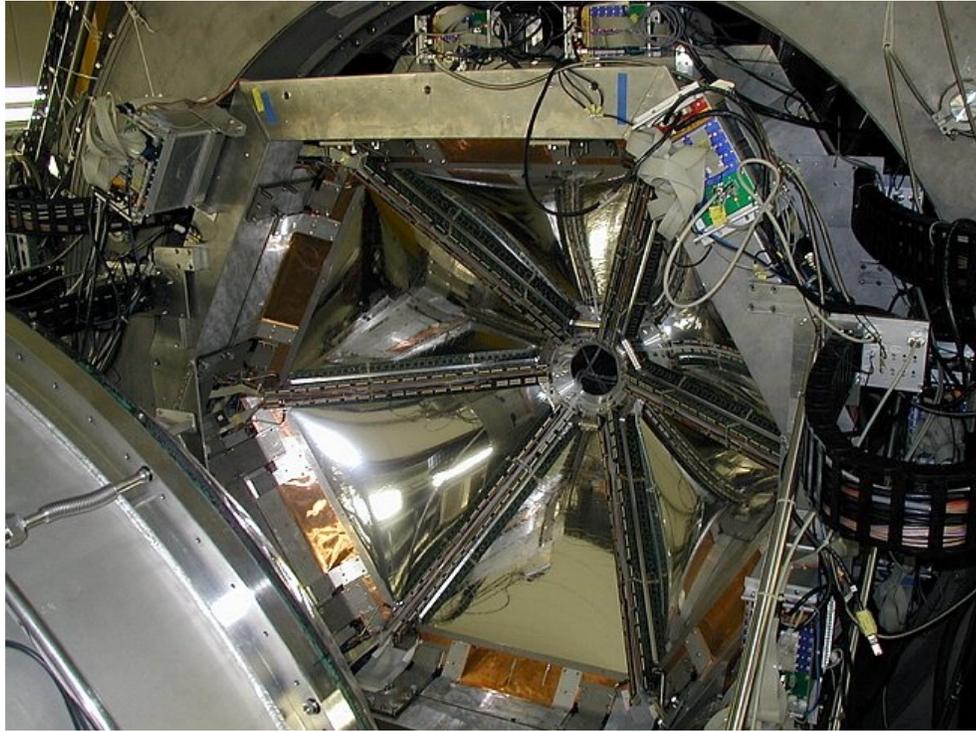


FIGURA 3.10 – Foto del primo piano di camere MDC.

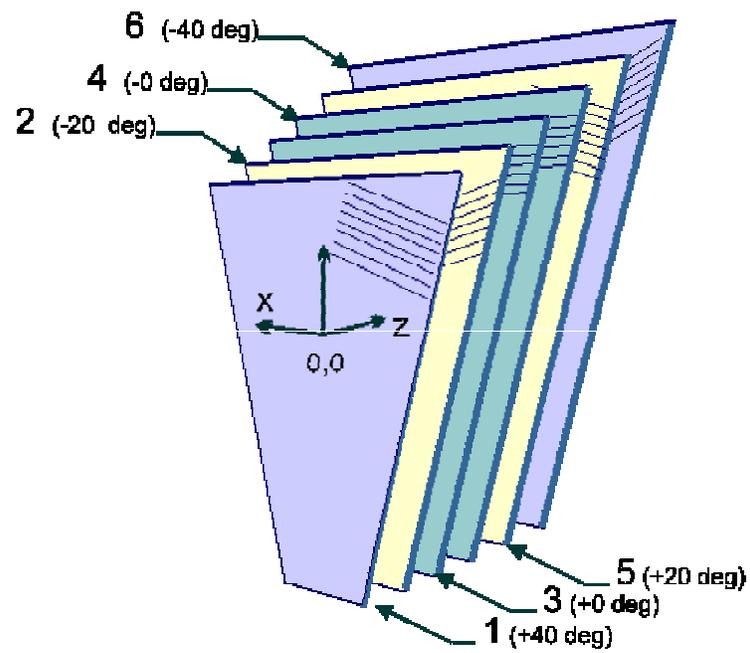


FIGURA 3.11 – Orientamento dei piani di fili anodici all'interno di una camera MDC, nel sistema di riferimento locale.

Lo spazio tra il filo anodico e quelli catodici adiacenti definisce una cella di deriva (figura 3.12); le particelle cariche, passando attraverso ognuna di queste celle, ionizzano il gas (una miscela di elio-isobutano 60:40) producendo elettroni e ioni positivi lungo il loro tragitto; la nuvola elettronica prodotta verrà raccolta dai fili anodici dopo un tempo proporzionale alla distanza di deriva, generando un segnale di start nei TDC, mentre lo stop verrà dato dal trigger di reazione opportunamente ritardato.

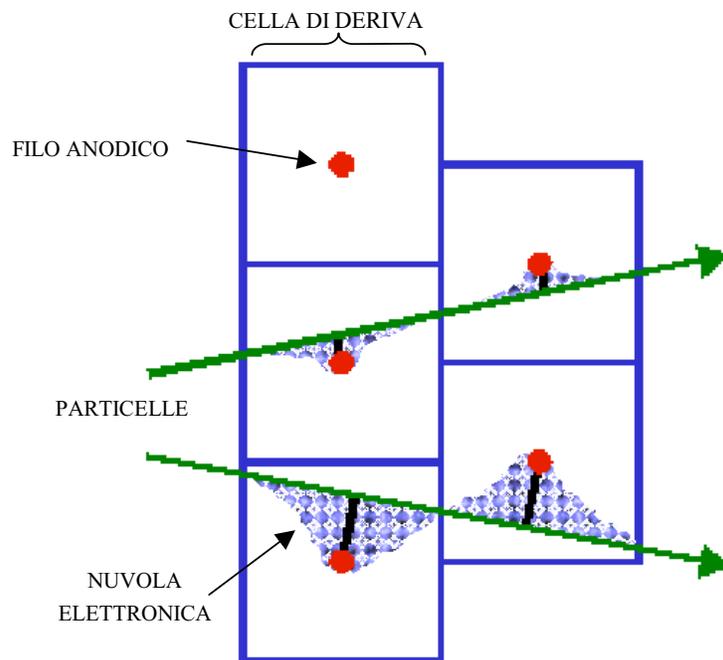


FIGURA 3.12 – Ricostruzione della traiettoria nelle celle.

Il tempo di arrivo degli elettroni, misurato alle due estremità del filo, viene convertito nella distanza minima della traiettoria della particella dal filo; combinando l'informazione ottenuta dai sei strati di fili si ottiene la posizione dell' *hit* in coordinate locali, riferita al piano centrale della camera, nonché una informazione sulla direzione della particella.

L'elevata granularità delle celle, circa 26300 in totale su tutte le camere, unita ad una buona risoluzione temporale di pochi nanosecondi permette di

sopportare l'elevato tasso di conteggi nonché di raggiungere una risoluzione spaziale al di sotto dei 100 μm .

La figura 3.13 mostra un esempio di evento in una camera. Le linee rappresentano i fili anodici che ricevono segnale mentre i cerchi rossi gli hit riconosciuti. Da una correlazione degli hit della coppia di camere interne o esterne si ricostruisce quello che viene chiamato il *segmento*; una correlazione dei due segmenti tramite il procedimento del *kick plane* permette infine di risalire al momento della particella, come spiegato nel paragrafo 5.1.

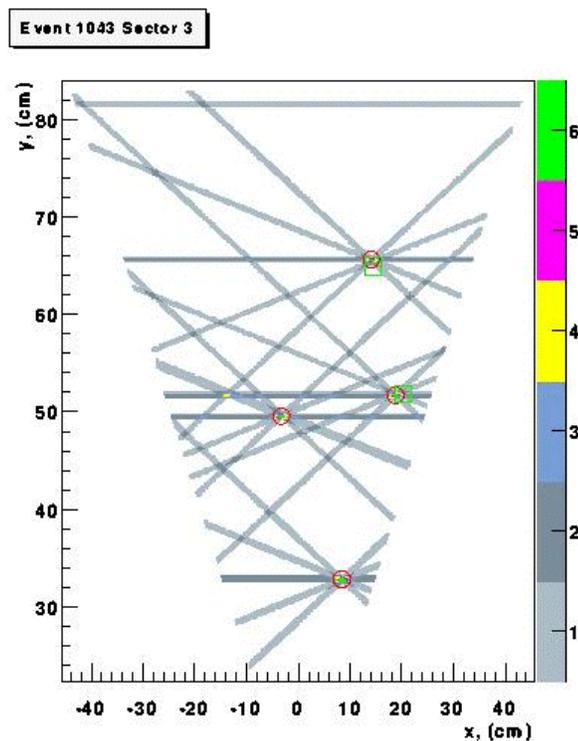


FIGURA 3.13 – Esempio di evento in una camera MDC. Le linee rappresentano i fili anodici che ricevono segnale, mentre i cerchi rossi sono gli hit che vengono riconosciuti.

3.5 Il rivelatore di sciame (*SHOWER*)

Per gli angoli in avanti l'informazione fornita dal RICH non è più sufficiente al fine di discriminare elettroni da adroni; infatti a queste angolazioni, per la sua particolare forma geometrica, il percorso compiuto dalle

particelle nel radiatore risulta essere minore rispetto a quelle che vanno ad angoli più grandi. Ne segue che al di sotto di 45° l'efficienza di rivelazione del RICH subisce una diminuzione.

Inoltre nelle collisioni a 2A GeV il numero di pioni prodotti con energia superiore a quella di soglia per l'effetto Cherenkov, circa 2.5 GeV, comincia a diventare consistente ed occorre un metodo per riuscire a distinguerli dagli elettroni.

Al fine di risolvere questo problema si è pensato di sfruttare la caratteristica degli elettroni di produrre sciami elettromagnetici passando attraverso strati di piombo.

Il rivelatore SHOWER consiste in sei unità identiche disposte nei sei settori dello spettrometro, come mostrato in figura 3.14 [Sal98].

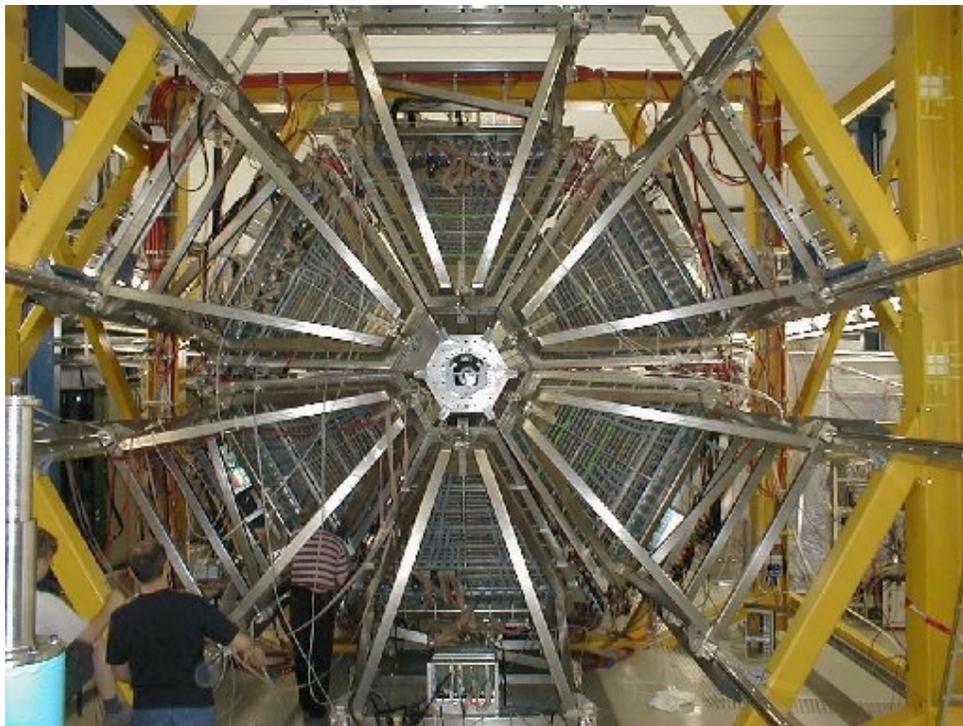


FIGURA 3.14 – Il rivelatore SHOWER. E' possibile distinguere i sei settori in cui è diviso lungo l'angolo azimutale.

Ogni unità è composta da tre camere a fili (i convertitori *Pre*, *Post1* e *Post2*) e tra le camere sono presenti due convertitori al piombo. Ogni camera è costituita da un piano di fili e da due catodi piatti; la struttura è per molti aspetti analoga a quella delle camere a deriva, con celle rettangolari formate dai fili anodici e di campo nonché da due piani catodici laminari, dei quali uno segmentato in modo da dare una informazione in posizione. Le camere operano in un regime di self-quenching streamer (SQS), in cui cioè la carica prodotta da una particella è pressoché indipendente dalla perdita di energia della particella stessa. La figura 3.15 mostra uno schema del rivelatore e del suo funzionamento.

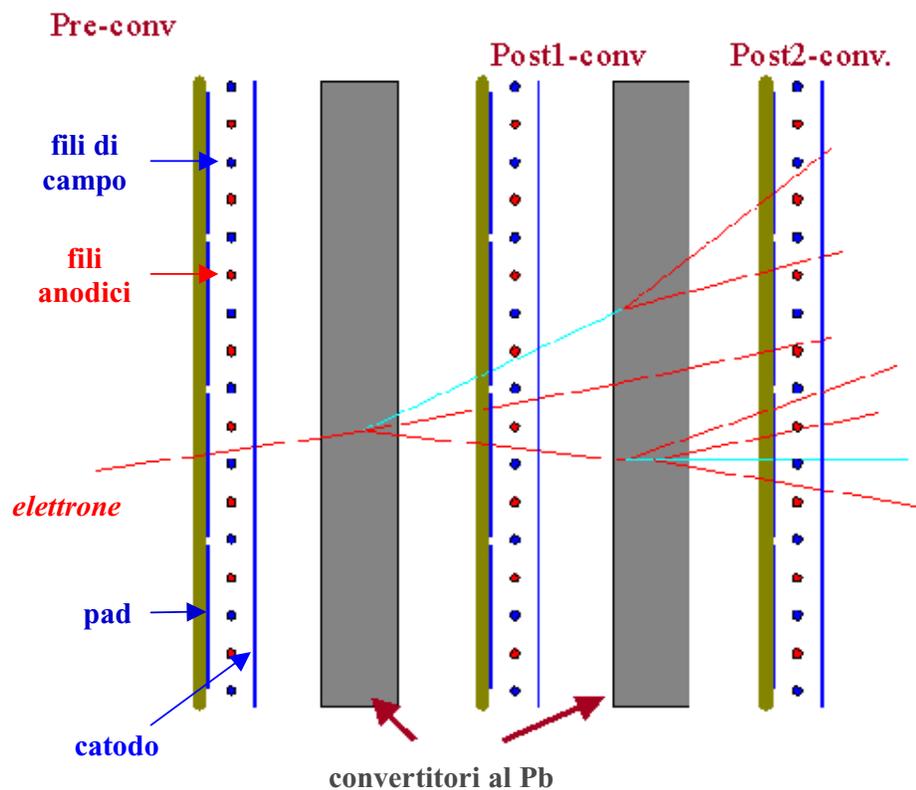


FIGURA 3.15 – Schema del rivelatore SHOWER con un esempio di sciame elettromagnetico.

L'identificazione degli elettroni avviene mediante il riconoscimento di sciame elettromagnetici nei convertitori *Post1* e *Post2*. Un elettrone altamente energetico entra nel convertitore *Pre* e induce un segnale nei fili; attraversando il primo strato di piombo perde energia per bremsstrahlung, emettendo raggi gamma; tali gamma se sufficientemente energetici andranno a creare coppie di e^+ e e^- che verranno rivelate nel *Post1*, e che produrranno altri gamma nel secondo strato di piombo e quindi altre coppie che verranno rivelate nel *Post2*.

Confrontando le cariche elettriche raccolte prima e dopo i convertitori al piombo è possibile identificare gli sciame elettromagnetici, e distinguere il passaggio di un adrone da quello di un leptone.

Gli sciame rivelati nelle collisioni di ioni pesanti alle energie di 1-2 AGeV sono generati non solo da elettroni ma anche da protoni di bassa energia; essi infatti posseggono una perdita d'energia dE/dx elevata, ed attraversando le camere a fili producono segnali in carica molto grandi, paragonabili a quelli di uno sciame (per tali densità di carica il regime SQS non va più bene). Per ovviare a questo problema l'identificazione di elettroni avviene mediante la correlazione col rivelatore RICH, e con un taglio in tempo di volo nel TOFINO per eliminare i protoni poco energetici.

3.6 Misure di tempo di volo

3.6.1 Il rivelatore TOF

Le caratteristiche principali del rivelatore a tempo di volo TOF (time of flight) sono [Ago02]:

- Rapida determinazione per ogni evento della molteplicità di particelle cariche prodotte nella reazione, per fornire un segnale al trigger di primo livello in modo da selezionare collisioni centrali.
- Rapida identificazione della posizione di ogni particella che colpisce il rivelatore, da utilizzare nel trigger di secondo livello per una ulteriore decisione sull'acquisizione dell'evento.
- Rapida misura del tempo di volo di ogni particella, da essere inviata anch'essa al trigger di secondo livello, per permettere una separazione di elettroni e positroni da particelle più massive, quali pioni e protoni [Ago98].
- Misura dell'energia depositata dalle particelle, utile per l'identificazione di particelle (vedi par. 5.4).

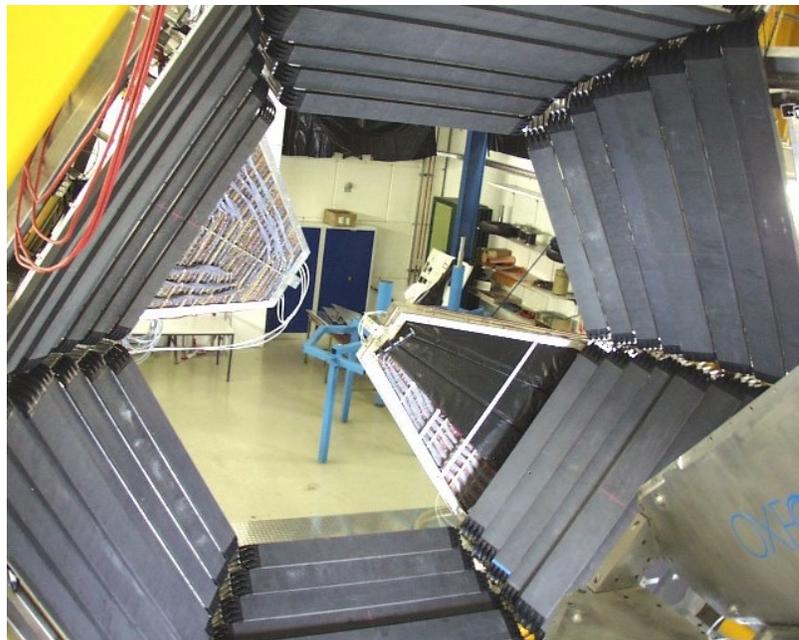


FIGURA 3.16 – Il rivelatore a tempo di volo TOF dopo l'installazione sul suo supporto meccanico (si vedono al centro due settori dello SHOWER, in basso a destra il magnete).

Il rivelatore (figura 3.16) è composto da sei settori, ognuno dei quali copre la regione angolare tra i 45° e gli 88° . Ogni settore è diviso in otto moduli, ed ogni modulo è composto da otto barre di scintillatore, per un totale di 384 barre.

La tabella 3.1 mostra i dati relativi alla disposizione geometrica del rivelatore.

| Modulo | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|--------------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| Numero di barra | 1÷8 | 9÷16 | 17÷24 | 25÷32 | 33÷40 | 41÷48 | 49÷56 | 57÷64 |
| Sezione [mm] | 30x30 | 30x30 | 30x30 | 30x30 | 20x20 | 20x20 | 20x20 | 20x20 |
| Lunghezza [mm] | 2365 | 2265 | 2135 | 1970 | 1940 | 1795 | 1625 | 1475 |
| Distanza dal target [mm] | 2235 | 2200 | 2165 | 2130 | 2165 | 2135 | 2105 | 2075 |
| $\theta_{punto\ medio}$ | 84.7° | 78.4° | 72.0° | 65.2° | 60.0° | 55.2° | 50.8° | 46.3° |
| θ_{inizio} | 81.6° | 75.2° | 68.7° | 61.7° | 57.4° | 53.0° | 48.5° | 44.0° |
| θ_{fine} | 87.8° | 81.6° | 75.2° | 68.7° | 61.7° | 57.4° | 53.0° | 48.5° |

TABELLA 3-1 – Caratteristiche tecniche del rivelatore TOF.

I quattro moduli più interni di ogni settore possiedono una sezione quadrata di $20 \times 20 \text{ mm}^2$, mentre quelli più esterni di $30 \times 30 \text{ mm}^2$; ciò permette di avere una maggiore granularità per gli angoli in avanti, nei quali la molteplicità di particelle cariche prodotte è superiore, e quindi una minore sezione riduce la probabilità che due particelle emesse nella stessa collisione colpiscano la stessa barra fornendo una informazione fisica errata.

Una particella che attraversa la barra di scintillatore perde energia eccitando le molecole del materiale; la diseccitazione di tali molecole produce un segnale di luce che si propaga nella barra fino alle due estremità e viene convertito in segnale elettrico dai fotomoltiplicatori. Il segnale così prodotto viene sdoppiato e inviato ai convertitori analogico-digitali (ADC e TDC) per essere convertito in valori numerici; combinando queste informazioni si possono ottenere dai valori dei TDC il tempo di volo della particella e la

posizione dell'hit, mentre dagli ADC l'energia depositata nonché una informazione ridondante della posizione.

Il paragrafo 4.1 mostra in dettaglio come dall'informazione in canali dei convertitori si risale ai valori fisici, nonché l'intera procedura di calibrazione.

La figura 3.17 mostra lo schema di assemblaggio del rivelatore. Il materiale utilizzato nelle barre è lo scintillatore plastico BC408 della Bicron, scelto per la buona lunghezza di attenuazione (3,8 m in bulk), l'efficienza di scintillazione (circa 10^4 fotoni/MeV) e la velocità (2.1 ns di tempo di decadimento).

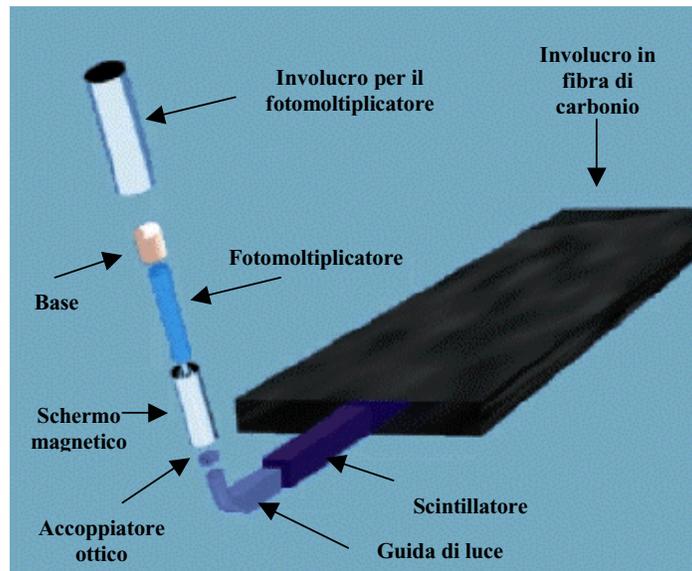


FIGURA 3.17 – Schema di assemblaggio del TOF.

Ogni barra è rivestita da uno strato di poliestere alluminizzato, per riflettere all'interno la luce prodotta onde evitare che si disperda, e da nastro nero per l'isolamento ottico; infine ogni blocco di otto barre è rivestito da un sottile strato di fibra di carbonio, che ne costituisce il supporto meccanico.

Le due estremità della barra sono incollate a delle guide di luce, piegate di 67° rispetto alla barra stessa. Ogni guida infine è accoppiata ad un

fotomoltiplicatore (PMT) mediante un sottile disco di silicone, di elevata trasmissione ottica.

Considerando che i fotomoltiplicatori sono abbastanza vicini al magnete superconduttore occorre uno schermo magnetico per evitare delle alterazioni del segnale. Un opportuno rivestimento, composto da una lega di Co + Fe + Cr + Si + B, permette di lavorare con valori di campo magnetico trasversale fino a 72 G senza che la risoluzione temporale venga compromessa, valore al di sopra di quello massimo previsto di 65 G.

Cinque settori su sei sono equipaggiati con fotomoltiplicatori EMI 9133B, le cui basi tramite un divisore forniscono due segnali, uno proveniente dall'ultimo dinodo per la misura di ampiezza, l'altro dall'anodo per la misura temporale. I fotomoltiplicatori del restante settore sono del tipo FEU115M con una sola uscita per il segnale temporale, ma saranno in breve sostituiti con dei nuovi del tipo 9133B, per poter ottenere il segnale ampiezza anche da queste barre. Inoltre una misura della molteplicità dai segnali temporali viene inviata al trigger di primo livello per la determinazione della centralità della collisione.

Il tempo di volo t di una particella di impulso p e massa m è dato da:

$$t = \frac{L}{c\beta} = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{mc}{p}\right)^2} \quad (3-3)$$

dove L è la lunghezza della traiettoria percorsa e c è la velocità della luce. Considerando due particelle di massa diversa che hanno lo stesso valore di impulso, per poterle distinguere ci si può basare sulla differenza tra i loro tempi di volo δt ; se σ è la risoluzione temporale della misura temporale, le particelle vengono identificate con un livello di confidenza del 95% quando $\delta t \geq 4 \sigma$.

Studiando le simulazioni di reazioni Au + Au ad 1A GeV sono state calcolate le distribuzioni di δt per i casi di pioni/elettroni e di protoni/elettroni, e valutato il numero di adroni presenti in una regione di tempo di volo di $\delta t \leq 2 \sigma$. Valutando la risoluzione per il rivelatore TOF intorno 150–200 ps, il numero di *falsi* (cioè adroni identificati erroneamente come elettroni) calcolati si riduce ad 1-2 per ogni evento.

La risoluzione temporale delle barre, calcolata durante il run del novembre 2001, come illustrato nel capitolo 4, risulta essere mediamente al di sotto dei 150 ps, con una risoluzione spaziale intorno ai 2 cm, e ciò permette di ottenere una migliore discriminazione delle particelle rispetto a quanto calcolato.

Durante il medesimo run per la prima volta è stato possibile ottenere segnali di ampiezza dagli ADC; uno studio di questi ha permesso di ottenere un miglioramento nella identificazione di particelle cariche, come descritto nel capitolo 5.

3.6.2 Il rivelatore TOFINO

Per le misure di tempo di volo la regione angolare al di sotto dei 45° è coperta da un rivelatore provvisorio, chiamato TOFINO.

Esso è diviso in 6 settori ed ogni settore è costituito da 4 barre di scintillatore, disposte in direzione longitudinale, come mostrato in figura 3.18.

Il principio di funzionamento è lo stesso del rivelatore TOF: una particella che colpisce la barra perde energia, e tale energia viene convertita in segnale luminoso; il segnale raggiunge una estremità della barra e viene convertito in segnale elettrico da un fotomoltiplicatore accoppiato all'estremità.

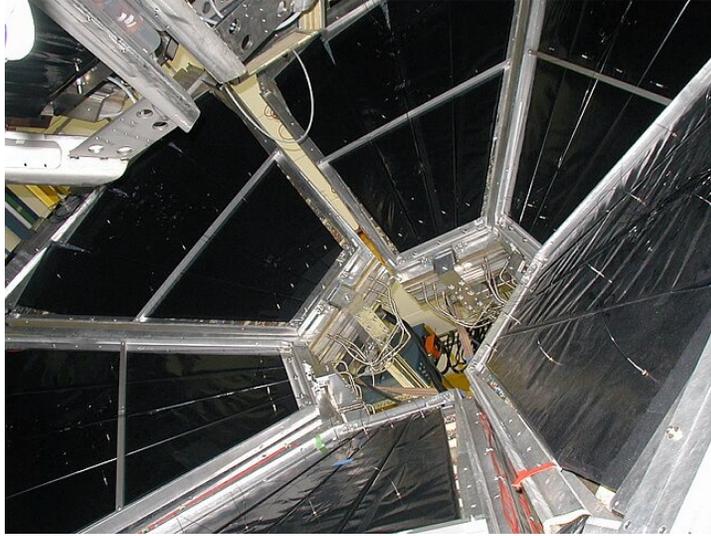


FIGURA 3.18 – Il rivelatore TOFINO.

A differenza del TOF, ogni barra del TOFINO ha solo una estremità accoppiata con un fotomoltiplicatore, per cui non è possibile avere una informazione in posizione. Inoltre il rivelatore non possiede una elevata granularità, per cui non è utilizzabile in reazioni di ioni più pesanti in cui la molteplicità di particelle cariche prodotte è maggiore, e aumenta la probabilità di avere doppi hit nella stessa barra.

Lo scopo principale del TOFINO è quello di riuscire a distinguere, mediante la misura di tempo di volo, gli sciami prodotti nel rivelatore SHOWER, separando quelli “*elettromagnetici*” prodotti effettivamente da elettroni/positroni da quelli “*lenti*”, prodotti dai protoni di bassa energia, che possedendo un elevato dE/dx inducono segnali in carica molto grandi che possono essere scambiati per sciami elettromagnetici (come già detto in precedenza).

La risoluzione temporale misurata durante il run del novembre 2001 è di 380 ps per i run con basso campo magnetico, 563 ps per i run con elevato

campo [Gub02]. Tali valori sono ben superiori ai 150 ps del rivelatore TOF, ma al fine della separazione degli elettroni dai protoni lenti non è richiesta una elevata risoluzione temporale.

Al momento è sotto studio la realizzazione di un nuovo rivelatore che copra queste regioni angolari, anche per far fronte alla elevata molteplicità di particelle prodotte nelle reazioni più pesanti.

3.7 II TRIGGER

Lo scopo di HADES è quello di misurare dileptoni provenienti dai decadimenti dei mesoni vettori. Questi processi hanno un “*branching ratio*” molto basso, tra 10^{-5} e 10^{-6} , per cui occorrono intensità di fascio elevate per poter ottenere una buona statistica di eventi in tempi ragionevoli.

L’acceleratore SIS del GSI può fornire fasci fino a 10^8 particelle/secondo, e lo spessore del target riduce il numero di reazioni ad un tasso di conteggio di circa 10^6 eventi al secondo; una selezione della centralità della collisione mediante una misura della molteplicità di particelle tramite il TOF può ridurre il rate di un ordine di grandezza, tuttavia rimane una enorme mole di dati da registrare su supporto magnetico i quali in minima parte sono utili per l’esperimento.

Da questo nasce l’esigenza di effettuare una decisione elettronica veloce sull’acquisizione, in maniera da limitare l’enorme flusso di dati selezionando solo eventi che contengano dileptoni.

Il sistema di TRIGGER sviluppato si articola su tre livelli, dei quali il primo è funzionante ed utilizzato, il secondo è stato sottoposto a test durante il turno del novembre 2001 ed è prossimo a diventare operativo, il terzo è ancora in via di progetto [Tra01].

La figura 3.19 ne mostra uno schema riassuntivo.

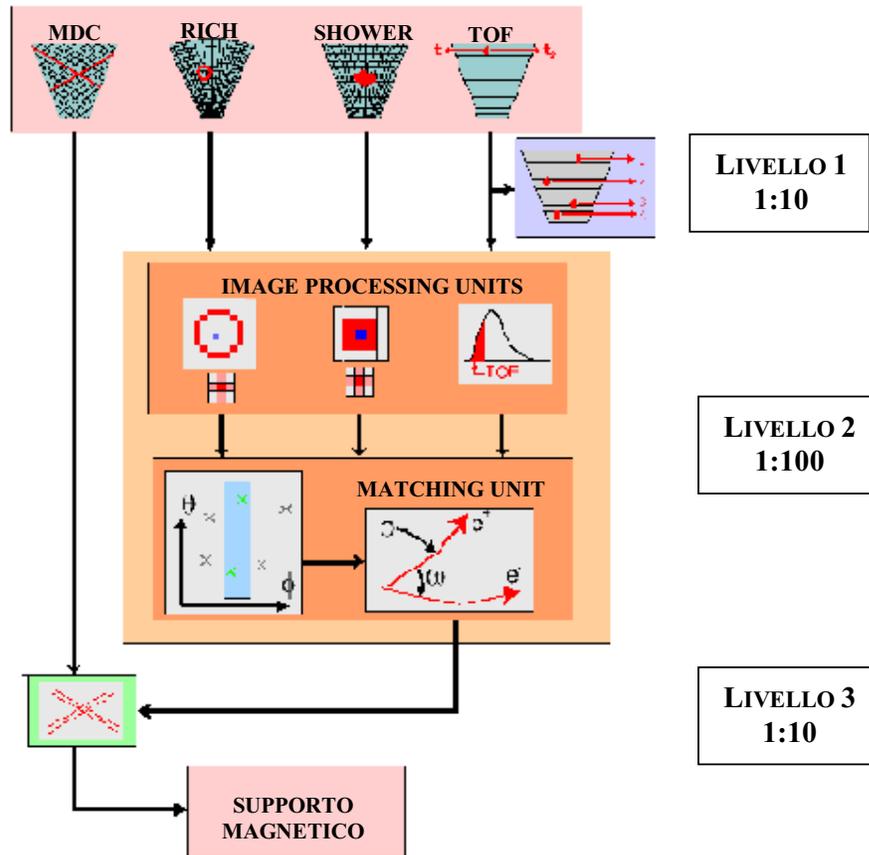


FIGURA 3.19 – Schema generale del sistema di trigger di HADES. Il 1° livello seleziona la molteplicità e quindi la centralità della collisione; il 2° livello seleziona eventi che contengano coppie di elettroni tramite le IPU, e seleziona una finestra di massa invariante tramite la MU; il 3° livello (non ancora implementato) usa le MDC per verificare la decisione del 2° livello. Dopodiché i dati possono essere registrati su nastro.

3.7.1 Primo livello (trigger di molteplicità)

Col diminuire del parametro di impatto il numero di nucleoni che partecipano alla reazione aumenta, e così aumenta anche il numero di particelle emesse a grandi angoli.

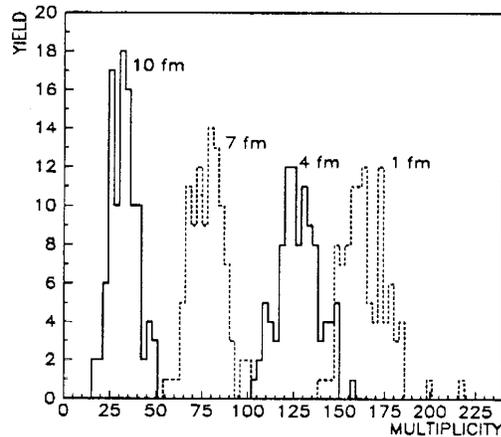


FIGURA 3.20 – Distribuzione della molteplicità di particelle cariche prodotte al variare del parametro di impatto. I dati provengono dalla simulazione della reazione Au + Au ad 1 AGeV [Gar93].

Tale fenomeno viene mostrato in figura 3.20, nella quale sono mostrate le distribuzioni della molteplicità di particelle prodotte al variare del parametro di impatto, calcolate mediante simulazioni per collisioni di Au + Au ad 1 A GeV.

Selezionando la molteplicità minima di particelle cariche nel TOF, unitamente all'anticorrelazione tra i rivelatori di START e di VETO, si possono selezionare collisioni centrali, e quindi una maggiore densità nucleare raggiunta nella reazione. Tutto ciò costituisce il trigger di primo livello.

E' stato calcolato mediante simulazioni che selezionando un parametro di impatto $b < 4$ fm, sempre in collisioni Au + Au ad 1 AGeV, si diminuisce il rate di acquisizione di un fattore 10.

3.7.2 Secondo livello (trigger di dileptoni)

Il secondo livello è strutturato in due fasi.

Nella prima tutti i segnali dei sottomoduli (ad esclusione delle MDC) vengono inviati alle IPU (Image Processing Unit), processori che hanno il compito di identificare online la presenza di elettroni; viene cercato un anello nel RICH in correlazione con uno sciame nello SHOWER o con un hit nel TOF in una stretta finestra di tempo. I candidati elettroni che soddisfano i requisiti vengono inviati alla Matching Unit (MU).

Nella seconda fase la Matching Unit combina le informazioni fisiche ottenute dalle IPU e determina, dall'angolo polare e dalla deviazione angolare subita attraversando il campo magnetico, il momento e la carica elettrica. Combinando le coppie di e^+ e e^- calcola l'angolo di apertura e la massa invariante, in maniera da selezionare eventi in una finestra ben determinata.

Il secondo livello di trigger può ridurre la mole di eventi di un fattore 100.

3.7.3 Terzo livello (tracking con le MDC)

Il terzo livello è una futura estensione del trigger di HADES, e finora esiste solo concettualmente essendo ancora in fase di progettazione.

Lo scopo è quello di effettuare il tracking nelle MDC per controllare se il secondo livello ha effettivamente identificato una coppia di dileptoni.

Tutto ciò permette di ridurre il rate di acquisizione di un ulteriore fattore 10.

In totale l'intero sistema di trigger permette di ridurre il flusso di dati acquisiti di un fattore di circa 10^4 ; considerando l'intensità massima del fascio e di conseguenza il numero di reazioni che avvengono nel target, il numero di eventi al secondo si riduce ad un valore di 10^2 , numero abbastanza ragionevole per essere mandato all'archiviazione su supporto magnetico (il tasso di registrazione limite è dell'ordine di 2÷20 kHz).

Inoltre in questa maniera si riduce la mole di dati da analizzare, eliminando eventi che provengono da reazioni non utili.

3.8 Run del novembre 2001

3.8.1 Informazioni generali

Durante il beamtime del novembre del 2001 sono stati acquisiti un totale di circa 200 milioni di eventi, tra run di test, calibrazione ed operativi.

Il fascio era costituito da ioni ^{12}C , accelerati dal sincrotrone SIS del GSI ad energie di 1A GeV e 2A GeV, con intensità di circa 10^6 ioni per spill (il pacchetto di ioni del fascio) ed una durata di 9.5 secondi.

Il bersaglio era costituito a sua volta da un blocchetto cilindrico di ^{12}C (densità 2.15 g/cm^3), con 8 mm di diametro e lungo 5 mm.

Durante il turno è stato testato il funzionamento del trigger di 2° livello, ma quello effettivamente utilizzato per l'acquisizione è stato quello di 1° livello. Allo scopo di selezionare eventi provenienti da reazioni centrali sono stati acquisiti eventi tali che la molteplicità degli hit nel TOF più il TOFINO fosse maggiore o uguale a 4, per una media di 26000 trigger di reazione per ogni spill.

Sono stati acquisiti dati relativi a tre diverse configurazioni:

- C + C @ 1A GeV senza campo magnetico; l'assenza di campo fa sì che le particelle emesse dal target possiedano traiettorie rettilinee, e ciò risulta utile per le procedure di calibrazione ed allineamento dei vari sottorivelatori (vedi capitolo 4);
- C + C @ 1A GeV con bassa intensità di campo magnetico ($i^* = 400 \text{ A}$);
- C + C @ 2A GeV con campo magnetico regolare ($i = 2500 \text{ A}$).

3.8.2 Stato dello spettrometro

La figura 3.21 schematizza lo stato di funzionamento dello spettrometro HADES durante il beamtime del novembre 2001. In particolare:

* Dove i sta per l'intensità di corrente che passa nelle spire del magnete toroidale.

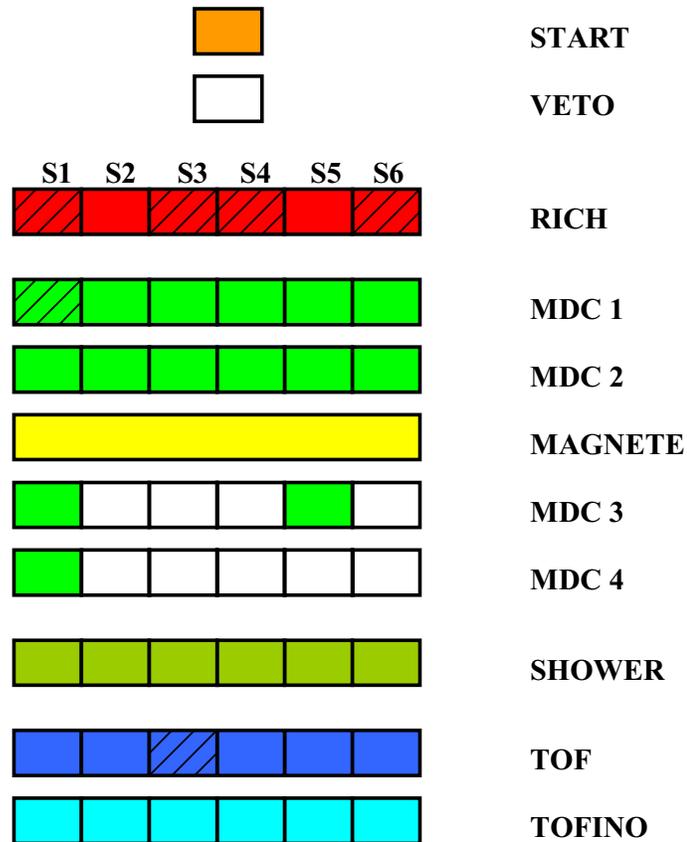


FIGURA 3.21 – Schema dello status dello spettrometro HADES durante il beamtime del novembre 2001. I box colorati indicano la situazione dei vari sottorivelatori: bianchi → mancanti o non funzionanti, colorati → funzionanti, tratteggiati → con qualche anomalia.

- **START** e **VETO**: rivelatore START funzionante anche se con problemi di rumore elettronico; per problemi elettronici non è stato possibile utilizzare il rivelatore di VETO, che in ogni caso è rimasto collocato in posizione durante il turno;
- **RICH**: tutti e 6 i settori montati ed operativi; solo i settori 2 e 5 erano provvisti di specchio al carbonio, mentre gli altri montavano specchi di vetro;

- **MDC:** primi due piani montati ed operativi (nella primo piano un layer del 1° settore era spento per problemi elettronici); presenti e funzionanti 2 camere nel 3° piano (settori 1 e 5) ed una camera nel 4° piano (1° settore);
- **MAGNETE:** operativo; il campo magnetico è stato settato in maniera tale che particelle negative venissero deviate verso angolazioni maggiori, mentre quelle positive verso valori di angolo polare minori;
- **SHOWER:** montato ed operativo;
- **TOF:** montato ed operativo; i fotomoltiplicatori del 3° settore non presentano l'uscita per il segnale in ampiezza (saranno sostituiti in breve da un altro modello);
- **TOFINO:** montato ed operativo.

4 CALIBRAZIONE DEL TOF

4.1 Parametri di calibrazione

L'informazione proveniente direttamente dai convertitori analogico-digitali costituisce il livello *raw* (grezzo) dei dati, è espressa in bit (cioè i canali degli ADC) e va opportunamente convertita; l'insieme dei valori di tempo di volo, di posizione e di energia depositata, espressi nelle appropriate unità di misura, formano quello che viene denominato il livello *hit* dei dati e costituiscono l'informazione fisica che noi abbiamo sulla particella che ha attraversato il nostro rivelatore.

La conversione dal livello *raw* a *hit* avviene mediante un insieme di parametri, diversi barra per barra, che verranno calcolati come descritto nei paragrafi seguenti.

4.1.1 Parametri dei TDC

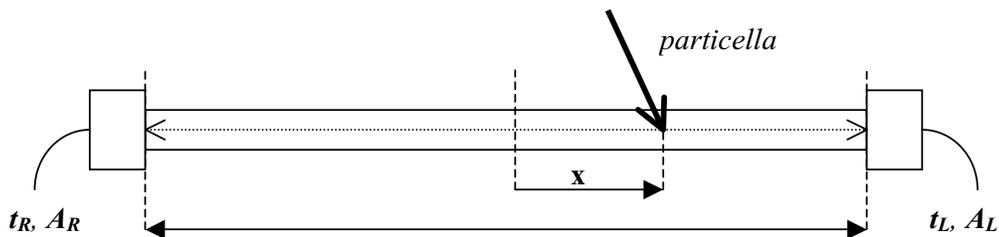


FIGURA 4.1 – Schema di una barra di scintillatore e del suo sistema di riferimento.

La figura 4.1 mostra lo schema di una barra del TOF e di una particella che la colpisce a distanza x dal centro; essa produrrà un segnale di luce di ampiezza proporzionale all'energia rilasciata, e tale segnale raggiungerà le

estremità della barra dopo un tempo t_L per quella sinistra, t_R per quella destra, i cui valori sono dati da:

$$t_R(x) = tof + \frac{1}{V_{gr}} \left(\frac{L}{2} + x \right) + D_R \quad (4-1)$$

$$t_L(x) = tof + \frac{1}{V_{gr}} \left(\frac{L}{2} - x \right) + D_L \quad (4-2)$$

dove tof è il tempo di volo della particella, L e V_{gr} sono rispettivamente la lunghezza della barra e la velocità del segnale luminoso nella barra, $D_{L,R}$ sono gli offset dovuti ai discriminatori, alle catene elettroniche e ai cavi di sinistra e di destra.

Dalle equazioni precedenti è possibile quindi calcolare i valori di tof e x :

$$tof = \frac{1}{2}(t_R + t_L) + t_{offset} \quad (4-3)$$

$$x = \frac{1}{2}(t_R - t_L) \cdot V_{gr} + x_{offset} \quad (4-4)$$

dove t_{offset} e x_{offset} sono i valori di offset temporali e spaziali, dati da:

$$t_{offset} = -\frac{1}{2} \left(\frac{L}{V_{gr}} + D_R + D_L \right) \quad (4-5)$$

$$x_{offset} = -\frac{V_{gr}}{2} (D_R - D_L) \quad (4-6)$$

I valori *raw* forniti dai TDC sono espressi in canali, per trasformarli in nanosecondi occorre introdurre altri due parametri $k_{L,R}$ corrispondenti al rapporto nanosecondi/canale dei TDC, più i relativi offset $O_{L,R}$:

$$t_L = k_L t_L^c + O_L \quad (4-7)$$

$$t_R = k_R t_R^c + O_R \quad (4-8)$$

Sostituendo le equazioni 4-7 e 4-8 nelle 4-3 e 4-4 otteniamo infine:

$$tof = \frac{1}{2}(k_R t_R^c + k_L t_L^c) + t_{offset} \quad (4-9)$$

$$x = \frac{1}{2}(k_R t_R^c - k_L t_L^c) \cdot V_{gr} + x_{offset} \quad (4-10)$$

I parametri da calcolare saranno quindi:

- $k_{R,L}$ [ns/canale] – fattori di conversione canale/tempo;
- V_{gr} [mm/ns] – velocità di gruppo della barra;
- t_{offset} [ns] – offset temporale;
- x_{offset} [mm] – offset spaziale.

4.1.2 Parametri degli ADC

La particella che colpisce la barra a distanza x dal centro produce un segnale in luce A_0 proporzionale all'energia rilasciata. Propagandosi lungo la barra tale segnale viene attenuato secondo una legge esponenziale, data dalle equazioni:

$$A_R(x) = A_0 e^{-\frac{l/2+x}{L_{at}}} \quad (4-11)$$

$$A_L(x) = A_0 e^{-\frac{l/2-x}{L_{at}}} \quad (4-12)$$

dove $A_{R,L}$ sono le ampiezze dei segnali che raggiungono i fotomoltiplicatori di destra e di sinistra, mentre L_{at} è la lunghezza di attenuazione della barra.

Tenendo conto della fotoconversione e della catena elettronica associata, le ampiezze possono essere espresse in funzione dei segnali digitalizzati $A_{R,L}^c$:

$$A_R = \alpha_R A_R^c + P_R \approx \alpha_R A_R^c \quad (4-13)$$

$$A_L = \alpha_L A_L^c + P_L \approx \alpha_L A_L^c \quad (4-14)$$

supponendo che gli offset $P_{R,L}$ siano trascurabili, approssimazione più che ragionevole nelle condizioni in cui il rivelatore opera usualmente.

Dopo pochi passaggi matematici la posizione x_{ADC} sarà data da:

$$x_{ADC} = \frac{L_{at}}{2} \ln \frac{\alpha_L A_L^c}{\alpha_R A_R^c} = \frac{L_{at}}{2} \left(\ln \frac{A_L^c}{A_R^c} + g \right) \quad (4-15)$$

dove $g = \ln \frac{\alpha_L}{\alpha_R} = \ln \frac{A_L^c(0)}{A_R^c(0)}$ è la denominata *gain asymmetry* (asimmetria di

guadagno), cioè il logaritmo rapporto fra i guadagni dei fotomoltiplicatori.

La quantità di luce prodotta A_0 , proporzionale all'energia depositata, sarà invece data da:

$$A_0 = \frac{\sqrt{A_R^c A_L^c}}{\alpha_R \alpha_L e^{-\frac{L}{L_{at}}}} = k_E \sqrt{A_R^c A_L^c} \quad (4-16)$$

dove $k_E = \left(\alpha_R \alpha_L e^{-\frac{L}{L_{at}}} \right)^{-1}$ è il parametro di conversione da canali a MeV.

Riassumendo, i parametri da calcolare saranno:

- L_{at} [mm] – lunghezza di attenuazione della barra;
- g – asimmetria di guadagno;
- k_E [MeV/canale] – fattore di conversione canale/energia degli ADC.

4.2 Calibrazione con il LASER

E' stato costruito un sistema di calibrazione, basato su un laser ad azoto accoppiato alle barre tramite delle fibre ottiche: ogni barra ha 3 punti di entrata per le fibre, uno al centro e gli altri due distanti 200 mm dalle estremità, e ciò permette di eccitare lo scintillatore con degli impulsi di luce in punti ben definiti.

Tramite il LASER è possibile calcolare i parametri di calibrazione, ad esclusione dell'offset temporale per il quale occorre necessariamente utilizzare il fascio.

Per motivi tecnici non è stato possibile effettuare la procedura di calibrazione laser all'inizio del turno di fascio del novembre 2001. Le procedure di seguito descritte riguardano il calcolo dei fattori di conversione temporale e delle velocità di gruppo effettuato per il turno precedente di maggio, in quanto tali parametri sono delle proprietà intrinseche rispettivamente dei TDC e delle barre per cui non cambiano sensibilmente a distanza di tempo. Misurando le velocità di gruppo con i dati del fascio (paragrafo 4.4.3), i valori ottenuti sono concordi con quelli calcolati mediante la calibrazione laser.

Per la misura degli offset temporali occorrono necessariamente i dati della reazione, essendo il tempo di volo legato anche alla misura tramite il rivelatore di START; invece per tutti gli altri parametri risulta sufficiente la calibrazione tramite il laser. In mancanza di questa si sono utilizzate procedure che sfruttano i dati del fascio (on-beam), sia per gli offset in posizione sia per gli ADC, che per la prima volta sono stati operativi durante l'ultimo turno. Per quello che riguarda le lunghezze di attenuazione si sono utilizzati valori calcolati mediante un run di raggi cosmici in laboratorio [Ago98], cioè un valore medio di 2030 mm per le barre spesse, 1730 mm per le barre sottili.

4.2.1 Determinazione di k_R e di k_L

I fattori di conversione temporale vengono calcolati mediante due differenti run di laser. Viene illuminato solo il punto centrale della barra, lo start alla misura di tempo viene dato dal laser e durante la seconda misura esso viene ritardato di un tempo noto ΔT (per l'esattezza di 16 ns).

Siano $t_{R,L}^c$ e $\tilde{t}_{R,L}^c$ i valori di tempo, espressi in canali, rispettivamente per il run con lo start non ritardato e per quello ritardato. I valori di conversione saranno dati da:

$$k_R = \frac{\Delta T}{t_R^c - \tilde{t}_R^c} \quad (4-17)$$

$$k_L = \frac{\Delta T}{t_L^c - \tilde{t}_L^c} \quad (4-18)$$

4.2.2 Determinazione delle velocità di gruppo

Per il calcolo delle velocità di gruppo vengono illuminati due punti diversi della barra in due run distinti; sia x^1 la distanza tra il 1° punto illuminato e l'estremità di destra, e sia x^2 la distanza tra il 2° punto e la stessa estremità. Riprendendo le equazioni 4.1 e 4.2 avremo che i tempi misurati dai TDC saranno:

$$t_L^{1,2} = \frac{x^{1,2}}{V_{gr}} + K_{LASER}^{1,2} + D_L \quad (4-19)$$

$$t_R^{1,2} = \frac{L - x^{1,2}}{V_{gr}} + K_{LASER}^{1,2} + D_R \quad (4-20)$$

dove i $D_{L,R}$ sono gli offset dei TDC, mentre i K_{LASER} sono gli offset legati alla differente lunghezza delle fibre del laser. Sottraendo l'equazione 4.20 dalla 4.19, punto per punto, per far scomparire gli offset del laser, otteniamo:

$$t_L^1 - t_R^1 = \frac{2x^1 - L}{V_{gr}} + D_L - D_R \quad (4-21)$$

$$t_L^2 - t_R^2 = \frac{2x^2 - L}{V_{gr}} + D_L - D_R \quad (4-22)$$

Facendo i dovuti passaggi matematici si ottiene infine il valore di velocità di gruppo:

$$V_{gr} = 2 \frac{x^1 - x^2}{t_L^1 - t_R^1 - t_L^2 + t_R^2} \quad (4-23)$$

Da i dati sperimentali ho ottenuto un valore medio di velocità di gruppo di 164 mm/ns per le barre spesse, e 162 mm/ns per quelle sottili.

4.3 Calibrazione on-beam

La calibrazione degli offset durante il turno di fascio risulta essere molto importante, in quanto il trigger di secondo livello ha bisogno dell'informazione spaziale e temporale del TOF per poter selezionare eventi. Non potendo utilizzare il laser durante il turno di novembre, una calibrazione preliminare è stata realizzata nei primi giorni di fascio, utilizzando solamente i dati del TOF provenienti da run senza campo magnetico.

4.3.1 Segnali dai TDC

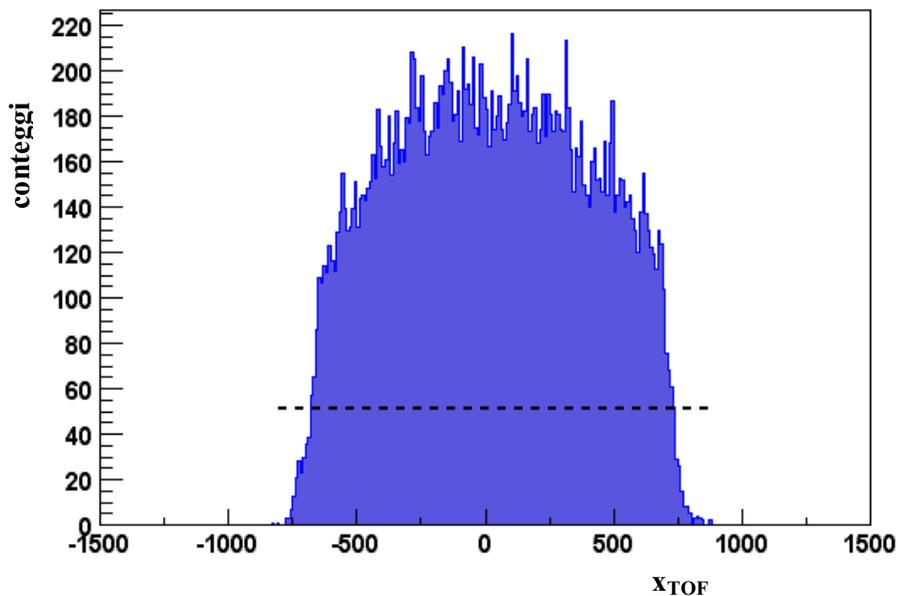


FIGURA 4.2 – Distribuzione spaziale dei conteggi in una barra campione.

La figura 4.2 mostra la distribuzione spaziale degli hit in una barra del TOF; essa ha la forma di una campana simmetrica, che rispecchia la distribuzione uniforme degli hit lungo l'angolo azimutale, con una brusca caduta agli estremi della barra.

Per centrare la distribuzione attorno allo zero si osservano i fronti di salita/discesa corrispondenti alle estremità sinistra/destra della barra: si vede la posizione in cui la distribuzione assume valori pari ad un quarto del massimo, la media di questi due valori è una misura approssimativa del centro della campana, e ci dice di quanto aggiustare l'offset posizionale.

Per quello che riguarda la calibrazione temporale la figura 4.3 mostra lo spettro del tempo di volo di una singola barra, rinormalizzato ad un percorso di volo di 2100 mm per far fronte alla diversa lunghezza dei percorsi delle particelle a seconda del punto in cui colpiscono il rivelatore; la distribuzione presenta un picco evidente per bassi valori di tempo di volo e una gobba per tempi maggiori.

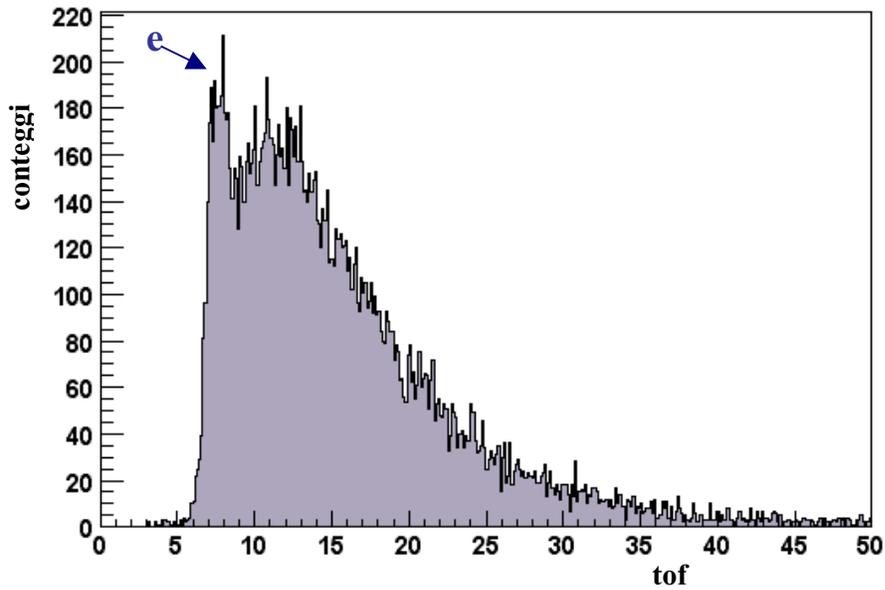


FIGURA 4.3 – Distribuzione del tempo di volo in una barra campione.

Attribuendo il picco ad elettroni di alta energia, esso dovrebbe trovarsi a 7 ns (supponendo quindi che queste particelle viaggino a velocità molto prossime a quelle della luce); la differenza con questo valore ci dà il valore di offset temporale da mettere tra i parametri.

Una calibrazione migliore viene fatta successivamente selezionando solo elettroni mediante la correlazione col RICH (vedi paragrafo 4.5).

4.3.2 Segnali dagli ADC

Lo stesso procedimento spiegato per i TDC viene utilizzato per calcolare gli offset per la posizione misurata dagli ADC. Tale posizione possiede una risoluzione di gran lunga peggiore di quella fornita dai TDC, ma è fondamentale per valutare lo stato delle barre e per aggiustare i guadagni dei fotomoltiplicatori.

Ricordiamo che tale posizione è data dalla formula 4.15:

$$x_{ADC} = \frac{L_{at}}{2} \left(\ln \frac{A_L^c}{A_R^c} + g \right)$$

Calcolando l'offset spaziale è possibile valutare la gain asymmetry g , cioè il logaritmo del rapporto dei fattori di guadagno dei due fotomoltiplicatori α_L e α_R ($g = \ln \alpha_L / \alpha_R$). Da tale valutazione è possibile modificare i valori di alimentazione dei fototubi in modo che abbiano una risposta ragionevolmente uniforme.

La figura 4.4 mostra la distribuzione del rapporto α_L / α_R barra per barra dopo la sistemazione; si vede come essa sia ragionevolmente centrata attorno all'unità.

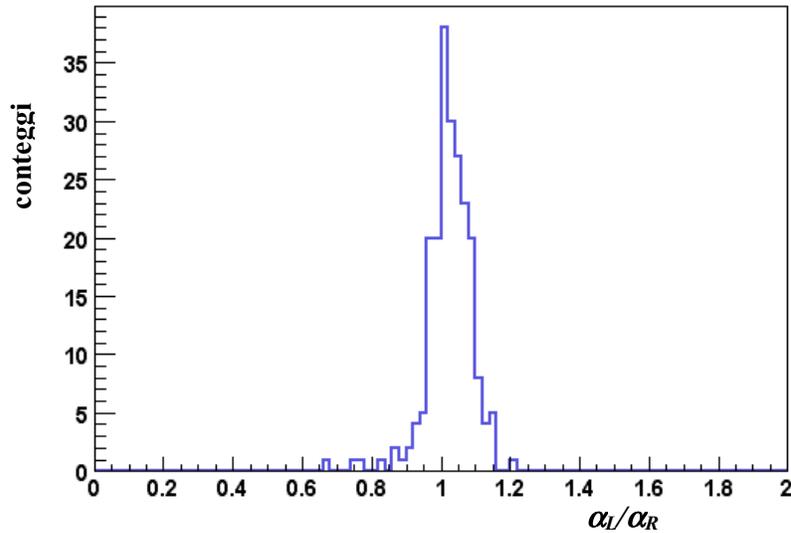


Figura 4.4 – Distribuzione di α_L/α_R . Dopo la regolazione delle alimentazioni i valori sono centrati sull'unità.

L'ultimo parametro da calibrare è k_E , cioè il fattore di conversione dell'energia depositata canali/MeV. Non conoscendo il tipo di particella che ha colpito il rivelatore non è possibile dare un valore corretto; è tuttavia possibile scalare i valori di tutte le barre in modo che gli spettri siano sovrapponibili, e quindi sia possibile fare un check sulle loro prestazioni.

La figura 4.5 mostra lo spettro in energia depositata in una barra; la calibrazione in unità arbitrarie viene effettuata semplicemente scalando il massimo di tutte le barre al valore "1".

Con questo la procedura di calibrazione on-beam è terminata. Per ottenere una migliore risoluzione occorre analizzare i dati del TOF in correlazione con gli altri rivelatori, come verrà descritto nei paragrafi successivi. Comunque la generazione di parametri calcolata mediante queste procedure permette di ottenere valori di posizione e tempo con sufficiente precisione per il trigger di

secondo livello, nonché di valutare la risposta dei fotomoltiplicatori e quindi modificare alimentazioni e soglie di conseguenza.

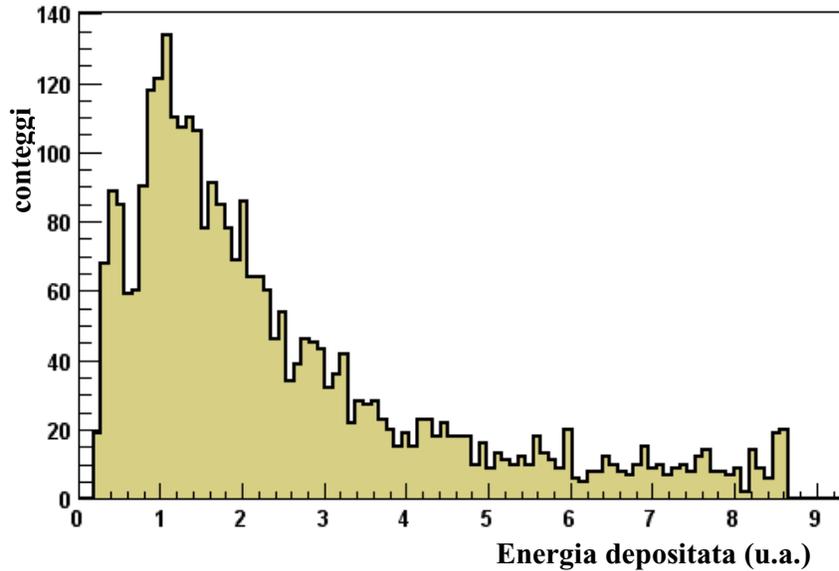


FIGURA 4.5 – Spettro in energia depositata di una barra campione.

4.4 Correlazione con le MDC

Una analisi dei dati del TOF in correlazione con quelli provenienti dalle camere a deriva permette di effettuare una calibrazione molto fine in posizione, nonché di valutare la risoluzione spaziale e quindi temporale del TOF stesso.

Per fare questo lavoro sono stati analizzati dei run effettuati senza campo magnetico, in maniera tale da avere traiettorie rettilinee delle particelle e quindi utilizzare l'informazione angolare fornita dalla prima coppia di MDC per calibrare la posizione del TOF.

4.4.1 Vertici di reazione

La figura 4.6 mostra il grafico della correlazione in θ tra TOF e il segmento interno delle MDC (cioè quello composto dalle due camere prima della zona di campo magnetico), l'unico in cui erano presenti tutte le camere (vedi par 3.4).

La retta di correlazione è ben evidente ma si possono intravedere altre quattro rette secondarie, come se la reazione fosse avvenuta in una posizione diversa da quella del target; infatti il fascio prima di interagire col bersaglio attraversa il rivelatore di START (la linea più in alto), poi la sottile finestra di ingresso del RICH (quella successiva appena visibile), il target (la retta bene evidente al centro, tale che $\theta_{TOF} = \theta_{MDC}$), la finestra di uscita del RICH (che appare a malapena) ed infine il rivelatore di VETO (l'ultima retta in basso).

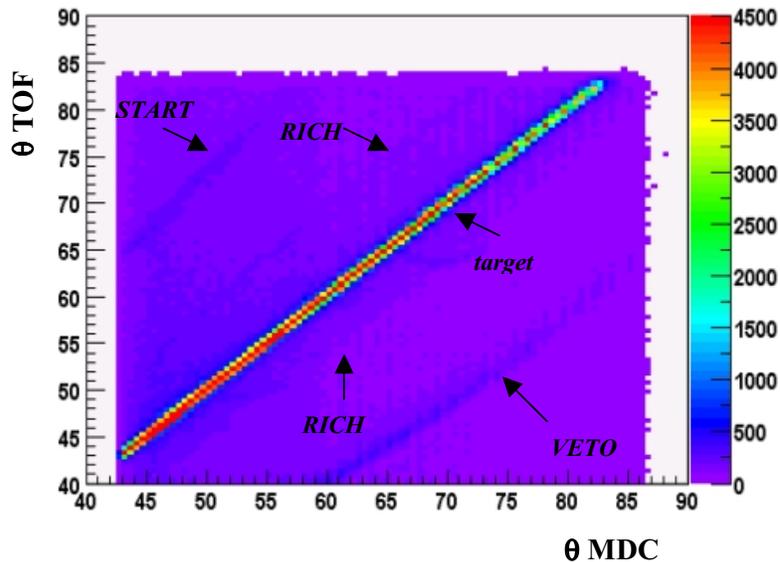


FIGURA 4.6 – Plot di correlazione θ_{TOF} vs θ_{MDC} ; è possibile distinguere le contaminazioni del fascio.

Per stabilire dove la reazione è effettivamente avvenuta si utilizza l'informazione combinata del primo e del secondo piano delle camere. Le MDC forniscono la posizione dell'hit nel piano delle camere nonché la direzione della traiettoria della particella; ogni hit nella prima camera viene proiettato sulla seconda, e se in quest'ultima è presente un hit all'interno di un margine di correlazione (sia in posizione che in direzione), questi andranno a formare un *segmento*, cioè una linea nello spazio.

Prolungando il segmento nella direzione del target si può trovare il punto di minimo avvicinamento di questi dalla linea del fascio. Proiettando questo punto perpendicolarmente all'asse del fascio indichiamo con z la sua distanza dall'origine delle coordinate, cioè la posizione del target (vedi figura 4.7).

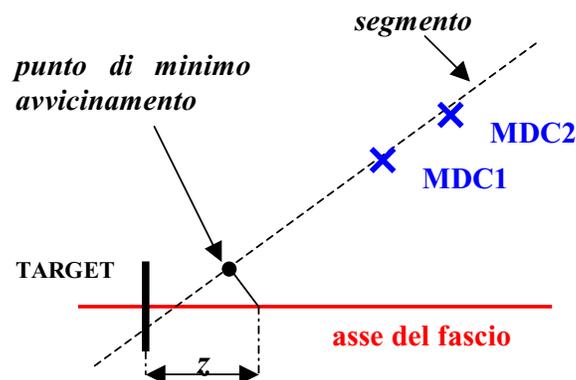


FIGURA 4.7 – Schema della procedura per determinare la coordinata z .

La coordinata z dà quindi una misura della posizione del vertice di reazione lungo l'asse del fascio. La figura 4.8 mostra la distribuzione di questa coordinata per un run di misura.

Dal plot si riescono ad identificare oltre al target le diverse sorgenti secondarie, che producono eventi da eliminare in sede di analisi. Si può osservare come le sorgenti poste prima del target presentino distribuzioni più

larghe rispetto a quelle posizionate dopo (escludendo il target). Infatti le particelle emesse dallo START o dalla finestra di entrata del RICH compiono un percorso maggiore all'interno del radiatore (e in genere nel rivelatore) rispetto a quelle emesse dopo il target; ne segue che i fenomeni di scattering multiplo sono più frequenti e quindi le distribuzioni si allargano.

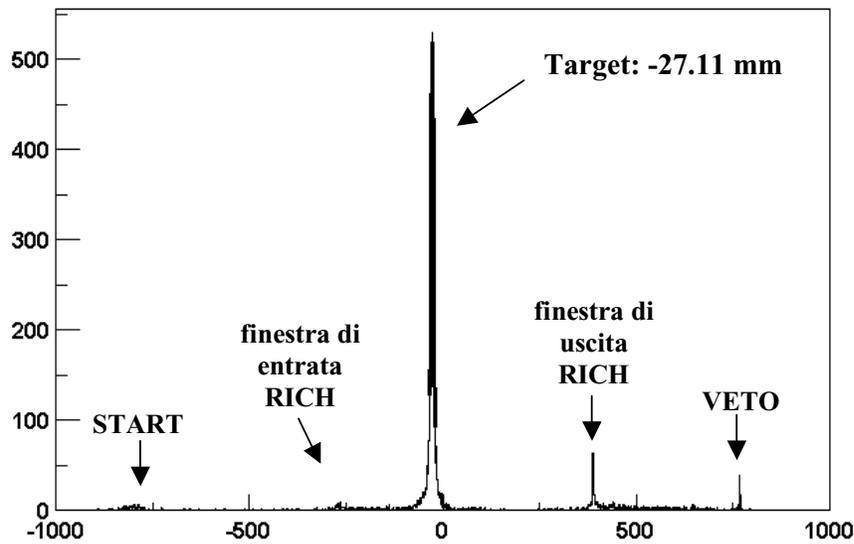


FIGURA 4.8 – Distribuzione delle posizioni relative alle sorgenti di reazione lungo l'asse del fascio. La posizione del picco del target indica un disallineamento della geometria delle camere da correggere.

La convenzione geometrica adottata per HADES fa sì che la posizione del target coincida con l'origine di tutto il sistema di coordinate del laboratorio; la posizione del picco del target non allo zero vuol dire che la posizione delle camere lungo l'asse del fascio non è quella prevista, ma risulta essere traslata di circa 27 mm.

La determinazione della posizione del target permette dunque di aggiustare la geometria delle MDC, e quindi compiere rispetto ad esse la calibrazione in posizione del TOF.

4.4.2 Correlazione angolare

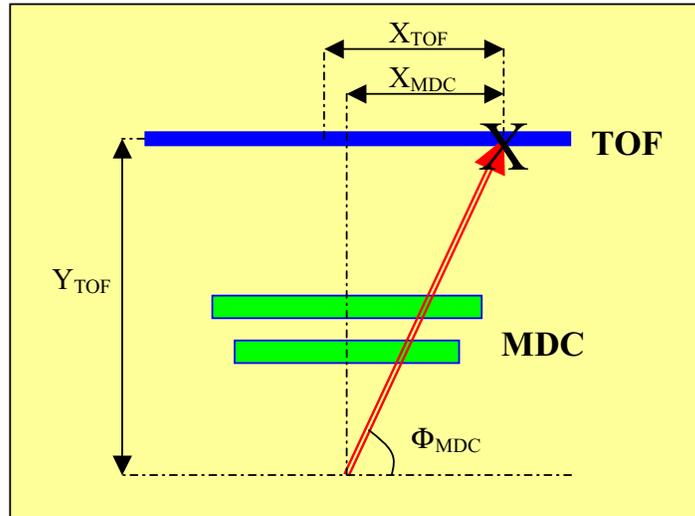


FIGURA 4.9 – Schema della calibrazione in posizione

Come mostrato in figura 4.9, consideriamo un evento in cui una particella (freccia rossa) viene rivelata nelle MDC e nel TOF (il campo magnetico è spento per avere traiettorie rettilinee). Osserviamo il piano perpendicolare alla direzione del fascio che interseca una barra del TOF considerando il sistema di riferimento locale del primo settore, ove l'origine degli assi O è il punto di intersezione col fascio.

L'errore in posizione delle MDC è praticamente trascurabile (dell'ordine del centinaio di micron) a confronto con quello del TOF (oltre i 2 cm), per cui la proiezione dell'hit delle camere sulla barra ci dà il corretto valore di X che dovrebbe essere misurato dal TOF, uguale a:

$$x_{MDC} = \frac{Y_{TOF}}{\tan(\Phi_{MDC})} \quad (4-24)$$

Occorre però porre una condizione in θ per selezionare eventi ben correlati provenienti direttamente dal bersaglio.

La differenza $\theta_{MDC} - \theta_{TOF}$ possiede una distribuzione gaussiana centrata intorno allo zero con un sigma di circa 0.34° (come mostrato in figura 4.10). Il taglio imposto per avere una buona correlazione nell'angolo polare, che dipende solo dalla geometria del rivelatore, è stato $|\theta_{MDC} - \theta_{TOF}| < 1^\circ$ (3σ).

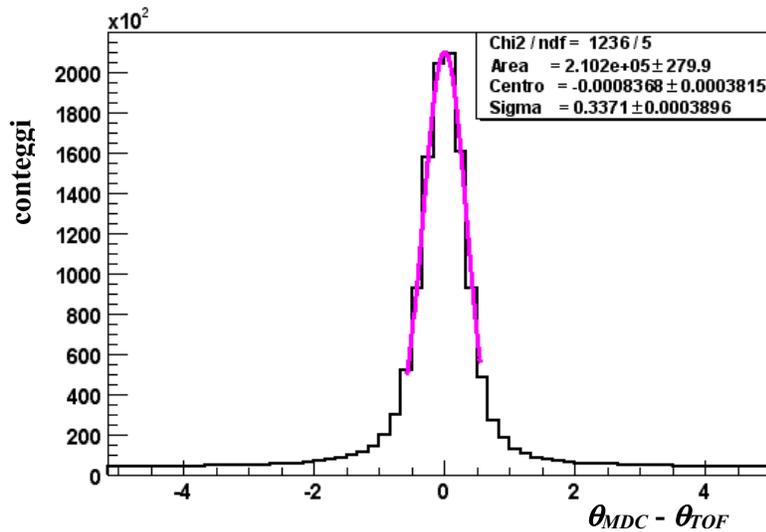


Figura 4.10–Distribuzione $\theta_{MDC} - \theta_{TOF}$ ed il relativo fit.

4.4.3 Velocità di gruppo e offset

L'equazione 4.4, che esprime la relazione tra la posizione nel TOF e la differenza dei tempi misurati alle estremità, mostra che:

$$x = \frac{1}{2}(t_R - t_L) \cdot V_{gr} + x_{offset}$$

Si costruisca un istogramma per barra mettendo la posizione proiettata dalle MDC come ascissa, la semidifferenza dei tempi destri e sinistri del TOF come ordinata. Effettuando un fit lineare l'inverso della pendenza della retta

darà il valore di velocità di gruppo, mentre dall'intercetta si calcola l'offset in posizione.

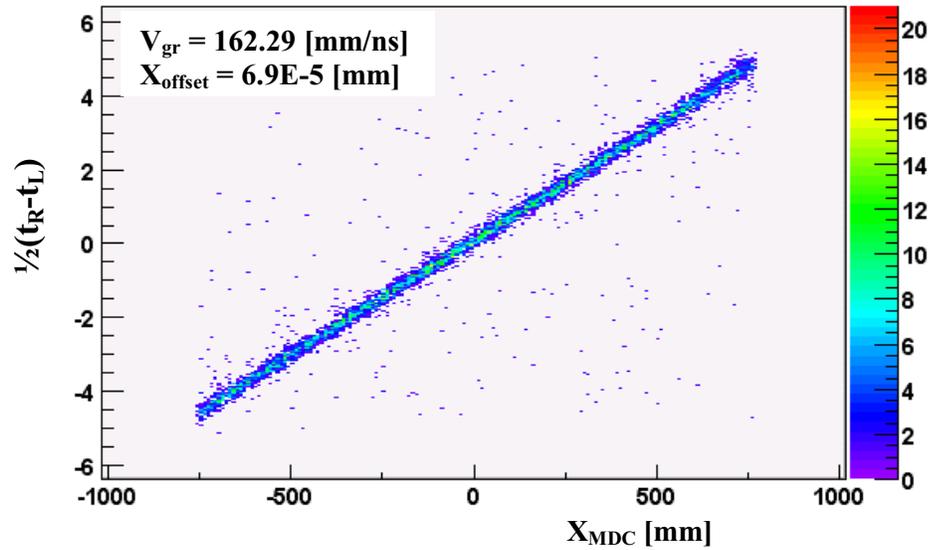


FIGURA 4.11 – Retta per la calibrazione in posizione di una barra campione.

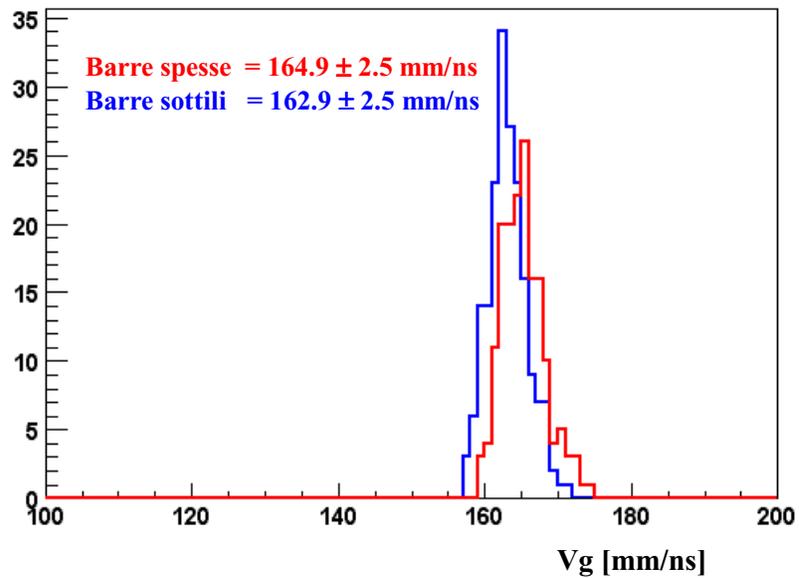


FIGURA 4.12 – Distribuzione delle velocità di gruppo. I valori calcolati sono coerenti con quelli misurati mediante la calibrazione col laser.

La figura 4.11 mostra l'istogramma per una barra campione; la figura 4.12 invece mostra la distribuzione delle velocità di gruppo così calcolate.

Si vede come tali valori siano in accordo con quelli misurati precedentemente con il laser (164 mm/ns per le barre spesse, 162 mm/ns per quelle sottili).

Per quel che riguarda gli offset una valutazione più precisa è stata realizzata con un metodo diverso.

Guardiamo la figura 4.9: la posizione x_{TOF} di un hit misurata su una barra del TOF, calcolata tramite l'equazione 4.4, dovrebbe coincidere con x_{MDC} , cioè con la posizione dell'hit nelle MDC proiettata sul TOF. La distribuzione della differenza $x_{MDC} - x_{TOF}$ dovrebbe essere quindi centrata attorno all'origine; in caso contrario alla posizione del TOF occorrerà aggiungere un offset dato dal centroide di questa distribuzione.

Si vanno a riempire barra per barra degli istogrammi con le distribuzioni di $x_{MDC} - x_{TOF}$, si effettua un fit con una gaussiana ed il centroide sarà il valore di offset correttivo da aggiungere a quello calcolato preliminarmente.

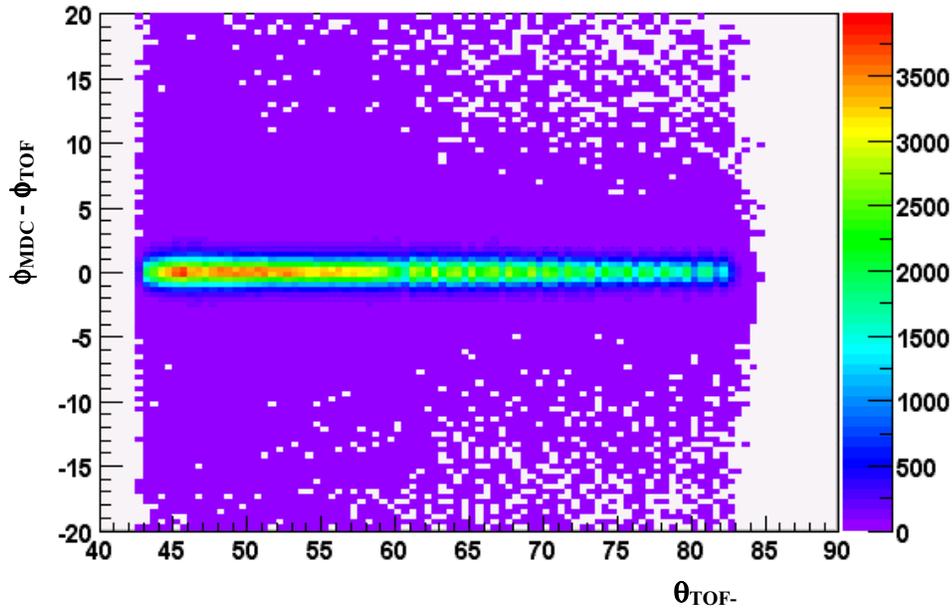


FIGURA 4.13 – Differenza in ϕ tra gli hit nelle camere e nel TOF, al variare dell'angolo polare θ , dopo la calibrazione.

La verifica dell'allineamento delle coordinate spaziali del TOF con quelle delle camere, dopo questa ultima correzione, viene mostrato in figura 4.13, nella quale viene riportata la differenza $\phi_{MDC} - \phi_{TOF}$ in funzione dell'angolo polare θ .

La figura 4.14 mostra i valori di risoluzione σ_{pos} calcolati barra per barra, mentre la figura 4.15 la loro distribuzione separata per barre spesse e sottili.

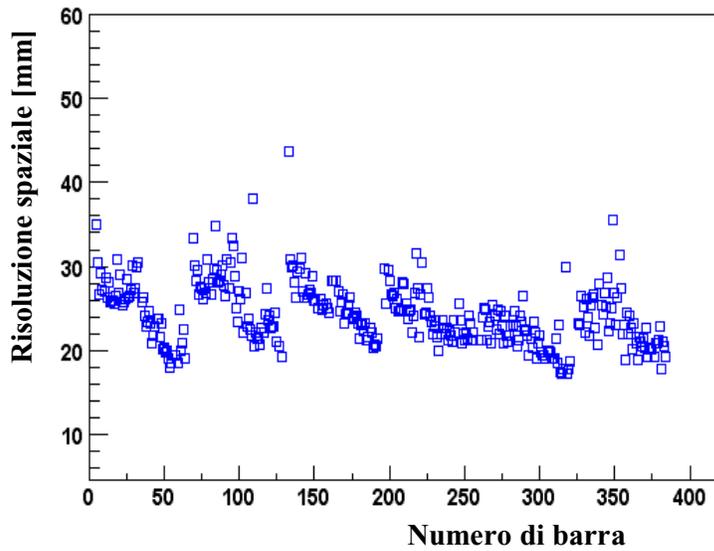


FIGURA 4.14 – Risoluzione spaziale del TOF barra per barra.

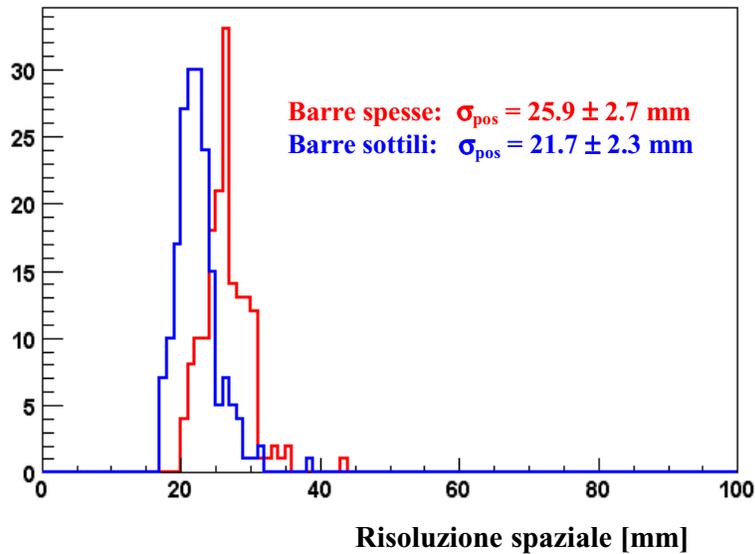


Figura 4.15 – Distribuzione della risoluzione spaziale

Il valore di σ_{pos} è una misura della risoluzione spaziale della barra, non risentendo del contributo delle MDC data l'elevata precisione di queste ultime.

Facendo l'assunzione che $\sigma_{pos} = V_g \cdot \sigma_t$, ove V_g è la velocità di gruppo della barra, la risoluzione temporale σ_t calcolata risulta essere di 140 ± 14 ps per le barre sottili, 158 ± 16 ps per quelle spesse.

La figura 4.16 mostra infine la correlazione dopo la calibrazione in posizione tra MDC e TOF; sono riportati su un asse la differenza tra le loro coordinate polari, sull'altro la differenza tra quelle azimutali. Il picco attorno all'origine mostra tutti gli eventi correlati.

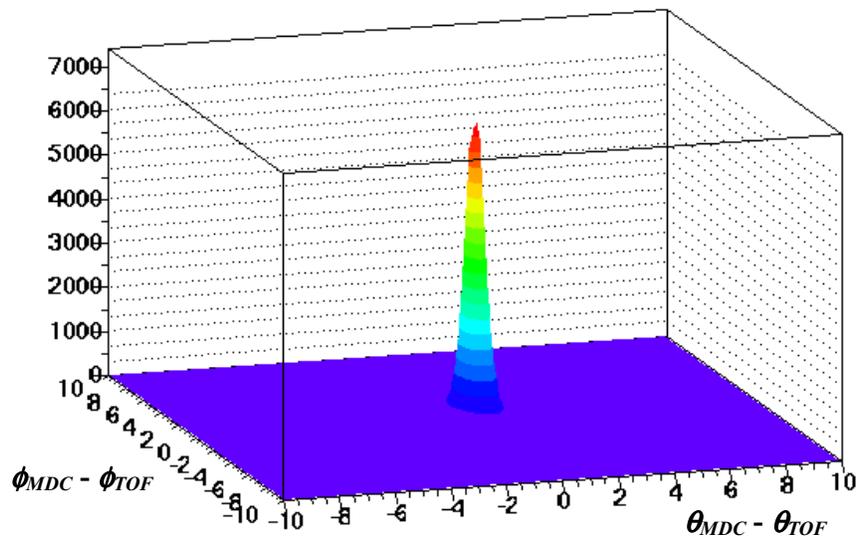


FIGURA 4.16 – Correlazione angolare tra le MDC e il TOF. Il picco attorno allo zero mostra l'affidabilità della calibrazione in posizione.

4.4.4 Efficienza

Al termine della calibrazione in posizione è possibile stimare l'efficienza per particelle cariche del TOF. Si definisce una correlazione angolare con le MDC, si esaminano i conteggi nelle camere e in corrispondenza quanti di questi

vengono rivelati anche dal TOF. Il rapporto di questi due valori ci dà l'efficienza.

Al fine di ridurre segnali prodotti da rumore nelle camere si utilizzano come hit quelli dati dalla correlazione del primo segmento delle MDC (costituito dalle camere prima del campo magnetico) con il secondo (oltre il campo magnetico); in questa maniera si eliminano hit non utili, cioè non legati al passaggio di una particella nel rivelatore ma dovuti ad un rumore elettronico o comunque ad una particella non proveniente dal target.

L'unico settore in cui sono presenti entrambi i segmenti completi è il primo, per cui il calcolo dell'efficienza è stato effettuato soltanto per questo; in ogni caso con la presenza di più camere si può utilizzare la stessa metodologia per indagare il comportamento del TOF anche per i rimanenti settori.

Una volta trovati gli hit nelle camere occorre definire un margine di correlazione nelle coordinate angolari dei due rivelatori.

Definiamo la variabile di correlazione λ come:

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{\theta_{MDC} - \theta_{TOF}}{\sigma_{\theta}}\right)^2 + \left(\frac{\phi_{MDC} - \phi_{TOF}}{\sigma_{\phi}}\right)^2} \quad (4-25)$$

dove σ_{θ} e σ_{ϕ} sono le larghezze delle distribuzioni rispettivamente di $\theta_{MDC} - \theta_{TOF}$ e $\phi_{MDC} - \phi_{TOF}$.

Il valore di λ^2 in pratica non è nient'altro che il χ^2 della nostra correlazione, e ci permette di effettuare un taglio nelle coordinate angolari

La figura 4.17 mostra la distribuzione dei valori di λ , composta da un picco a valori bassi dato da tutti gli eventi correlati, più un fondo costante dato dalla combinazione di hit appartenenti a particelle diverse e quindi non correlati.

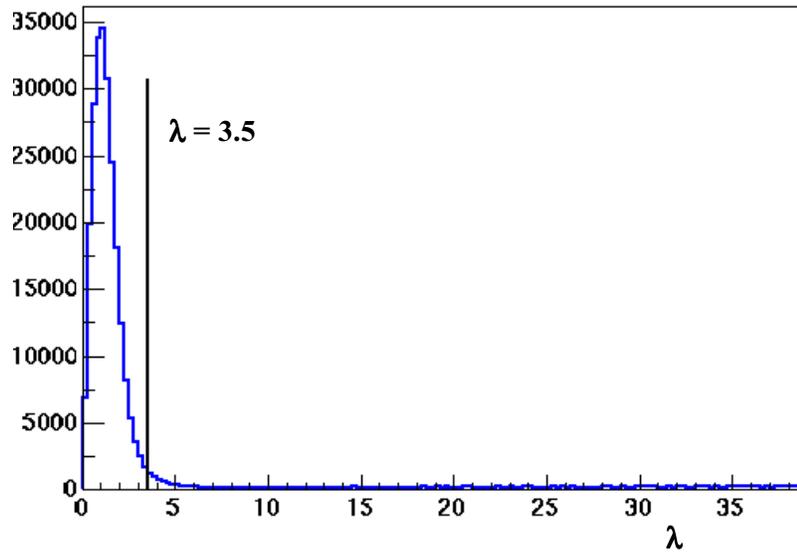


FIGURA 4.17 – Plot della distribuzione di λ e del taglio di correlazione utilizzato.

Al fine di tagliare questi ultimi senza eliminare troppe coppie reali si è scelta una condizione di correlazione di $\lambda \leq 3.5$ che ci dà un indice di confidenza del 99.7%.

La figura 4.18 mostra l'efficienza così calcolata al variare dell'angolo polare, mentre il plot della figura 4.19 mostra i valori al variare di θ e di ϕ .

I valori di $43^\circ - 46^\circ$ in θ appartengono alla prima barra e risentono della sua geometria, dato che essa non copre interamente l'angolo azimutale del settore (come appare chiaramente in figura 4.19); ad un angolo di circa 47° c'è una diminuzione dell'efficienza di una barra legata alla soglia troppo alta dei discriminatori corrispondenti, infine la caduta intorno ai 60° è dovuta ad un fotomoltiplicatore guasto.

Oltre gli 84° il grafico ha un brusco taglio a causa della accettazione delle MDC, mentre il TOF arriva fino ad 88° . Durante il run di misura il TOF non era nella sua posizione nominale, ma era leggermente spostato di pochi centimetri lungo l'asse del fascio in direzione delle camere; con questa geometria gli

angoli più grandi di 84° corrispondono ad una zona non sensibile nelle MDC (il frame). Ciò non ha permesso di calibrare tramite la correlazione con le MDC le ultime quattro barre di ogni settore (quelle ad angoli più all'indietro).

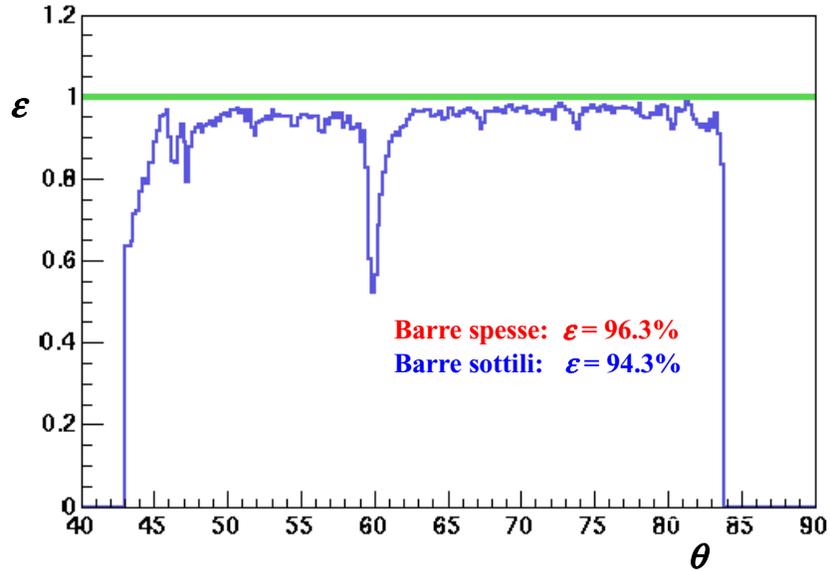


FIGURA 4.18 – Efficienza del TOF al variare dell'angolo polare. Le motivazioni alle anomalie sono spiegate nel testo.

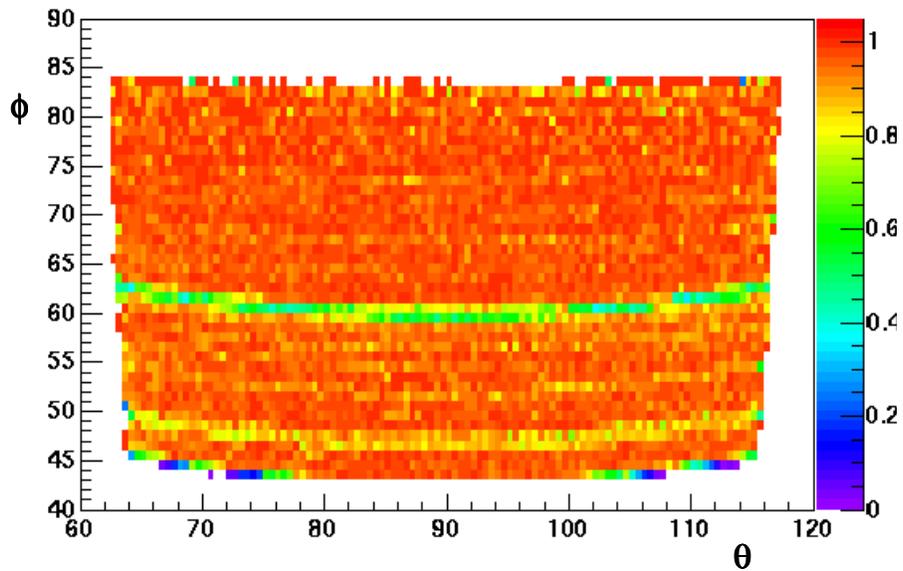


FIGURA 4.19 – Plot 2D dell'efficienza (sull'asse z) in funzione dell'angolo polare ed azimutale. Sono ben evidenti le due barre con anomalie.

Escludendo questi piccoli inconvenienti l'efficienza calcolata risulta essere del 96.3% per le barre spesse e del 94.3% per quelle sottili. Considerando che l'efficienza di rivelazione di ciascuna barra del TOF è pressoché del 100%, ogni particella carica che attraversa gli scintillatori genera un segnale rivelabile, tali valori sono dovuti ad una inefficienza geometrica legata allo spazio morto di 0.8 mm tra una barra e l'altra. Effettuando una simulazione tramite GEANT si ottengono valori molto prossimi a quelli ottenuti, e cioè 97.3% per le barre spesse e 96.0% per quelle sottili.

Come visto precedentemente questo metodo risulta essere molto valido anche per una valutazione delle prestazioni delle barre, rivelando piccole anomalie quali guadagni e soglie regolati non ottimamente.

4.4.5 Lunghezze di attenuazione

Con un procedimento simile a quello adoperato per le velocità di gruppo è possibile avere una stima delle lunghezze di attenuazione delle barre. Ricordando l'equazione 4.15, la relazione che lega la posizione misurata dagli ADC e le ampiezze misurate alle estremità della barre è:

$$x_{ADC} = \frac{L_{at}}{2} \left(\ln \frac{A_L^c}{A_R^c} + g \right)$$

Riportando il logaritmo del rapporto tra le due ampiezze ($\ln A_L^c / A_R^c$) in funzione della posizione data dalle MDC, dall'inverso della pendenza è possibile ricavare il valore della lunghezza di attenuazione.

La figura 4.19 mostra il plot per il calcolo della lunghezza di attenuazione per due barre campione di sezioni diverse (è stato introdotto un offset numerico per meglio distinguere le due serie di dati); i valori medi ottenuti sono 2010 mm

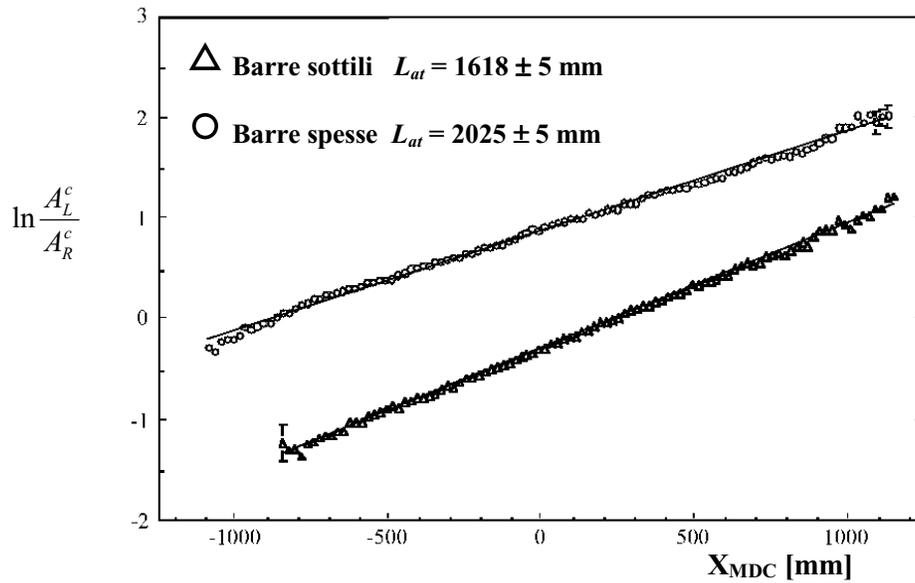


FIGURA 4.19 – Lunghezza di attenuazione misurata per due barre campione. I cerchi rappresentano la barra di sezione $30 \times 30 \text{ mm}^2$, i triangoli quella di sezione $20 \times 20 \text{ mm}^2$

per le barre con sezione $30 \times 30 \text{ mm}^2$, 1750 mm per quelle con sezione $20 \times 20 \text{ mm}^2$). L'opposto dell'intercetta delle rette ci dà invece l'asimmetria di guadagno.

La figura 4.20 mostra il rapporto α_L/α_R al variare del numero di barra. I valori calcolati con questo metodo più accurato sono concordi con quelli misurati nella calibrazione preliminare (par 4.3.2).

Non da tutte le barre è stato possibile ottenere i segnali degli ADC, come appare chiaramente nella figura 4.20. I fototubi del terzo settore (barre 129-192) sono diversi da quelli del resto del TOF e non forniscono il segnale di uscita per gli ADC, mentre per le barre 65-96 e 193-224 non è stato possibile regolare correttamente i guadagni dei moduli “shaper” a causa di un problema elettronico.

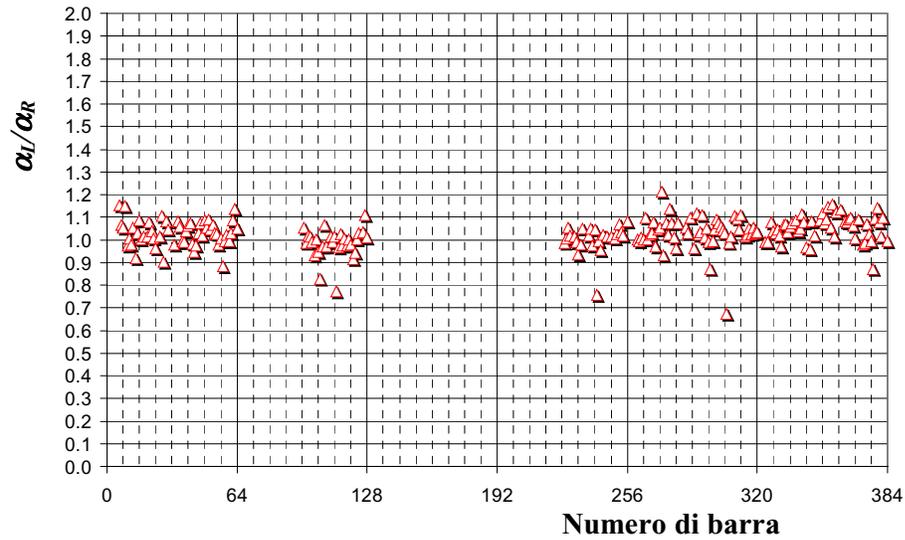


FIGURA 4.20 – Plot di α_L/α_R in funzione del numero di barra, concorde con i valori calcolati on-beam (par 4.3.2).

4.5 Correlazione con il RICH

Una analisi dei dati del TOF in correlazione col quelli del RICH è molto utile nella calibrazione temporale; infatti il RICH ci permette di selezionare solo gli hit prodotti da elettroni, che già ad una decina di MeV viaggiano pressoché alla velocità della luce (il valore di soglia in velocità per avere effetto Cherenkov nel radiatore del RICH è di $\beta \approx 0.9985$, vedi par 3.3.2). Nota la velocità, nota la distanza percorsa (grazie alla calibrazione in posizione), è semplice aggiustare il valore di tempo di volo selezionando i corretti offset temporali.

La selezione degli elettroni inoltre permette di calibrare gli spettri di energia depositata.

4.5.1 Correlazione angolare

Lo stesso discorso fatto per le MDC riguardo alla correlazione angolare si ripropone adesso per il RICH. Le distribuzioni delle differenze tra le coordinate angolari dei due rivelatori sono ben più larghe rispetto a quelle fatte con le camere, come si può ben vedere in figura 4.21; infatti il RICH possiede una risoluzione spaziale non trascurabile (diversamente dal caso delle MDC) che si va a sommare quadraticamente con quella del TOF andando ad allargare il picco.

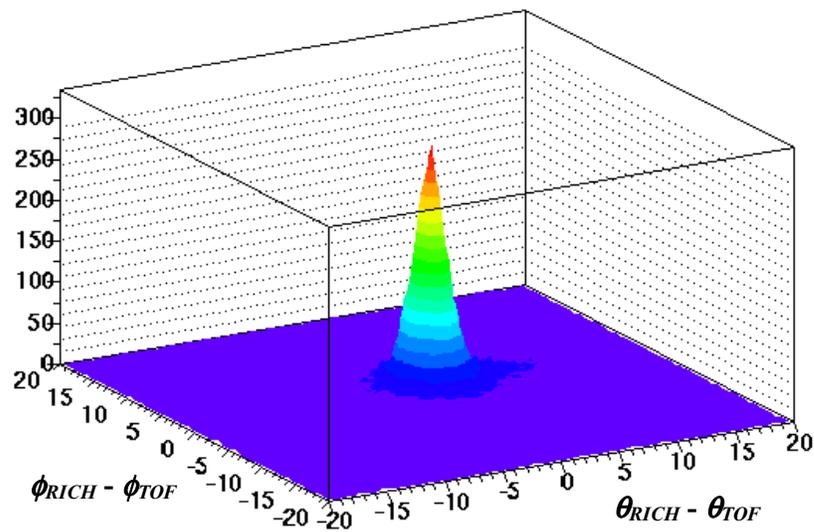


FIGURA 4.21 - - Correlazione angolare tra RICH e TOF. La larghezza del picco è maggiore rispetto al caso delle MDC a causa della peggiore risoluzione del RICH.

I centroidi θ_0 e ϕ_0 e le larghezze delle distribuzioni σ_θ e σ_ϕ sono:

$$\theta_0 = +0.2^\circ; \sigma_\theta = 1.4^\circ;$$

$$\phi_0 = -0.1^\circ; \sigma_\phi = 1.9^\circ;$$

Il taglio imposto nella correlazione coinvolge entrambe le coordinate, e risulta essere del tipo:

$$\frac{(\theta_{TOF} - \theta_{RICH} - \theta_0)^2}{\sigma_\theta^2} + \frac{(\phi_{TOF} - \phi_{RICH} - \phi_0)^2}{\sigma_\phi^2} \leq \lambda^2 \quad (4-26)$$

dove λ è il parametro legato al livello di confidenza della nostra selezione. Nella calibrazione è stato scelto $\lambda = 2.5$ come valore di taglio, ottimizzato in maniera da avere un alto numero di hit correlati *veri*, cioè appartenenti alla stessa particella, e una scarsa probabilità di falsi, cioè hit all'interno del taglio di correlazione ma appartenenti a particelle diverse.

4.5.2 Offset temporali

Un elettrone che dà segnale nel RICH possiede una velocità indistinguibile da quella della luce ($\beta \approx 1$), e quindi compirà un tragitto di 2100 mm in 7 ns.

Il processo di calibrazione è molto simile a quello effettuato on-beam (come spiegato nel paragrafo 4.3.1), con la fondamentale differenza che attraverso la correlazione col RICH siamo sicuri di stare selezionando elettroni; effettuando barra per barra un fit gaussiano sulla distribuzione di tempo di volo (normalizzato allo stesso percorso), la differenza tra il centroide del picco trovato e il valore di aspettazione di 7 ns ci darà l'offset temporale.

La figura 4.22 mostra lo spettro di tempo di volo includendo tutte le particelle, mentre la figura 4.23 mostra quello ottenuto in correlazione col RICH; è evidente come quest'ultimo sia costituito da un solo picco.

Da un fit gaussiano si ottiene un centroide attorno ai 7 ns (come del resto ci si aspetta a seguito della calibrazione), ed una larghezza di 180 ps.

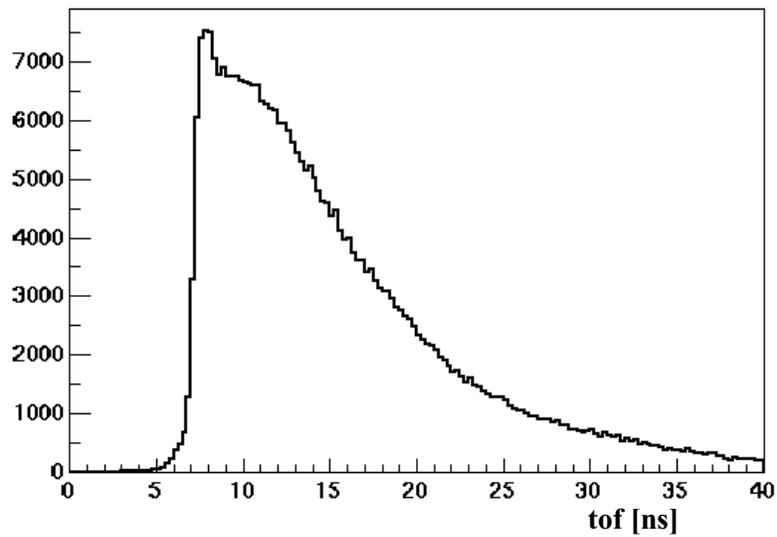


FIGURA 4.22 – Spettro di tempo volo inclusivo di tutte le particelle.

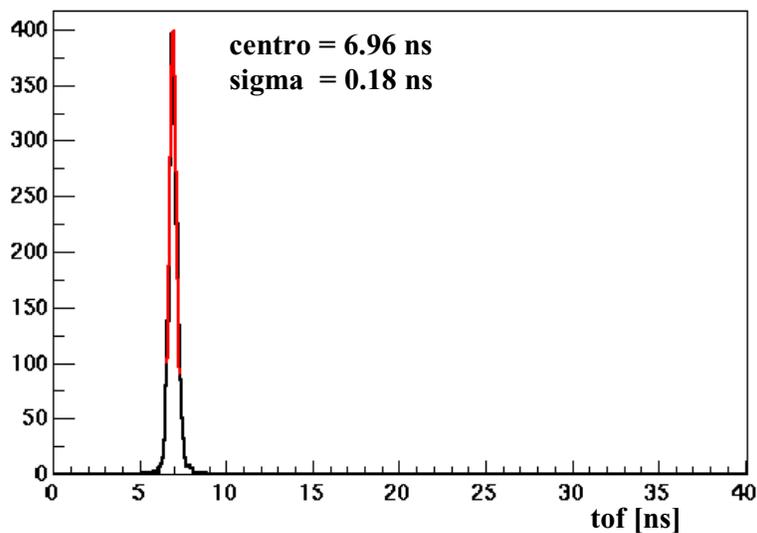


FIGURA 4.23 – Spettro di tempo di volo solo per elettroni (correlazione con il RICH). La linea rossa mostra il fit gaussiano effettuato, che rivela una risoluzione temporale di 180 ps.

4.5.3 Risoluzione con i dileptoni

La larghezza del picco degli elettroni non è nient'altro che la risoluzione temporale della misura di tempo di volo σ_t . Tale misura è data dalla differenza

in tempo tra il segnale di stop dato dal TOF e quello fornito dal rivelatore di START, e quindi risente anche della risoluzione di quest'ultimo:

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{TOF}^2 + \sigma_{START}^2} \quad (4-27)$$

Al fine di valutare la risoluzione temporale intrinseca solo del TOF, che dovrebbe avere valori prossimi a quelli calcolati durante la calibrazione in posizione (vedi par. 4.4.3), vengono usate le coppie dileptoniche.

Due elettroni energetici prodotti nella medesima collisione avranno valori di tof praticamente identici; selezionando quindi eventi con molteplicità due nel RICH, misurando il tempo di volo di questi due elettroni e facendone la differenza, riusciamo ad ottenere una distribuzione temporale che non risente più dello START ma che dipende solo ed esclusivamente dal TOF, come mostra il gruppo di equazioni seguente:

$$\begin{aligned} tof' &= t'_{TOF} - t_{START} \\ tof'' &= t''_{TOF} - t_{START} \\ \Delta tof &= tof' - tof'' = t'_{TOF} - t''_{TOF} \end{aligned} \quad (4-28)$$

La figura 4.24 mostra la distribuzione così ottenuta, il fit gaussiano mostra un centroide praticamente allo zero ed una larghezza di 219 ps. Ricordando che questa è la differenza di due valori temporali, la larghezza misurata sarà la radice quadrata della somma quadratica delle due risoluzioni delle singole misure del TOF:

$$\sigma_{\Delta tof} = \sqrt{\sigma_{TOF}^2 + \sigma_{TOF}^2} = \sqrt{2} \cdot \sigma_{TOF} \quad (4-29)$$

I valori intrinseci di risoluzione temporale del TOF, e quindi anche dello START, saranno quindi:

$$\sigma_{TOF} \approx 155 \text{ ps} ; \quad \sigma_{START} \approx 92 \text{ ps}$$

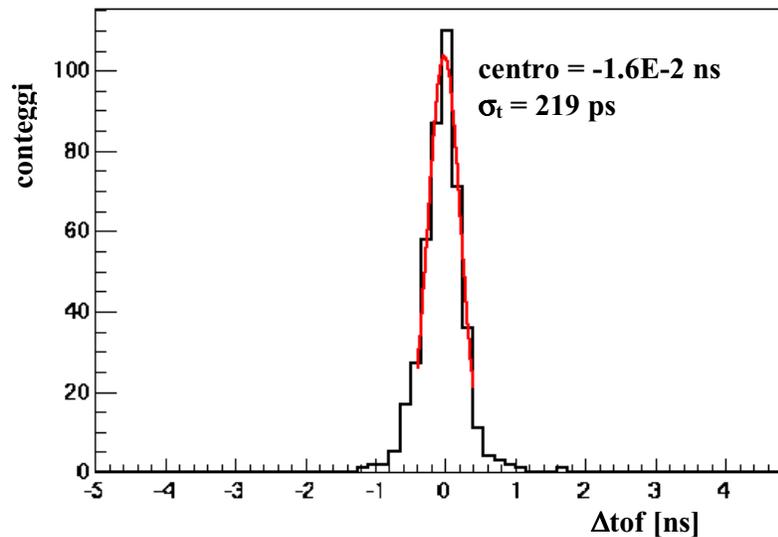


FIGURA 4.24 – Distribuzione della differenza tra i tempi di volo di coppie di elettroni appartenenti alla stessa reazione. La misura così effettuata non risente dello START.

Il valore del TOF è vicino a quello calcolato tramite la calibrazione con le MDC. Per quello che riguarda invece lo START il valore calcolato risulta elevato a causa di problemi nell’elettronica del rivelatore, gli stessi problemi che hanno impedito l’utilizzo del rivelatore VETO.

4.5.4 Energia depositata

La correlazione col RICH risulta utile anche nella calibrazione della energia depositata. Infatti selezionando solo elettroni veloci avremo nello spettro, in corrispondenza del picco, il valore di energia di minima ionizzazione.

La calibrazione consta di due passi. Nel primo tutte le distribuzioni in energia depositata vengono scalate in unità arbitrarie, in maniera tale che i picchi siano al valore “1”; in questa maniera tutte le barre con uno stesso spessore vengono uniformate e gli spettri risultano sovrapponibili, separatamente per barre spesse e per barre sottili.

La figura 4.25 mostra lo spettro in energia depositata nelle barre sottili per tutte le particelle messo a confronto con quello relativo ai soli elettroni; la distribuzione di questi ultimi assume la forma di una curva di Landau, poiché risultano importanti i fenomeni di interazione singola nelle barre di scintillatore [Lan44]; MVP è il valore di energia più probabile depositato, mentre σ è la larghezza della distribuzione.

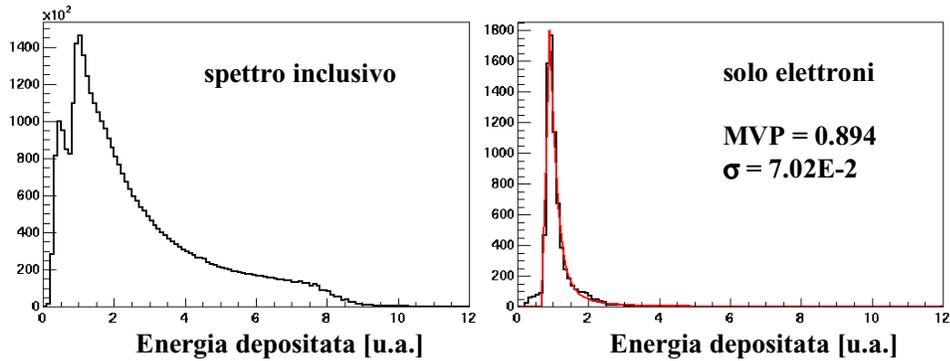


FIGURA 4.25 – Spettri di energia depositata nelle barre sottili per tutte le particelle (a sinistra) e solo per elettroni (a destra), in unità arbitrarie dopo la normalizzazione. Per questi ultimi la distribuzione segue come previsto una distribuzione di Landau con $MVP = 0.894$ e $\sigma = 7.02E-2$.

Nel secondo passo si trasforma la scala da unità arbitrarie a valori in MeV; per fare ciò si confrontano le distribuzioni in energia depositata sperimentali con quelle ottenute mediante simulazione.

Il programma di simulazione GEANT permette, una volta definita la geometria dello spettrometro e i materiali di cui è composto, di calcolare il percorso e le varie interazioni delle particelle dal target fino ai sottorivelatori.

Nel nostro caso la simulazione è stata utilizzata per stimare l'energia effettivamente depositata nelle barre del TOF, in MeV, e quindi per calibrarle di conseguenza. E' stato usato un file di eventi simulati di C + C ad 1AGeV creato tramite la UrQMD (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics, un modello

microscopico per simulare collisioni di ioni pesanti [Bas98]), e selezionando come particelle solo gli elettroni si sono osservati gli spettri corrispondenti di energia depositata, separatamente per barre spesse e sottili. Le distribuzioni assumono la forma di una Landau, come quelle sperimentali, con valori di picco e di sigma:

- BARRE SPESSE: $MVP = 5.95 \text{ MeV}; \quad \sigma = 0.52 \text{ MeV}$
- BARRE SOTTILI: $MVP = 3.88 \text{ MeV}; \quad \sigma = 0.41 \text{ MeV}$

Facendo coincidere il valore di MPV sperimentale con quello simulato, separatamente per barre spesse e sottili, è infine possibile trovare i fattori di conversione per l'energia depositata, da unità arbitrarie a MeV. Tali valori, nella nostra configurazione, risultano 6.65 MeV per le barre con sezione di 30x30 mm², 4.34 MeV per quelle di 20x20mm².

In seguito a questa calibrazione la figura 4.26 mostra il tempo di volo in ordinata e l'energia depositata in ascissa per tutte le particelle, rispettivamente per barre spesse e per quelle sottili.

Per grandi valori di tof, e quindi per basse energie, si riescono a distinguere protoni e (pochi) deutoni prima del punto di punch-through, cioè quelli che perdono interamente la loro energia nella barra. Non sembra possibile invece riuscire a distinguere i pioni, che certamente abbondano nella regione tra 7 e circa 20 ns.

Nel plot per le barre sottili sono osservabili delle linee verticali in corrispondenza di energie superiori ai 30 MeV. Queste sono dovute alla saturazione di alcuni fotomoltiplicatori a causa di valori di tensione erroneamente regolati. Come vedremo nel paragrafo 5.4.2 tale saturazione ha

luogo soltanto in corrispondenza di segnali di deutoni, quando essi rilasciano una energia superiore a circa 35 MeV.

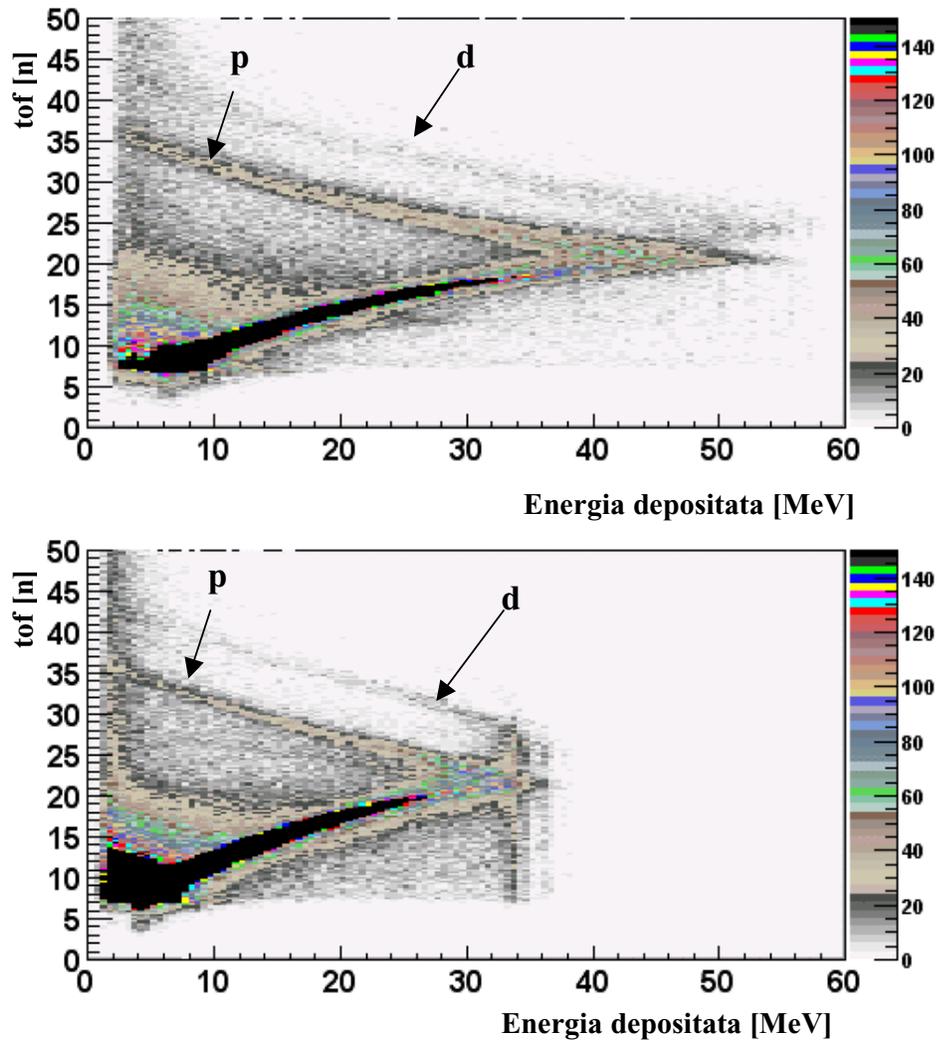


FIGURA 4.26 – Spettri di tof vs energia depositata, per barre spesse (sopra) e per barre sottili (sotto). E' possibile identificare protoni (p) e deutoni (d) ad energie minori del punto di punch-through.

5 IDENTIFICAZIONE DI PARTICELLE

5.1 Misura dell'impulso

Misurando la deflessione della traiettoria delle particelle cariche all'interno della zona di campo magnetico è possibile determinare il valore dell'impulso. Infatti il moto di una particella carica che entra in una regione di campo magnetico subisce, a seguito della forza di Lorentz, una deflessione in funzione dell'impulso che possiede, e la sua energia cinetica rimane invariata (la forza magnetica non compie lavoro e quindi l'energia si conserva).

La traiettoria nella regione antecedente al campo magnetico è ben determinata grazie alla presenza di entrambi i piani delle camere MDC interne, ma l'unica informazione che possediamo nella zona oltre il campo è data dalla posizione dell'hit nel TOF o nello SHOWER (le camere MDC esterne installate sono troppo poche per ottenere una informazione accurata per tutti i settori). Per determinare la corretta direzione occorre dunque trovare un altro punto nello spazio.

L'idea di base per la misura dell'impulso con questa configurazione del rivelatore è quella di utilizzare un piano virtuale di deviazione, chiamato *kick plane* [San00]. Ciò consiste nell'assumere che tutta la deflessione della traiettoria all'interno del campo magnetico di HADES avvenga su una ben determinata superficie, chiamata *kick plane*, nella quale l'impulso della particella subisce una deviazione trasversale P_T determinata dall'integrale di cammino della traccia nel campo, e non dal valore di impulso originale della particella, come mostrato in figura 5.1.

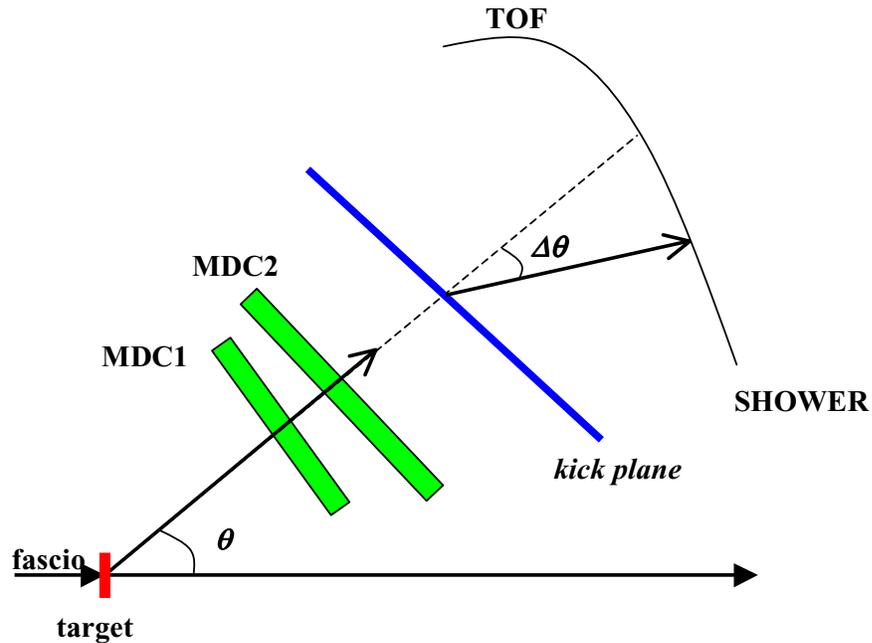


FIGURA 5.1 – Una particella che passa attraverso HADES. Invece di tracciare la particella passo passo all’interno del campo magnetico si assume che tutta la deflessione avvenga in un punto nello spazio. La superficie formata da tali punti viene chiamata “kick plane”.

Quindi l’impulso P di una particella con carica Z può essere calcolato, in prima approssimazione, conoscendo la deflessione P_T e l’angolo di deviazione $\Delta\theta$, usando la relazione:

$$\frac{P}{Z} = \frac{P_T(\theta, \phi)}{2 \sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right)} \quad (5-1)$$

Si proietta la posizione dell’hit del primo segmento delle camere sulla superficie del kick plane; dalla posizione del punto di proiezione si risale a P_T (parametrizzato in funzione delle coordinate angolari mediante calcoli di

simulazione), e tale valore è pressoché indipendente dall'impulso iniziale P se non per piccoli valori¹.

Dalla posizione dell'hit nel TOF o nello SHOWER (che correlata in ϕ col primo segmento delle camere costituisce la *traccia* della particella) si calcola la variazione angolare, e quindi il valore dell'impulso.

Guardando il segno della variazione angolare $\Delta\theta$ è possibile inoltre determinare se la particella possiede carica elettrica positiva o negativa, procedimento utile al fine di discriminare elettroni da positroni o π^+ da π^- .

La figura 5.2 mostra l'andamento della deviazione angolare $\Delta\theta = \theta_{TOF} - \theta_{MDC}$ in funzione del momento calcolato, dove θ_{MDC} è l'angolo polare misurato dalle camere MDC prima del campo magnetico, mentre θ_{TOF} è l'angolo misurato dal TOF, e quindi dopo il campo magnetico (valori di momento molto bassi, minori di 50 MeV, vengono scartati dall'algoritmo di ricostruzione).

Il semipiano positivo ($\Delta\theta > 0$) mostra le particelle cariche negativamente, quali elettroni e π^- , che subiscono una deviazione verso angoli più grandi a seguito della polarità del campo magnetico. Il semipiano negativo ($\Delta\theta < 0$) invece mostra le particelle cariche positivamente, che includono oltre π^+ e

¹ Una migliore parametrizzazione che tenga conto dei bassi momenti è data da [San02]:

$$\frac{P}{Z} = \frac{A(\theta, \phi)}{2 \sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right)} + B(\theta, \phi) \cdot 2 \sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) + C(\theta, \phi)$$

A , B e C sono funzioni delle coordinate angolari e vengono calcolate mediante simulazione, dove A tiene conto dei momenti elevati, B di quelli intermedi e C di quelli bassi.

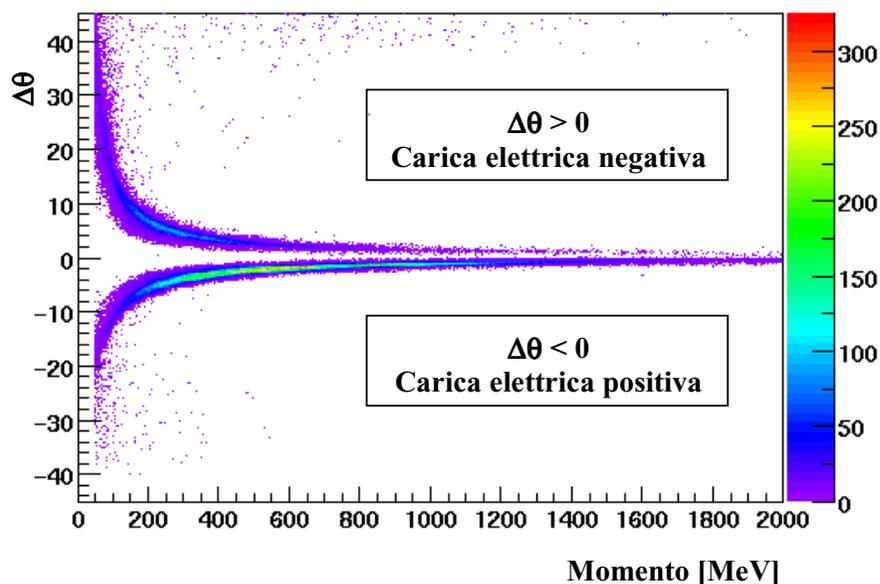


FIGURA 5.2 – Andamento del momento calcolato in funzione della deviazione angolare. Particelle con carica positiva vengono deviate verso angoli polari inferiori ($\Delta\theta < 0$), mentre particelle negative verso angoli più grandi ($\Delta\theta > 0$).

positroni anche nuclei leggeri, quali protoni e deutoni, ed infatti il numero di questi conteggi è superiore a quello delle particelle negative.

Infine è possibile calcolare la lunghezza della traccia, in maniera da determinare il valore della velocità β della particella; tuttavia quest'ultima possiede una traiettoria curva molto difficile da determinare, soprattutto per la non uniformità del campo magnetico. La approssimazione che viene fatta è quella di considerare come traiettoria la somma dei due segmenti, prima e dopo il campo magnetico, e di conseguenza la distanza percorsa sarà data dalla somma delle due lunghezze; con questa approssimazione si sovrastima leggermente il percorso effettivo della particella, ma la differenza rientra nelle barre di errore dovute alla risoluzione spaziale e temporale del rivelatore, per cui questa può definirsi una buona approssimazione.

Il plot della figura 5.3 mostra la distribuzione degli hit che vanno a colpire il rivelatore TOF, con in ascissa la velocità (β) e in ordinata il momento ricostruito moltiplicato per il segno della carica della particella, in maniera da distinguere particelle di carica positiva e negativa.

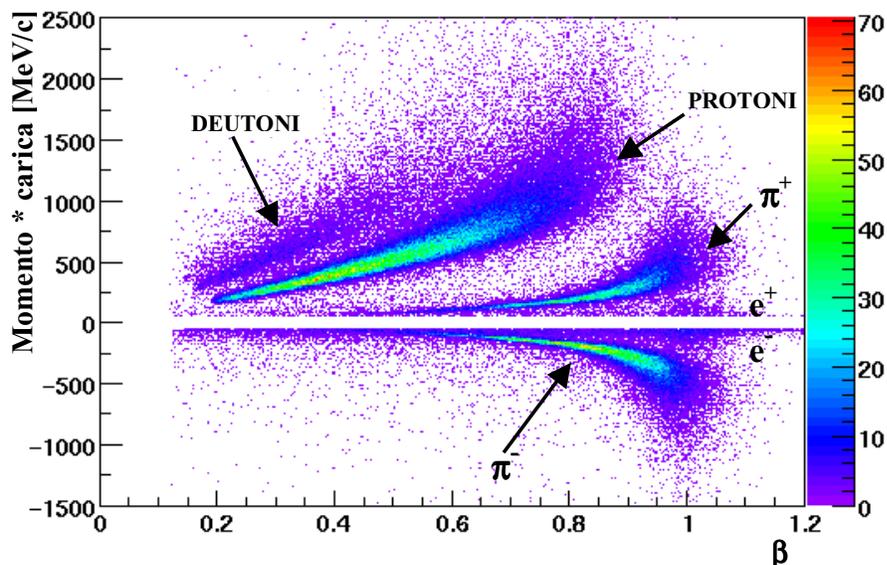


FIGURA 5.3 – Matrice momento - β per hit che colpiscono il rivelatore TOF. E' possibile distinguere le varie bande relative a differenti particelle.

E' possibile distinguere le bande relative a particelle diverse. Le due simmetriche sono relative ai pioni, positivi e negativi; nel semipiano positivo appare la banda relativa ai protoni e, un po' meno evidente, per valori di velocità inferiori appare anche una sottile banda appartenente ai deutoni.

Infine nella regione con valori molto bassi di impulso e $\beta \sim 1$ è possibile rivelare la presenza di due regioni appena evidenti, relative ad elettroni e positroni.

5.2 Ricostruzione della massa

Dall'informazione combinata dell'impulso e della velocità della particella ($\beta = v/c$) è possibile risalire al valore della sua massa.

Dalla meccanica relativistica sappiamo esprimere l'energia totale E di una particella in funzione del suo momento p e della sua massa a riposo m :

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (5-2)$$

Ma la stessa energia può essere espressa anche in funzione della velocità:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (5-3)$$

Uguagliando la 5.2 con la 5.3 si ottiene:

$$m = \frac{p}{\beta} \sqrt{1-\beta^2} \quad (5-4)$$

La figura 5.4 mostra lo spettro di massa così ricavato per hit nel TOF, moltiplicato per il segno della carica elettrica per separare i due tipi di particelle.

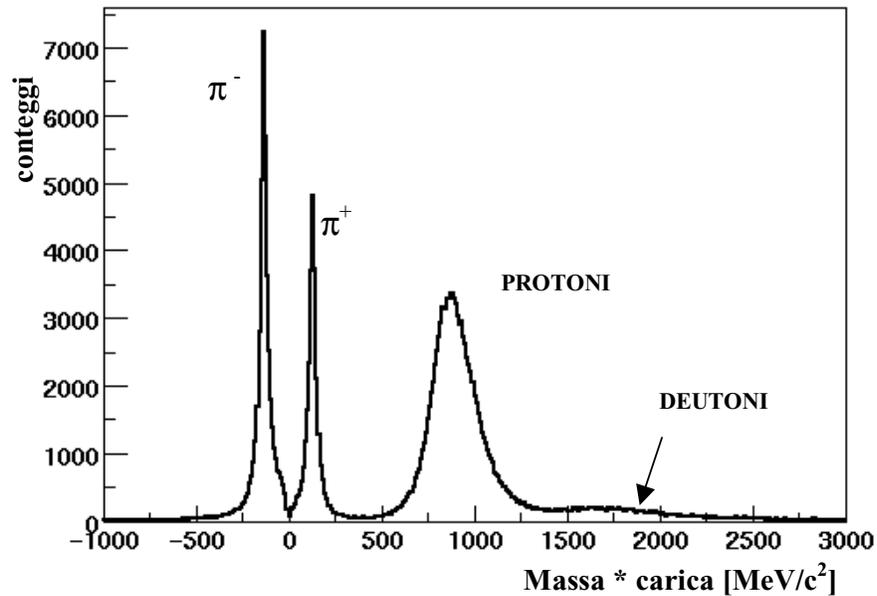


FIGURA 5.4 – Spettro di massa ricostruito nel TOF, moltiplicata per il segno della carica elettrica.

E' possibile distinguere diversi picchi: due ad energie intorno i ± 140 MeV appartenente ai pioni, positivi e negativi, un altro intorno ai 900 MeV appartenente ai protoni. I protoni ed i π^+ risultano essere ben separati in massa.

Per quello che riguarda particelle più pesanti, è possibile vedere una leggera bozza nella regione di massa dei deutoni che non sembra confondersi con la coda della distribuzione dei protoni. Osservando gli spettri dell'inverso della massa è possibile distinguerli dai protoni in maniera migliore (vedi più avanti nel testo).

Per valori di massa intorno lo zero dovrebbero essere presenti elettroni e positroni, ma essi non sembrano comparire nello spettro; ciò è connesso con la risoluzione in massa attuale, che non permette di poterli distinguere. Con la risoluzione in massa della configurazione definitiva dello spettrometro, e quindi con l'utilizzo delle camere MDC esterne per il tracciamento delle particelle nella regione dopo il campo magnetico, sarà possibile distinguere il picco, come si è già visto nelle simulazioni [San02].

Ma l'identificazione degli elettroni non avviene mediante la misura della massa, bensì tramite le informazioni che provengono dai rivelatori RICH e SHOWER, costruiti per questo scopo. Infatti gli elettroni possiedono velocità prossime a quella della luce ($\beta \sim 1$), e a causa della risoluzione temporale nella misura di tempo di volo essi possono presentare velocità anche superiori; in tal caso la massa ricostruita assume valori immaginari e non reali e quindi non può essere utilizzata, tali hit vengono scartati nel costruire lo spettro di massa. Rivelando invece gli anelli nel RICH, e per gli angoli minori anche la presenza di sciami elettromagnetici nello SHOWER, tale problema non sussiste.

La larghezza delle distribuzioni è connessa con la risoluzione spaziale del TOF nella determinazione della posizione finale dell'hit (dopo il campo magnetico), dell'ordine del centimetro, che al momento peggiora la determinazione del momento. In futuro, utilizzando la risoluzione delle camere MDC esterne (dell'ordine del centinaio di micron), tali distribuzioni presenteranno larghezze ben inferiori, come già constatato con simulazioni [San02].

La figura 5.5 mostra lo stesso spettro di massa ma considerando solo gli hit che colpiscono il rivelatore SHOWER.

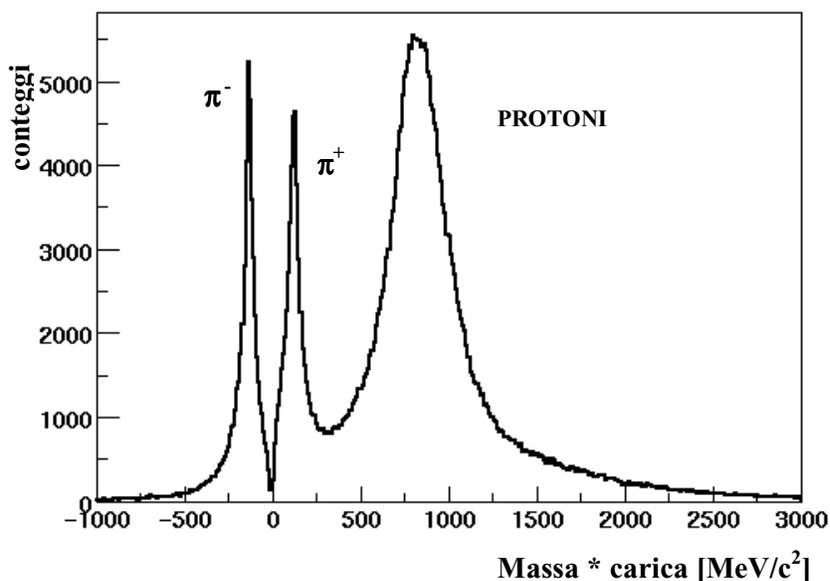


FIGURA 5.5 – Spettro di massa ricostruito per hit dello SHOWER.

La separazione tra protoni e pioni risulta essere peggiore rispetto al caso del TOF. Ciò dipende soprattutto dalla risoluzione temporale del TOFINO (intorno ai 500 ps), come visto peggiore di quella del TOF (150 ps).

Confrontando i due spettri di massa si può vedere inoltre come, per ragioni cinematiche, nello SHOWER (che copre la regione di angoli più piccoli

rispetto al TOF, e quindi più vicini al fascio) appaiono molti più hit relativi ai protoni che a pioni. Non è invece possibile distinguere i deutoni.

5.3 Identificazione in massa

Al fine di identificare particelle quali protoni o pioni è possibile utilizzare l'informazione in massa ricostruita.

I due sistemi SHOWER e TOF, che coprono regioni angolari diverse, presentano caratteristiche ben differenti, quali risoluzione ed efficienza (basta confrontare le figure 5.4 e 5.5 per rendersene conto), per cui in una analisi preliminare non è possibile sovrapporre i due sistemi. In questa analisi vengono presentati dati relativi solo agli hit che colpiscono il TOF.

Il TOF fornisce il valore di energia depositata nelle barre, che permette di avere un metodo alternativo per valutare la qualità dell'identificazione effettuata (vedi paragrafo successivo).

Nella ricostruzione della massa non vengono considerati hit con valori di $\beta > 1$ (legati alla risoluzione temporale nella misura in tempo di volo), perché non danno valori fisicamente significativi (valori di massa non reali ma immaginari!). L'identificazione dei protoni non presenta problemi in quanto essi possiedono velocità ben inferiori, ma i pioni più veloci possono risentirne, come appare in figura 5.3: ci si aspetta una diminuzione di efficienza di identificazione per pioni altamente energetici.

Al fine di controllare la validità della identificazione in massa risulta utile osservare le distribuzioni di massa ricostruita al variare del momento e della velocità.

Le figura 5.6 mostra la distribuzione degli hit con in ascissa la velocità β ed in ordinata la massa ricostruita; pioni e protoni sono distribuiti lungo linee ben separate tra di loro, ed inoltre si riesce anche a distinguere una banda relativa ai deutoni.

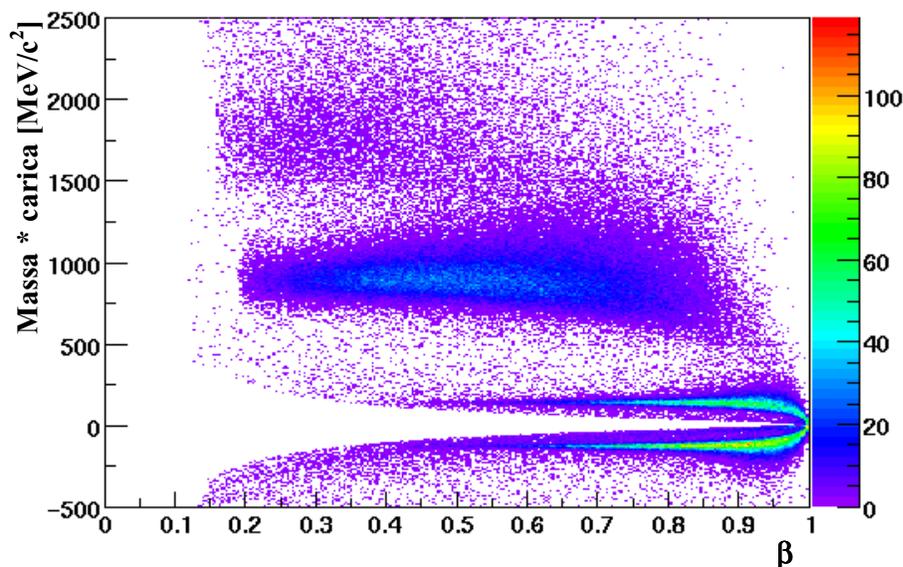


FIGURA 5.6 – Matrice massa vs β . Particelle simili si dispongono lungo linee pressoché orizzontali. La distribuzione dei pioni molto veloci subisce una leggera deflessione.

Ne segue che imponendo un taglio in massa riusciamo a selezionare e ad identificare particelle diverse, con una buona efficienza al variare della velocità.

Pioni molto energetici, con $\beta \sim 1$, subiscono una deflessione dalla linea dovuta sia a questioni di risoluzione temporale (maggiore $\beta \rightarrow$ minore tempo di volo \rightarrow maggiore errore relativo nella misura temporale) che al taglio delle particelle che possiedono $\beta > 1$; l'efficienza di identificazione di pioni quindi subisce una diminuzione per velocità elevate. I pioni con $\beta > 1$ costituiscono meno del 2% del numero di pioni totali per cui possono essere trascurati; con la risoluzione ottenibile con la presenza di tutti i segmenti esterni delle MDC questi eventi scompariranno.

La figura 5.7 mostra invece la distribuzione di massa con in ascissa l'impulso; anche in questo caso le linee sono pressoché orizzontali e ben separate, con un allargamento della distribuzione di massa dei protoni per valori di impulso elevati.

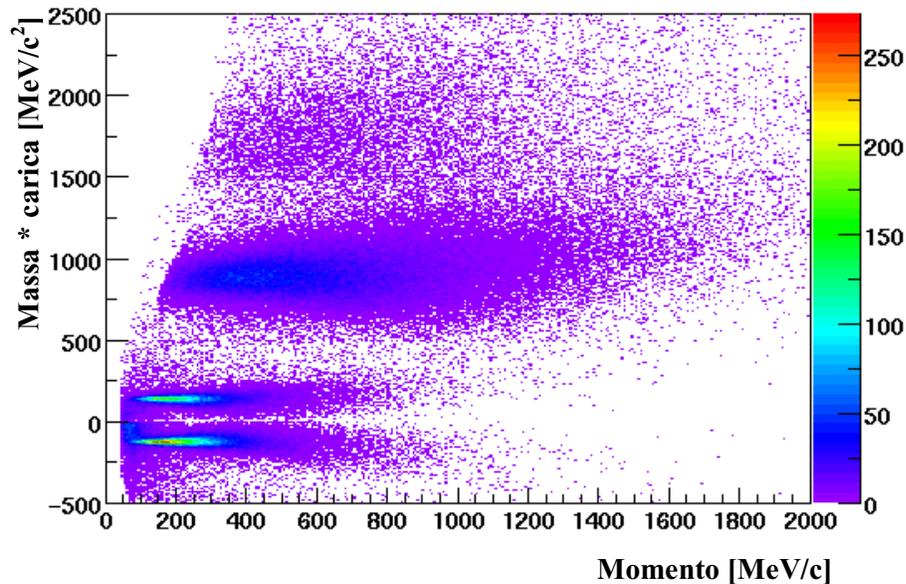


FIGURA 5.7 – Matrice massa – impulso. Anche in questo grafico si vede come particelle diverse siano ben separate.

Al fine di separare particelle di tipi differenti è possibile quindi utilizzare la massa ricostruita; ma osservando lo spettro (figura 5.4) si può vedere come le distribuzioni non siano simmetriche. Infatti la massa, proporzionale all'impulso (eq. 5.4), è inversamente proporzionale al seno della deviazione (eq. 5.1); è proprio la deviazione ad assumere una distribuzione statistica, il cui andamento è quello di una gaussiana centrata sul valore più probabile e con una certa larghezza data dalla risoluzione spaziale. Ne segue che sarà l'inverso della massa a presentare una distribuzione simmetrica, e quindi sarà questo valore più utile nella determinazione del tipo di particella selezionata.

La figura 5.8 mostra lo spettro dell'inverso della massa. Le distribuzioni questa volta sono simmetriche ed è possibile eseguire un fit gaussiano per ogni tipo di particella presente.

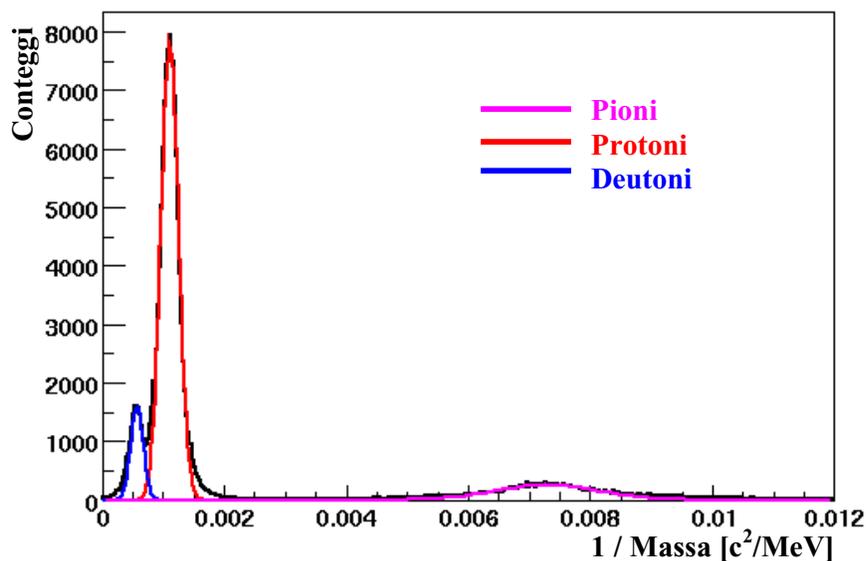


FIGURA 5.8 – Spettro dell'inverso della massa ricostruita per particelle cariche positivamente, con sovrapposti i fit relativi ai differenti tipi di particelle presenti. Mentre i pioni sono ben distanti dai protoni, c'è una regione di sovrapposizione tra questi ultimi ed i deutoni.

I valori di media e larghezza calcolati nel fit sono riportati in tabella 5.1, assieme al valore di massa corrispondente ai centroidi delle distribuzioni ed al valore di massa “vera” della particella considerata; si può vedere come i valori di massa così calcolati siano molto vicini a quelli reali, anche se leggermente sottostimati.

| PARTICELLA | 1 / MASSA [c ² /MeV] | σ [c ² /MeV] | MASSA [MeV/c ²] | MASS VERA [MeV/c ²] |
|------------|------------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------|------------------------------------|
| Pioni | 7.29053E-3 | 8.50540E-4 | 137 | 140 |
| Protoni | 1.08816E-3 | 1.58552E-4 | 919 | 938 |
| Deutoni | 5.72766E-4 | 1.58762E-4 | 1746 | 1875 |

TABELLA 5-1 – Caratteristiche dei picchi per particelle differenti.

Come si vede bene nella figura 5.8, pioni e protoni sono ben separati e distanti; invece per quel che riguarda deutoni e protoni esiste una regione di sovrapposizione delle due distribuzioni.

Considerando che le distribuzioni sono gaussiane, per separare particelle differenti si possono selezionare intervalli dell'inverso di massa, attorno ai centroidi delle distribuzioni, tali che:

$$\left(\frac{1/M - 1/M_C}{\sigma_{1/M}} \right)^2 < \lambda^2 \quad (5-5)$$

dove M è la massa ricostruita dell'hit, $1/M_C$ e σ sono rispettivamente i centroidi e le larghezze delle distribuzioni come mostrato in tabella 5.1, e λ è la distanza dal centroide in unità di σ .

Dato lo scarso numero di deutoni presenti, rispetto ai protoni, il loro contributo nella regione dei protoni è limitato. Le contaminazioni dovute ai protoni nella regione di massa dei deutoni sono invece superiori.

La figura 5.9 mostra in percentuale l'andamento delle contaminazioni al variare del parametro di taglio λ , calcolato mediante simulazione considerando distribuzioni gaussiane di protoni e deutoni (come del resto appare evidente dai dati sperimentali). Nel grafico le stellette blu indicano la percentuale di contaminazione dei protoni presente nella regione dei deutoni, mentre le stellette rosse mostrano il viceversa, cioè la percentuale di deutoni presenti nella regione dei protoni.

La tabella 5.2 mostra invece i valori numerici calcolati, dove per efficienza si intende l'area sotto la curva della gaussiana all'interno della regione di selezione.

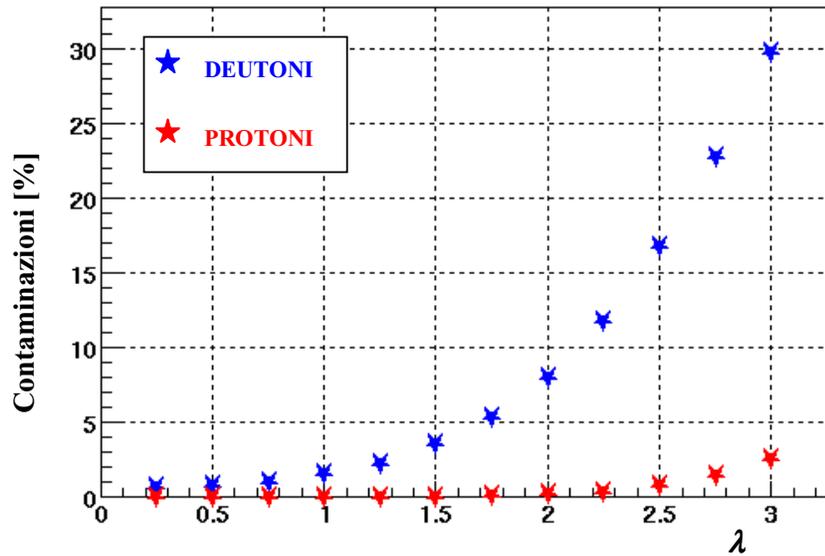


FIGURA 5.9 – Andamento della percentuale di contaminazione al variare del parametro λ , in rosso per i protoni ed in blu per deutoni. Le contaminazioni nei protoni sono trascurabili mentre quelle nei deutoni sono ben superiori.

TABELLA 5-2 – Calcoli di efficienza (area sotto la curva) e di contaminazione al variare del parametro λ , effettuati supponendo distribuzioni gaussiane di protoni e deutoni.

| λ | EFFICIENZA [%] | CONTAMINAZIONI PROTONI [%] | CONTAMINAZIONI DEUTONI [%] |
|-----------|----------------|----------------------------|----------------------------|
| 0.25 | 19.7 | 5.8E-5 | 0.6 |
| 0.50 | 38.3 | 1.6E-4 | 0.7 |
| 0.75 | 54.7 | 5.6E-4 | 0.7 |
| 1.00 | 68.3 | 1.9E-3 | 1.5 |
| 1.25 | 78.9 | 6.3E-3 | 2.2 |
| 1.50 | 86.6 | 1.9E-2 | 3.5 |
| 1.75 | 92.0 | 5.5E-2 | 5.3 |
| 2.00 | 95.5 | 0.15 | 8.0 |
| 2.25 | 97.6 | 0.34 | 11.8 |
| 2.50 | 98.8 | 0.74 | 16.7 |
| 2.75 | 99.4 | 1.42 | 22.8 |
| 3.00 | 99.7 | 2.47 | 29.8 |

Selezionando come parametro di taglio $\lambda = 2$ si ottiene una buona efficienza di identificazione, del 95.4%. Con questo taglio nel caso dei protoni

le contaminazioni sono dell'ordine dello 0.1 %, in pratica trascurabili, mentre per i deutoni si ottiene un 8.0 % di hit identificati erroneamente.

Per quel che riguarda i pioni occorre fare una considerazione. La figura 5.10 mostra uno spettro di massa, ottenuto mediante simulazione, in cui appaiono separati i contributi relativi a tipi di particelle differenti.

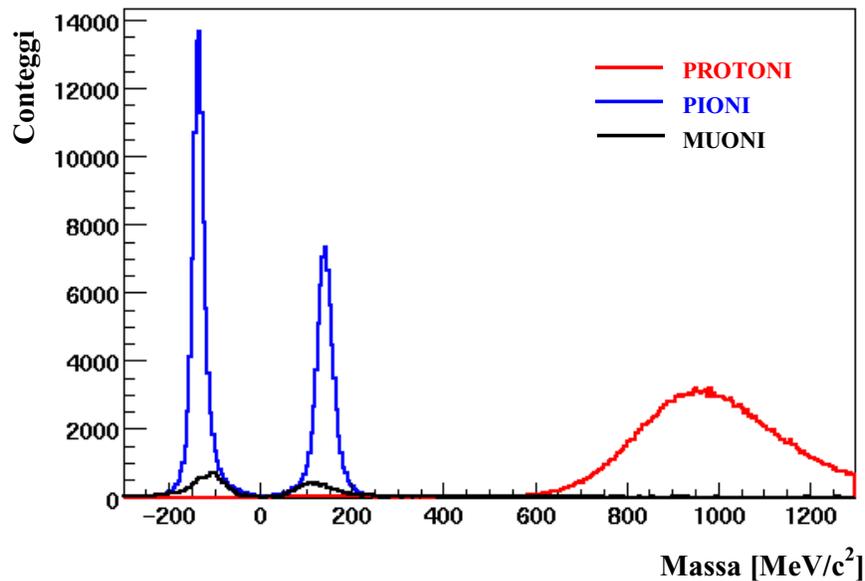


FIGURA 5.10 – Spettro simulato di massa ricostruita, separando i contributi relativi a differenti tipi di particelle. Sono presenti anche muoni non distinguibili da pioni, il cui contributo è comunque minore del 5%.

Appare chiaramente che nella regione di massa dei pioni sono anche presenti muoni (che hanno massa di $106 \text{ MeV}/c^2$ contro i $140 \text{ MeV}/c^2$ dei pioni), prodotti nelle reazioni nucleari principalmente da decadimenti deboli. Essi costituiscono comunque meno del 5% degli hit nell'intorno di 2σ attorno al centroide dei pioni, e non risultano distinguibili in quanto μ e π in pratica si comportano in maniera simile.

Nella configurazione definitiva dello spettrometro, utilizzando le camere esterne nella determinazione della traiettoria delle particelle dopo il campo

magnetico, la risoluzione in massa raggiunta sarà di $\Delta M \sim 1\%$ (a $800 \text{ MeV}/c^2$), e ciò permetterà di distinguere bene i due tipi di particelle.

5.4 Energia depositata ed identificazione

Un controllo della qualità relativa al metodo di identificazione, indipendente dalle misure di impulso e massa, proviene dalla misura di energia depositata nelle barre del TOF.

Infatti, come mostrato in figura 4.26, particelle diverse tendono ad assumere andamenti differenti nel plot col tempo di volo in ordinata ed energia depositata in ascissa, soprattutto nella regione dove esse perdono interamente la loro energia nelle barre di scintillatore. Effettuando una selezione in massa e osservando le matrici tempo di volo – energia, è possibile valutare le contaminazioni da particelle differenti nella nostra selezione, come mostrato nei paragrafi successivi.

Il criterio scelto per questa identificazione è quello di selezionare hit con valori di $1/\text{massa}$ in un intorno di $\pm 2 \sigma$ dal centroide della particella selezionata, dato dalla tabella 5.1.

5.4.1 Protoni

Le figure 5.11 e 5.12 mostrano i plot per i protoni, rispettivamente per barre spesse e sottili. Per le barre del primo tipo lo spettro risulta essere molto pulito; il punto di punch-through è ben evidente ad un tempo di volo intorno ai 21 ns e ad una energia al di sotto dei 60 MeV, gli hit si dispongono principalmente su due bande e quelli spuri al di fuori di queste sono ben pochi. Effettuando un taglio grafico è possibile eliminarli del tutto.

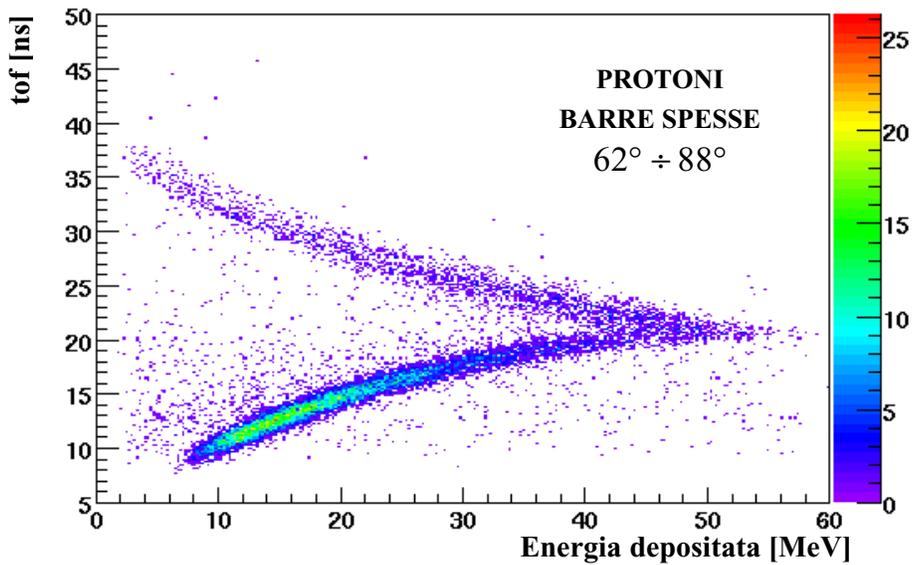


FIGURA 5.11 – Matrice tempo di volo vs energia depositata nelle barre spesse ($30 \times 30 \text{ mm}^2$, $\theta_{TOF} \sim 62^\circ \div 88^\circ$) del rivelatore TOF, selezionando in massa protoni. E' ben visibile il punto di punch-through.

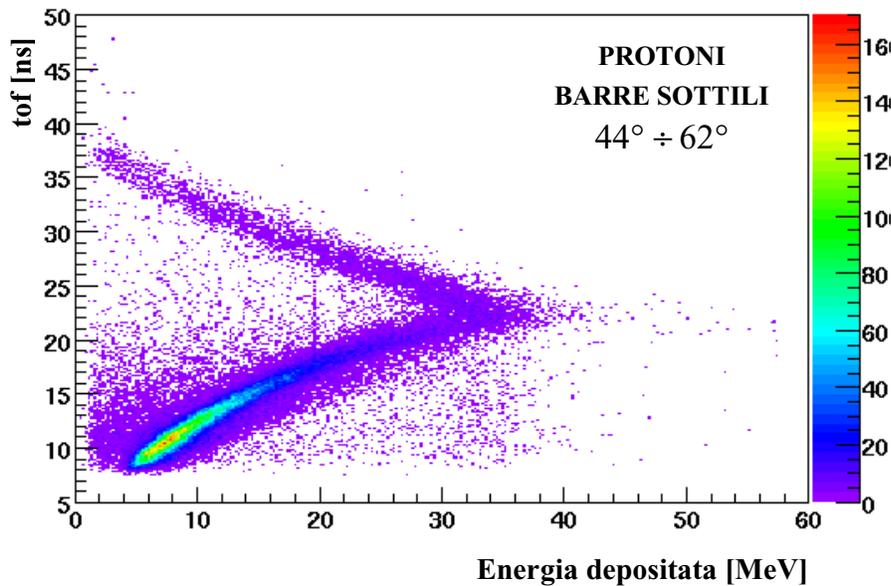


FIGURA 5.12 – Matrice tempo di volo vs energia depositata nelle barre sottili ($20 \times 20 \text{ mm}^2$, $\theta_{TOF} \sim 42^\circ \div 62^\circ$) del TOF per protoni.

Per le barre sottili la matrice risulta essere un po' più confusa, le bande sono più larghe e c'è un aumento di hit spuri con bassi valori di tempo di volo.

Il punto di punch-through non risulta essere ben definito come per le barre spesse, nelle quali per altro la cuspidè è ben evidente, a causa della saturazione di alcuni ADC (questa saturazione in pratica si osserva praticamente solo per i deutoni vicini al punto di punch-through, come mostrato nel paragrafo 4.5.4); tale punto si trova ad un valore di tof leggermente superiore a quello delle barre spesse, circa 22 ns, e ad una energia intorno ai 40 MeV; ciò è concorde coi valori di aspettazione, il rapporto tra i due valori di energia depositata (barre spesse diviso barre sottili) è di circa 3/2, coincidente col rapporto tra i due spessori (30 mm per le spesse, 20 mm per le sottili).

In entrambi i plot è evidente come non appaia il ramo dei deutoni di bassa energia, al di sopra del punto di punch-through, per cui la selezione è stata opportuna. Non è possibile invece dare una valutazione per quelli più energetici, perché essi seguono una distribuzione simile a quella dei protoni e quindi i due tipi di particelle non risultano distinguibili.

Analizzando il ramo dei protoni di bassa energia, con tempi di volo superiori a quello del punto di punch-through, è possibile stimare la risoluzione energetica delle barre del TOF; essa risulta essere dell'ordine del $\sigma_E/E \sim 10\%$.

5.4.2 Deutoni

Le figure 5.13 e 5.14 rappresentano le medesime matrici ma selezionando deutoni sullo spettro di massa.

Le bande principali sono ben definite; nella regione di elevati valori di tempo di volo appare evidente, soprattutto nelle barre sottili dove la statistica è maggiore per motivi cinematici, la presenza di una sottile banda al di sopra di quella dei deutoni, ad evidenziare la presenza di un altro tipo di particella più pesante.

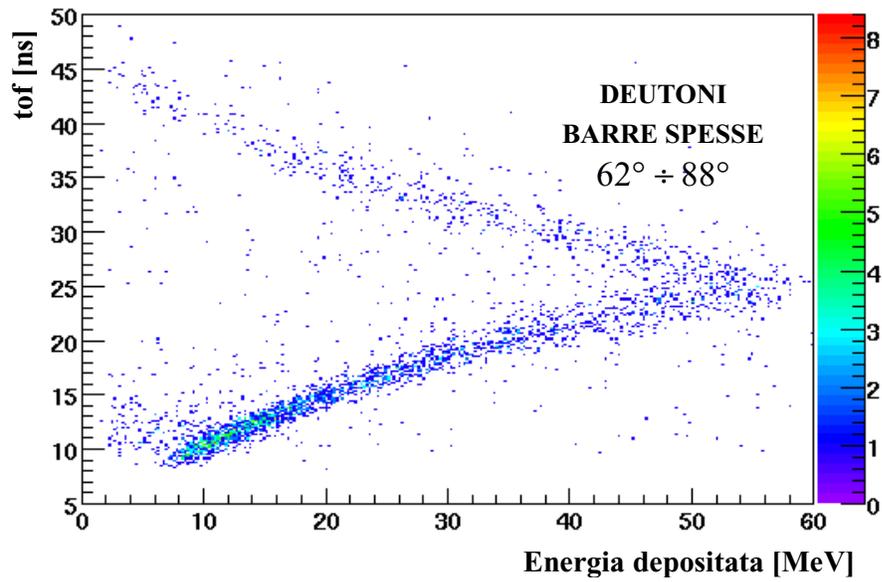


FIGURA 5.13 – Matrice tempo di volo vs energia depositata nelle barre spesse per deutoni.

La figura 5.15 mostra lo spettro di massa ottenuto selezionando queste regioni di elevato tempo di volo al di sopra dei deutoni, senza nessun taglio in massa.

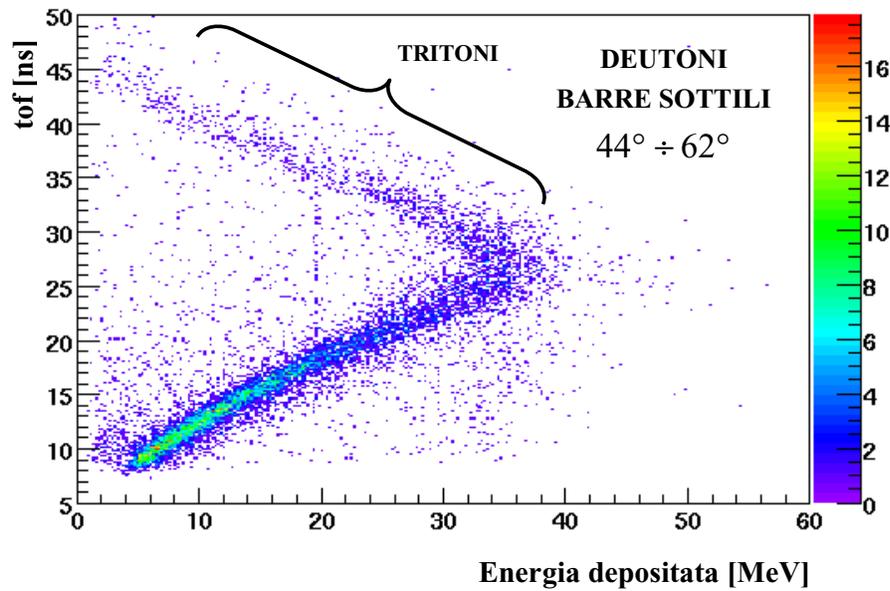


FIGURA 5.14 – Matrice tempo di volo vs energia depositata nelle barre sottili per deutoni.

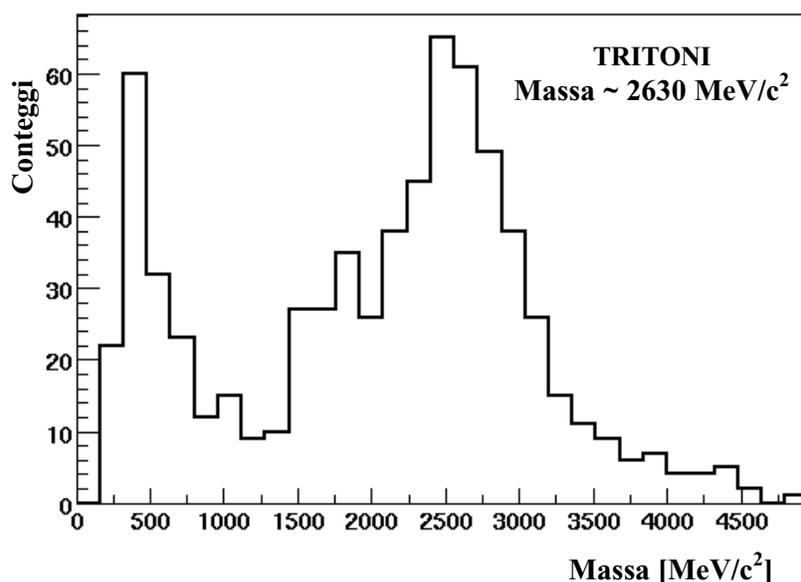


FIGURA 5.15 – Spettro in massa ricostruito selezionando le regioni di elevato tempo di volo al di sopra dei deutoni. E' evidente la presenza del picco dei tritoni.

E' ben visibile un picco ad un valore di massa di circa $2630 \text{ MeV}/c^2$, ad indicare la presenza di tritoni in tale regione (la massa dei tritoni è di $2809 \text{ MeV}/c^2$).

Utilizzando l'informazione in energia depositata è quindi possibile distinguere la presenza di tali particelle, cosa non realizzabile soltanto mediante la misura dell'impulso.

Il picco dei tritoni è piuttosto largo e si estende nella regione di massa dei deutoni. Però il numero di questi hit è modesto (circa 1% dei deutoni presenti), ed è possibile escluderli mediante una semplice selezione grafica nelle matrici tof – energia persa.

Dalla matrice delle barre sottili (figura 5.14) è visibile chiaramente la saturazione in energia per gli ADC delle barre sottili, come in figura 4.26; il picco di punch-through non è ben definito, non assume la tipica forma a cuspide come per le barre spesse ma gli hit sembrano fermarsi ad energie inferiori.

Questa saturazione appare evidente solo per i deutoni vicini al punto di punch-through, mentre gli spettri di protoni non ne risentono se non minimamente.

5.4.3 Pioni

Le figure 5.16 e 5.17 mostrano le matrici ottenute eseguendo una selezione in massa nella regione dei pioni.

Per prima cosa si denota la presenza di elettroni, che presentano tempi di volo di circa 7 ns ed una distribuzione di energia depositata fino a valori elevati (la coda della distribuzione di Landau).

I punti di punch-through sono ben visibili in entrambi i plot, anche se il numero di pioni poco energetici (alti valori di tempo di volo) è ridotto. Ciò è dovuto al campo magnetico, che fa sì che i pioni molto lenti vengano deviati al di fuori del rivelatore.

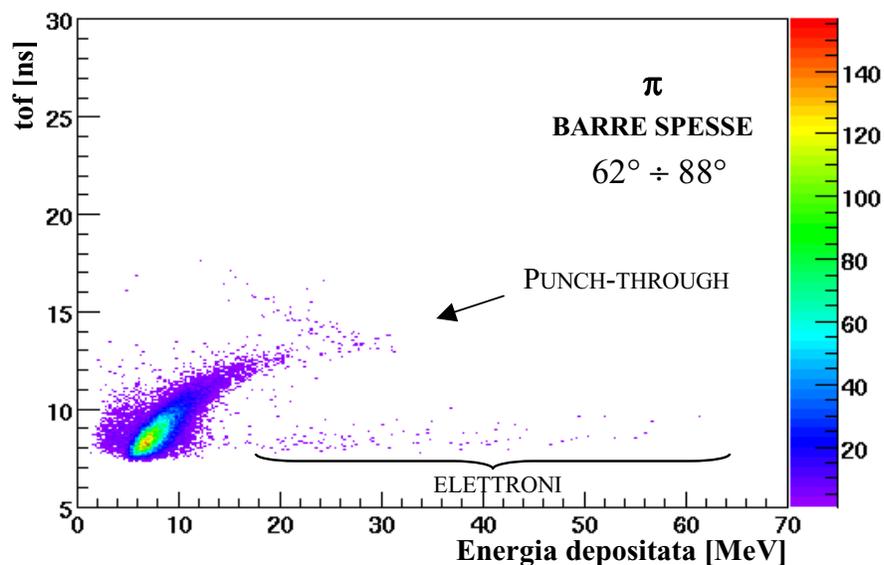


FIGURA 5.16 – Matrice tempo di volo vs energia depositata nelle barre spesse per pioni.

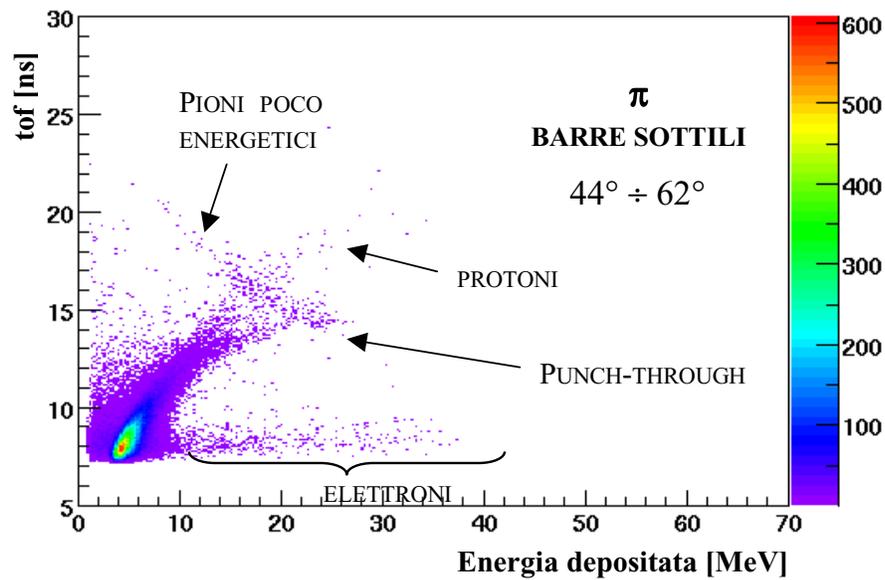


FIGURA 5.17 – Matrice tempo di volo vs energia depositata nelle barre sottili per pioni.

Nelle barre sottili è possibile distinguere meglio la banda con tempi di volo superiori a quello del punch-through, ed al di sopra di questa altri hit non attribuibili a pioni, prodotti dalla contaminazione di particelle più pesanti quali protoni.

Attraverso una selezione grafica opportuna è possibile eliminare le contaminazioni provenienti sia dagli elettroni che dai protoni.

5.4.4 Elettroni

La misura di energia depositata può essere utile anche al fine dell'identificazione degli elettroni.

Tale identificazione viene effettuata non mediante la ricostruzione della massa (vedi paragrafo 5.2) ma mettendo in correlazione le coordinate angolari nel RICH e nel primo segmento delle MDC. Le matrici tempo di volo vs

energia depositata possono indicare il genere di particelle che è incluso in tale selezione e permettono quindi di scartare hit falsi.

La figura 5.18 mostra in ordinata il momento moltiplicato per il segno della carica mentre in ascissa la velocità β , selezionando hit correlati con il RICH; gli elettroni/positroni viaggiano a velocità prossime a quella della luce, sono rappresentati dal picco a $\beta \sim 1$; i valori di velocità $\beta > 1$, non possibili fisicamente, sono dovuti alla risoluzione della misura di tempo di volo e della lunghezza della traiettoria della particella).

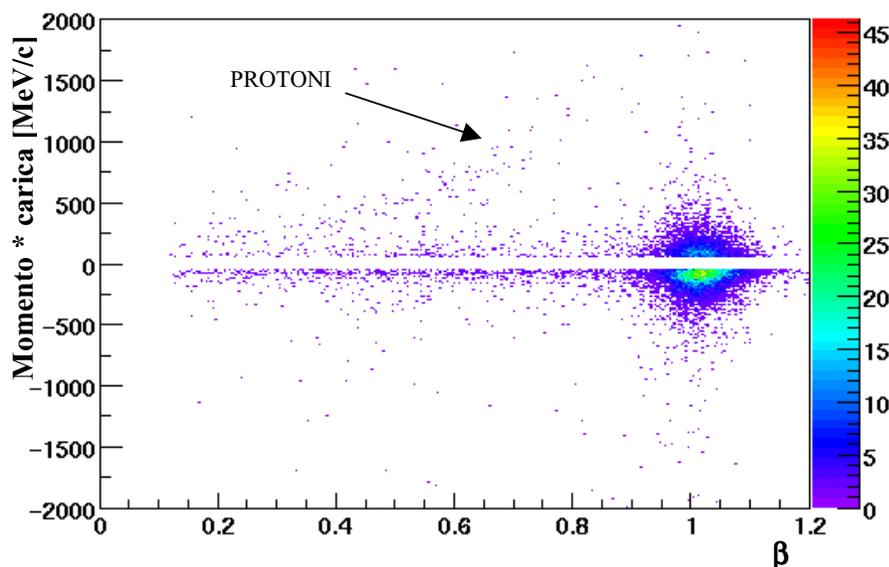


FIGURA 5.18 – Matrice momento - β per hit in correlazione col RICH.

E' possibile notare come il numero di elettroni è maggiore del numero di positroni; ciò avviene in seguito della polarità del campo magnetico, che tende a deviare le particelle cariche positivamente ad angoli polari inferiori, cioè verso lo SHOWER, mentre le particelle negative verso angolazioni superiori, cioè verso il TOF.

Sono inoltre presenti anche hit dovuti a conteggi spuri, verosimilmente combinatoriali, non appartenenti ad elettroni. Ad esempio nel semipiano

positivo è possibile osservare la presenza di hit nella regione appartenente ai protoni. Costituiscono solo il 4% degli hit presenti, e si possono diminuire ulteriormente con una opportuna selezione in tempo di volo.

Gli stessi hit vengono mostrati nelle figure 5.19 e 5.20 utilizzando le informazioni di tempo di volo ed energia depositata.

Gli elettroni prodotti nella reazione nucleare sono disposti lungo le bande orizzontali intorno ai 7 ns (ricordo che il percorso medio è stato normalizzato a 2100 mm, in maniera da poter sovrapporre gli spettri di tutte le barre del TOF, come discusso nel paragrafo 4.3.1); oltre a questi hit si denota la presenza di particelle di tipo differente, in particolare nelle barre sottili dove la statistica è maggiore e permette di separare i diversi comportamenti.

La banda obliqua considerando la forma che essa assume appartiene a protoni, fatto verificato osservando le distribuzioni simulate; per tempi di volo fino a circa 16 ns si denota un addensamento di hit, dovuto probabilmente alla

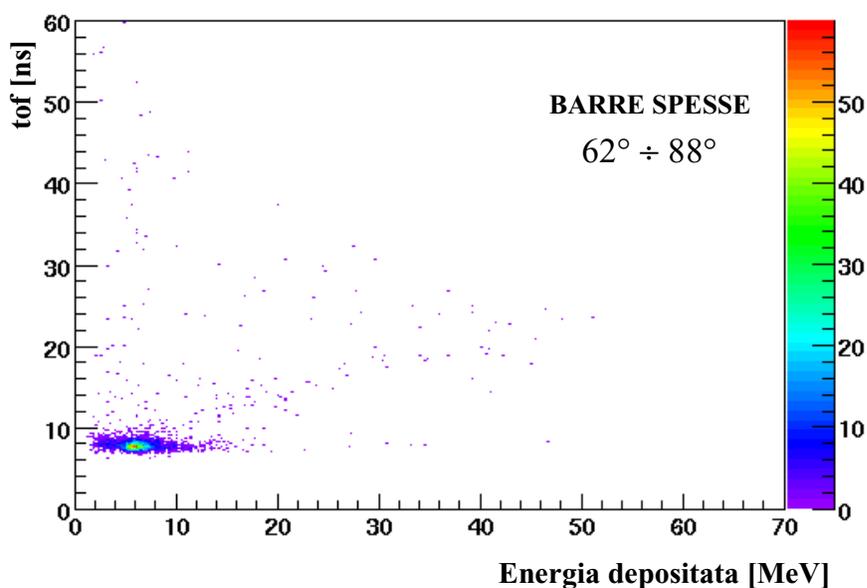


FIGURA 5.20 – Matrice tof vs energia depositata nelle barre spesse degli hit in correlazione con il RICH.

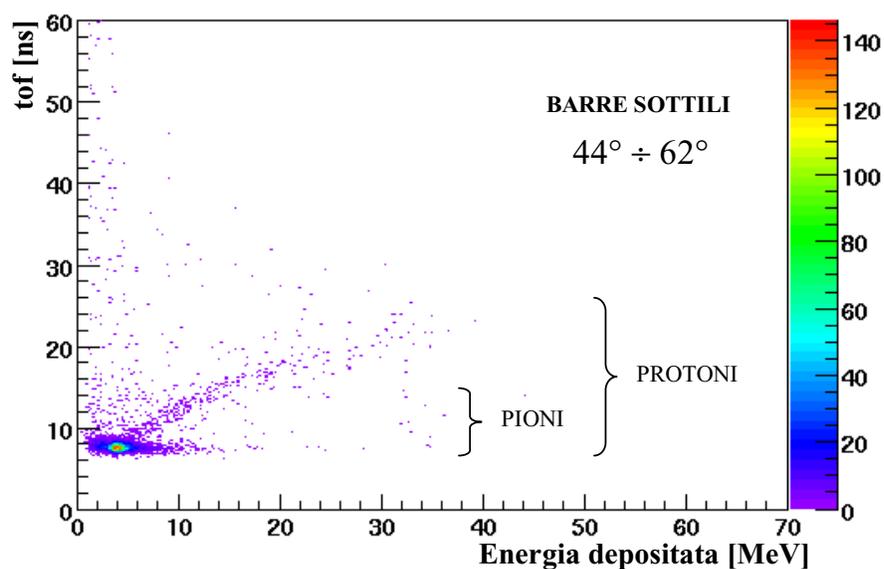


FIGURA 5.21 – Matrice tof vs energia depositata nelle barre sottili degli hit in correlazione con il RICH.

presenza anche di pioni.

La presenza di tali particelle in correlazione col RICH è difficilmente interpretabile dalla loro produzione di effetto Cherenkov nel radiatore, considerando che nelle reazioni studiate tali particelle non hanno velocità superiori a quella di soglia. Più probabilmente tali hit non sono altro che combinatoriali, imputabili a particelle che si ritrovano all'interno della finestra di correlazione con elettroni effettivamente emessi.

Per ridurre le contaminazioni presenti si impone un taglio in tempo di volo, eliminando così particelle più lente che sicuramente non sono attribuibili ad elettroni effettivamente emessi nella reazione. Vengono così identificati come elettroni tutti quegli hit correlati col RICH che presentano valori di tempo di volo inferiori a 9 ns.

6 RISULTATI PRELIMINARI

Attraverso le procedure illustrate nel capitolo precedente è possibile identificare le particelle che hanno attraversato lo spettrometro, e quindi osservare le loro distribuzioni.

Va notato che il numero di eventi acquisito non permette di effettuare una analisi statistica elaborata, ed inoltre, che i dati risentono di una risoluzione non ottimale nella misura del momento, non potendo essere state utilizzate le camere MDC esterne (con la loro risoluzione spaziale dell'ordine del centinaio di micron) per la determinazione delle traiettorie delle particelle nella regione dopo il campo magnetico.

Tuttavia i risultati preliminari ottenuti rispecchiano, anche se qualitativamente, le previsioni, come verrà mostrato nei paragrafi successivi, a dimostrazione del buon funzionamento dello spettrometro e delle procedure utilizzate.

6.1 *Dileptoni e massa invariante*

Selezionando eventi che contengono una coppia elettrone-positrone è possibile calcolare il loro angolo di apertura, nonché il valore di massa invariante del sistema (vedi paragrafo 2.3).

L'angolo di apertura ω della coppia è dato da:

$$\cos \omega = \frac{\vec{p}_+ \cdot \vec{p}_-}{|\vec{p}_+| |\vec{p}_-|} \quad (6-1)$$

dove \vec{p}_+ e \vec{p}_- sono gli impulsi rispettivamente del positrone e dell'elettrone, i cui moduli vengono calcolati mediante l'algoritmo del *kick plane* mentre le coordinate angolari sono misurate dal primo segmento delle camere MDC.

Mediante l'informazione sugli impulsi e sull'angolo di apertura della coppia di particelle è possibile calcolare il valore di massa invariante, dalla:

$$M = \sqrt{(E_+ + E_-)^2 - (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)^2} \quad (6-2)$$

(utilizzando la convenzione $c \equiv 1$), dove M è la massa invariante mentre E_+ ed E_- sono le energie totali delle particelle, espresse da:

$$E_{+,-} = \sqrt{p_{+,-}^2 + m^2} \quad (6-3)$$

La massa dell'elettrone m (~ 0.5 MeV) è ben inferiore ai valori di energia posseduti dai leptoni emessi nelle reazioni in studio (tipicamente da 100 a 1000 MeV), per cui può essere trascurata. Dalla equazione 6.2 pertanto si ottiene:

$$M = \frac{1}{c} \sqrt{2p_+ p_- \sin \frac{\omega}{2}} \quad (6-4)$$

Analizzando circa $8 \cdot 10^6$ eventi, acquisiti con il solo trigger di primo livello e quindi senza pre-selezione di elettroni, le coppie rivelate sono state 3052; di queste occorre escludere quelle che posseggono un angolo di apertura $\omega = 0^\circ$, che non producono valori di massa invariante significativi ($M = 0$).

Queste ultime corrispondono ad eventi che presentano un hit nella regione anteriore al campo magnetico, identificato come elettrone, e due hit correlati nella regione posteriore. Essi appartengono per lo più a coppie emesse con angoli di apertura talmente piccoli che la risoluzione attuale delle camere MDC non permette di elaborare. In particolare va notato che queste coppie provengono da processi di conversione di fotoni ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) o dal fondo combinatoriale, vengono separate dal campo magnetico e quindi rivelate dal

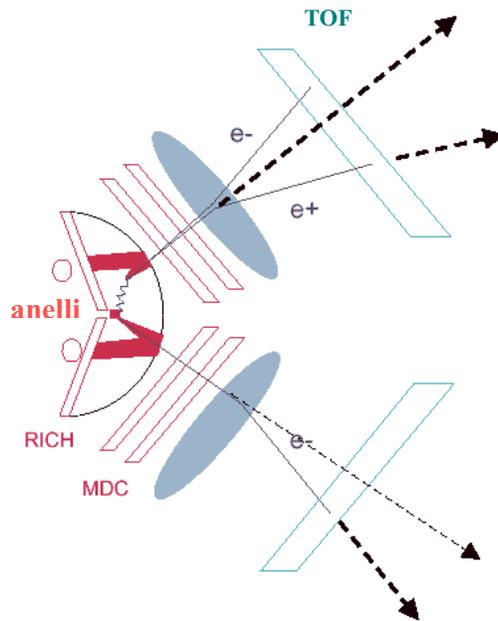


FIGURA 6.1 – Le coppie provenienti da processi di conversione vengono emesse con un angolo di apertura molto piccolo, non apprezzabile dalla risoluzione delle MDC, che il campo magnetico separa e che vengono rivelate separatamente dal TOF.

TOF come in figura 6.1. Scartando tali eventi il numero di coppie utili si riduce a 1578 (vedi lo schema di figura 6.2).

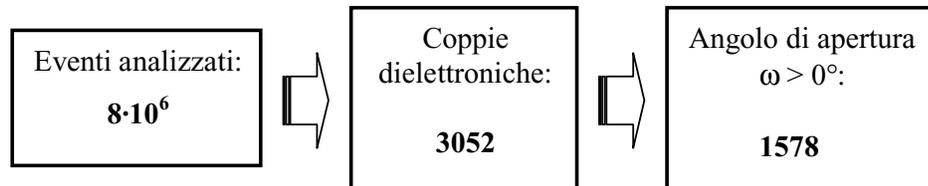


FIGURA 6.2 – Numero di coppie dielettroniche rivelate.

La figura 6.3 mostra la distribuzione dell'angolo di apertura delle coppie rivelate; è evidente un picco per valori di $\omega \sim 3^\circ$ mentre, per valori superiori, la distribuzione sembra mostrare un leggero accumulo ad angoli tra 10° - 15° , sovrapposto al fondo combinatoriale. Tali valori sono in accordo con quanto previsto dalle simulazioni; infatti i processi principali che portano alla formazione di coppie sono quelli di conversione interna, con un angolo medio di apertura $\langle \omega \rangle \approx 2^\circ$, e i decadimenti Dalitz del pione neutro ($\pi_0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$), con $\langle \omega \rangle \approx 13^\circ$, mostrati in figura 6.4.

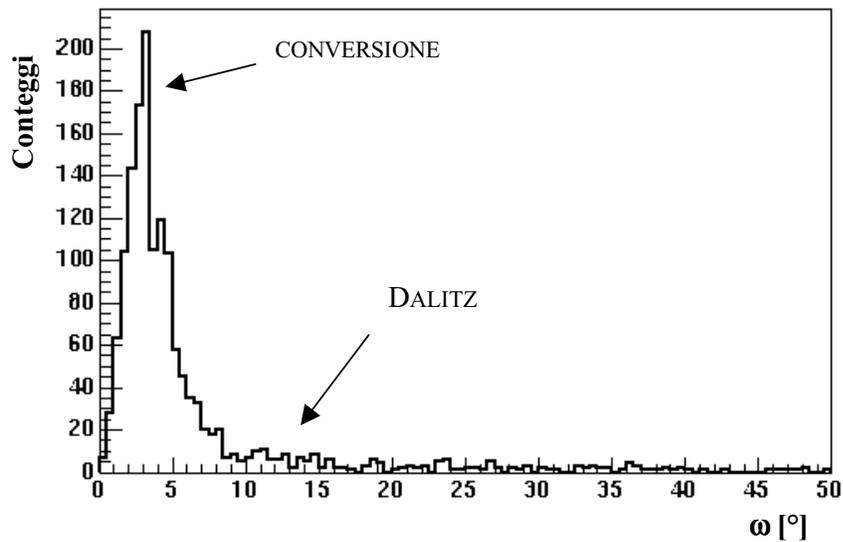


FIGURA 6.3 – Distribuzione dell'angolo di apertura ω per coppie e^+ e e^- .

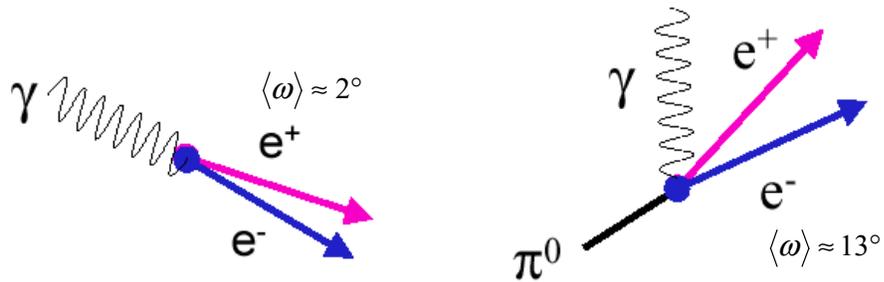


FIGURA 6.4 – I principali canali di produzione di coppie e^+ e e^- sono i processi di conversione dei γ (a sinistra) ed i decadimenti Dalitz del pione neutro (a destra).

Gli altri processi hanno una sezione d'urto così bassa che l'attuale numero di eventi acquisiti non permette di distinguere.

La figura 6.5 mostra lo spettro di massa invariante. La distribuzione presenta il suo massimo per valori di massa molto piccoli, e diminuisce fino a circa $200 \text{ MeV}/c^2$.

La figura 6.6 mostra invece lo spettro dielettronico di massa invariante simulato per reazioni di $C + C$ a $2A \text{ GeV}$, utilizzando una configurazione dello

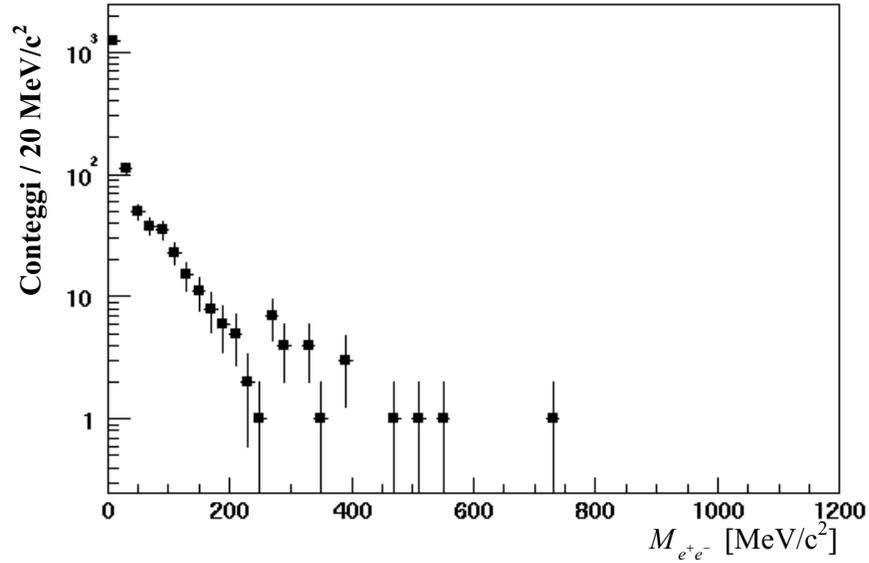


FIGURA 6.5 – Spettro sperimentale di massa invariante di coppie e^+e^- (le barre di errore si riferiscono soltanto all'errore statistico).

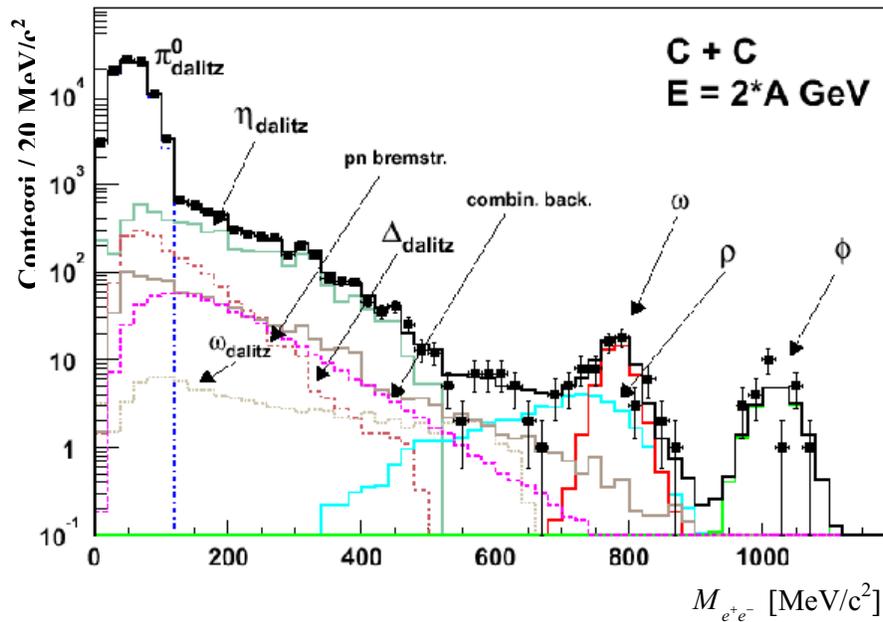


FIGURA 6.6 – Spettro di massa invariante per coppie dielettroniche simulato per reazioni $C + C$ ad $2A$ GeV. Per $2 \cdot 10^9$ reazioni semicentrali si prevedono ~ 180000 coppie prodotte (le barre di errore si riferiscono soltanto a quello statistico).

spettrometro con 3 piani di camere MDC, contro i 2 effettivamente funzionanti durante il turno di misura del novembre 2001.

Simulando reazioni semicentrali (40% della sezione d'urto geometrica totale) sono state prodotte circa 180000 coppie $e^+ e^-$; di queste circa 180 sono presenti nella regione di massa dei mesoni ρ e ω .

Dal confronto si può notare che:

- Il numero di coppie rivelate nel presente esperimento è troppo piccolo per elaborare deduzioni nella regione di massa dei mesoni vettori.
- Lo spettro risente di una peggiore risoluzione in momento, e quindi in massa invariante, rispetto a quello simulato in quanto la determinazione della traiettoria delle particelle nella regione posta dopo il campo magnetico è stata effettuata mediante il rivelatore TOF, di risoluzione spaziale peggiore di quella del terzo piano delle camere MDC utilizzato in simulazione.
- Conferma, invece, che la maggior parte di coppie sono prodotte nella regione di massa invariante al di sotto di $200 \text{ MeV}/c^2$, nella quale il contributo predominante proviene dal decadimento Dalitz del pione neutro.

Va notato, tuttavia, che i dati sperimentali mostrano un eccesso di conteggi rispetto alla simulazione per valori di massa molto bassi ($M < 20 \text{ MeV}/c^2$), provenienti dai processi di conversione.

Questa discrepanza è attribuibile all'utilizzo, nell'esperimento, di un bersaglio più spesso rispetto a quello della simulazione (spessori corrispondenti al 4-5% della lunghezza di interazione per il bersaglio utilizzato, e all'1% per quello simulato). Uno spessore maggiore, infatti, favorisce i processi di conversione all'interno del bersaglio, aumentando, pertanto, il contributo di tali processi nella distribuzione sperimentale di figura 6.5.

In conclusione, quindi, i presenti risultati mostrano un buon accordo con le previsioni e definiscono un limite sul numero di eventi da acquisire nel prossimo esperimento.

Va notato che, l'utilizzo del trigger di 2° livello (vedi paragrafo 3.7.2) nell'acquisizione, permetterà di selezionare gli eventi che contengono almeno una coppia dielettronica, facilitando l'acquisizione degli eventi di interesse per la misura, incrementando la statistica di un fattore 100 a parità di conteggi registrati.

6.2 Spettri di adroni

Al fine di individuare la dinamica del processo di interazione tra nucleo proiettile e bersaglio, è possibile osservare se le particelle emesse possiedono direzioni privilegiate di emissione.

A tale scopo, considerando che le reazioni avvengono ad energie relativistiche, è conveniente utilizzare variabili quali la *rapidità* e l'*impulso trasverso* rispetto alla direzione del fascio.

La rapidità Y di una particella è definita da:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right) \quad (6-5)$$

dove E è l'energia totale della particella e p_{\parallel} è la componente dell'impulso nella direzione parallela a quella del fascio.

Questa quantità dà una misura della velocità della particella; il suo utilizzo presenta la convenienza che nel passaggio da un sistema di riferimento S1 ad un altro sistema S2, la rapidità della particella nel secondo sistema è semplicemente data dalla somma della rapidità nel primo più la rapidità di S1 rispetto ad S2. Ne segue che le distribuzioni di rapidità in due sistemi di

riferimento differenti risultano semplicemente traslate e presentano la stessa forma.

Il momento trasverso p_T è la componente dell'impulso della particella nella direzione perpendicolare a quella del fascio, e quindi nel passare dal sistema del laboratorio a quello del centro di massa non varia. Esso dà una misura dell'inelasticità della reazione: se le particelle hanno un alto momento trasverso è più probabile che provengano dal decadimento di risonanze.

Per valutare le proprietà cinematiche delle particelle quindi si può osservare la distribuzione degli hit al variare della rapidità e dell'impulso trasverso; tali grafici vengono chiamati “*diagrammi di rapidità*”.

Per costruire tali diagrammi occorre inoltre normalizzare la sezione d'urto differenziale in maniera che essa sia invariante per trasformazioni di Lorentz. Si utilizza per questo la sezione d'urto invariante σ_{inv} , definita dalla:

$$\sigma_{inv} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dY dp_T} \quad (6-6)$$

dove $d^2\sigma/dY dp_T$ è proporzionale al numero di conteggi rivelati.

La figura 6.7 mostra il diagrammi di rapidità per protoni, con in ascissa il valore di rapidità normalizzato alla rapidità del fascio Y/Y_P (per la reazione C + C a 2A GeV la rapidità del proiettile è $Y_P = 1.81$), ed in ordinata il momento trasverso. In questo sistema la regione del bersaglio possiede rapidità nulla ($Y = 0$), in quanto esso è fermo nel laboratorio, mentre il proiettile possiede $Y/Y_P = 1$; considerando che la reazione è simmetrica, la linea di mid-rapidity $Y/Y_P = 0.5$ corrisponde a 90° nel sistema di riferimento del centro di massa, e quindi a particelle emesse dalla regione di interazione in direzione perpendicolare a quella del fascio.

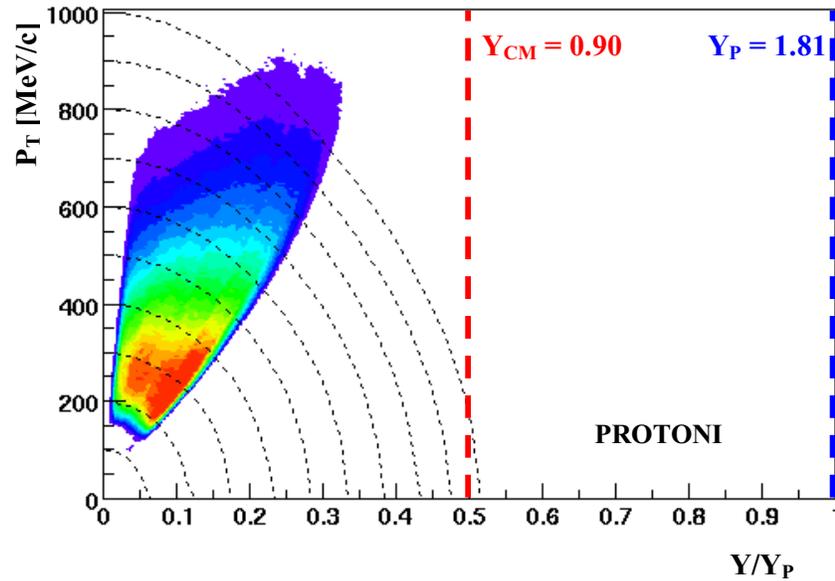


FIGURA 6.7 – Diagramma di rapidità per protoni. Le linee tratteggiate rappresentano le distribuzioni delle particelle emesse dalla regione del bersaglio con lo stesso valore di impulso (P da 100 a 1000 MeV/c). I protoni sembrano essere emessi dal bersaglio.

Dal diagramma appare evidente che gli hit si dispongono nel primo semipiano di rapidità, dato che il rivelatore TOF nel sistema di riferimento del centro di massa copre la regione angolare degli angoli all'indietro.

I protoni tendono ad occupare principalmente la regione di bassa rapidità, e sembra che la loro distribuzione sia più o meno uniforme e proveniente dalla zona del bersaglio. Le linee tratteggiate nel grafico mostrano le superfici con lo stesso valore di momento nel caso di particelle emesse dal bersaglio, e sembrano ben seguire l'andamento della distribuzione.

Da ciò si deduce, quindi, che la maggior parte dei protoni rivelati nel TOF sembrano essere emessi dalla regione del bersaglio, con un momento di circa 250 MeV/c. Ciò dipende anche dalla regione angolare coperta dal rivelatore TOF, nella quale la rivelazione di protoni provenienti dalla zona di interazione nella collisione nucleare è sfavorita per motivi cinematici.

Osservando il diagramma di rapidità dei deutoni (figura 6.8) si può osservare come esso sia molto simile a quello dei protoni, e anche queste particelle sembrano provenire principalmente dal bersaglio con un valore di momento di circa 400 MeV/c (massimo della distribuzione).

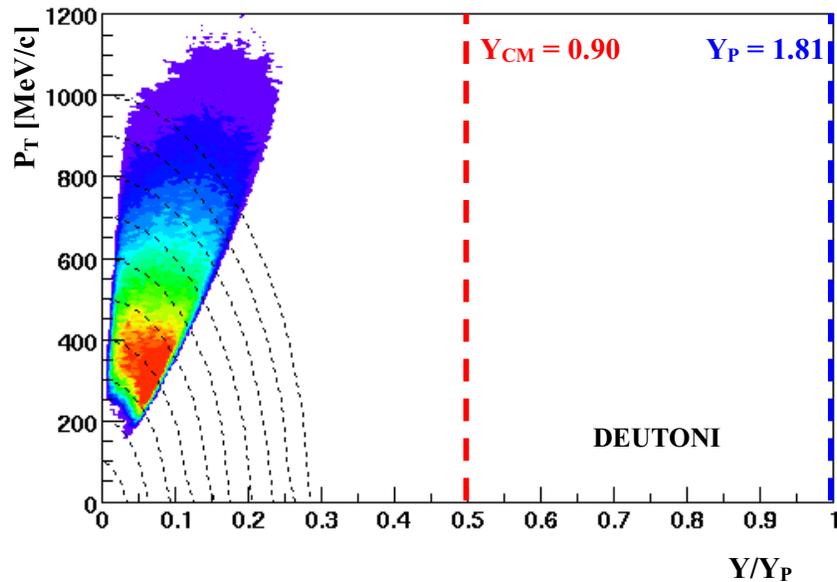


FIGURA 6.8 – Diagramma di rapidità per deutoni. Le linee tratteggiate rappresentano le distribuzioni delle particelle emesse dalla regione del bersaglio con lo stesso valore di impulso (P da 100 a 1000 MeV/c). Anche i deutoni sembrano essere emessi dal bersaglio.

La figura 6.9 mostra invece il diagramma di rapidità dei pioni, e si vede come la distribuzione è differente rispetto al caso dei protoni e dei deutoni.

L'accettazione del TOF non permette di avere una visione completa della distribuzione, per cui è difficile trarre delle conclusioni; tuttavia le distribuzioni differiscono da quelle dei protoni e dei deutoni, e sembrano indicare un'emissione da una sorgente a rapidità $Y > 0$.

Le linee tratteggiate mostrano le superfici corrispondenti a particelle con lo stesso valore di momento emesse dal centro di massa; sembra che la regione

in cui la distribuzione dei pioni è più addensata segua bene l'andamento di queste linee.

Ciò è consistente con l'ipotesi che i pioni provengano dalla regione di interazione, che possiede rapidità pari a quella del centro di massa $Y_{CM} = Y_P/2$.

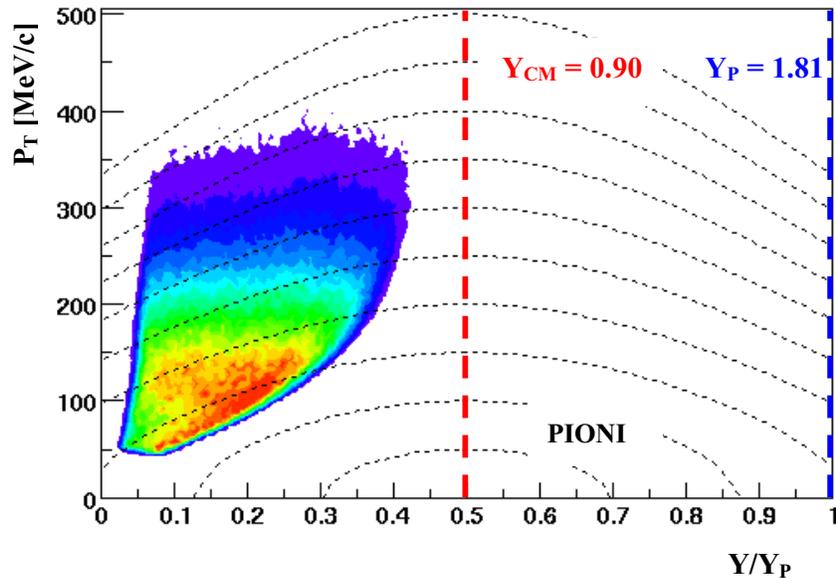


FIGURA 6.9 – Diagramma di rapidità per pioni. Le linee tratteggiate rappresentano le distribuzioni delle particelle emesse dalla regione del centro di massa con lo stesso valore di impulso (P da 50 a 500 MeV/c). I pioni sembrano essere emessi dalla regione di interazione.

7 CONCLUSIONI

Lo studio delle proprietà della materia nucleare in condizioni di elevata densità e temperatura è uno degli obiettivi della fisica degli ioni pesanti. In questo contesto lo spettrometro HADES si prefigge lo scopo di studiare le proprietà dei mesoni vettori prodotti nelle collisioni nucleari, attraverso lo studio del canale di decadimento in coppie di dielettroni.

In questo lavoro di tesi sono state valutate le prestazioni del rivelatore a tempo di volo TOF dello spettrometro HADES, analizzando i dati provenienti dal turno di misura del novembre 2001. Si è definita una procedura di calibrazione che, utilizzando in correlazione anche i dati degli altri rivelatori, ha permesso di valutarne la risoluzione temporale e spaziale nonché l'efficienza di rivelazione. I valori così ottenuti sono in accordo con quelli stimati in fase di progettazione, a dimostrazione del buon funzionamento del rivelatore.

Lo sviluppo di una procedura di identificazione di particelle ha permesso inoltre di analizzare i dati disponibili ed ottenere dei risultati preliminari.

Selezionando gli eventi nei quali sono presenti coppie dielettroniche è stato ottenuto uno spettro di massa invariante del sistema, e si è confrontato con quello calcolato mediante simulazione. Si può affermare che i canali di produzione principali delle coppie, nelle reazioni studiate, sono legati ai fenomeni di conversione dei γ ed ai decadimenti Dalitz del pione neutro, in accordo con quanto ottenuto dalle simulazioni. Dalle stesse si è evidenziato come il numero di eventi acquisiti non è sufficiente per individuare la presenza di mesoni vettori.

Infine, le distribuzioni di rapidità delle particelle rivelate, evidenziano il fatto che i protoni ed i deutoni rivelati dal TOF nelle collisioni studiate provengono principalmente dalla zona del bersaglio, mentre le distribuzioni dei pioni sono consistenti con l'ipotesi che essi vengano emessi dalla regione di interazione.

Lo spettrometro HADES è funzionante e, con l'installazione del terzo piano completo delle camere MDC e l'utilizzo del trigger di secondo livello, sarà possibile acquisire una statistica sufficiente di coppie $e^+ e^-$, in maniera da verificare se l'eccesso di dielettroni nella regione tra 0.2 e 0.6 GeV/c², ottenuto dalle collaborazioni CERES e DLS, è dovuto alla produzione dei mesoni vettori ρ e ω . In tal caso tale studio permetterà di valutare come variano le proprietà di tali mesoni, quali la massa e la vita media, all'interno della materia nucleare.

BIBLIOGRAFIA

- [Ago98]: C.Agodi *et al.*:
“*The Time Of Flight Wall for the HADES Spectrometer*”
IEEE Trans. Nucl. Sci. **45** n. 3 (1998) 665.
- [Ago02]: C.Agodi *et al.*:
“*The HADES Time Of Flight wall*”
Nucl. Instr. Meth **A** inprint.
- [Bar85]: L.M.Barkov *et al.*:
Nucl.Phys. **B 256** (1985) 365.
- [Bas98]: S.A.Bass *et al.*:
“*Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions*”
Prog. Part. Nucl. Phys. **41** (1998) 225-370.
- [Ber98]: E.Berdermann *et al.*:
“*Diamond Detectors for Heavy Ion Measurements*”
Proceeding di “XXXVI Intern. Winter Meeting on Nucl. Phys.”, Bormio 1998
- [Bok02]: H.Bokemeyer *et al.*:
“*Development of low-mass drift chambers for the HADES spectrometer*”
Nucl. Instr. Meth. **A 477** (2002) 397-400.
- [Bra98]: E.L.Bratkovskaya *et al.*:
“*Dilepton production and m_T -scaling at BEVALAC/SIS energies*” Nucl. Phys. **A 634** (1998) 168-189.

-
- [Bro84]:** R. Brockmann *et al.*:
“Pion and Proton “Temperature“ in Relativistic Heavy-Ion Reactions”
Phys. Rev. Letters **53** (1984) 2012.
- [Bro91]:** G.E.Brown, M.Rho:
“Scaling effective Lagrangians in a dense medium”
Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2720.
- [Cas99]:** W.Cassing, E.L.Bratkovskaya
“Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter”
Phys. Rep. **308** (1999) 65-233.
- [Dre97]:** A.Drees *et al.*:
Eur. Phys. J. **C 1** (1997) 123-130.
- [Gar93]:** K.Garrow:
“HADES on Simulation of TOF and SHOWER” (1993).
- [Gro00]:** D.E. Groom *et al.*:
Eur. Phys. J. **C 15** (2000) 1.
- [Gub02]:** F.Guber:
“TOFINO status report”
Proceedings di “HADES Collaboration Meeting XI”,
12/04/2002, Castello di Smolenice (Bratislava).
- [HAD94]:** HADES collaboration:
“HADES: A proposal for High-Acceptance Di-Electron Spectrometer”
Proposal, GSI Darmstadt (1994).
- [Kli90]:** S.Klimt *et al.*:
Phys. Letters **B 249** (1990) 386.

- [Kli96]:** F.Klingl, N.Kaiser, W.Weise:
“Effective Lagrangian approach to vector mesons, their structure and decays”
Z.Phys. **A 356** (1996) 193-206.
- [Kli97]:** F. Klingl, N. Kaiser, W. Weise:
“Current correlation functions, QCD sum rules and vector mesons in baryonic matter”
Nucl. Phys. **A 624** (1997) 527.
- [Koc95]:** V. Kock:
“Introduction to Chiral Symmetry”
LBNL-Report 38000 (1995).
- [Lan44]:** L. Landau:
J. Physics (USSR) **8** (1944) 201.
- [Nam61]:** Y. Nambu, G. Jona-Lasinio:
“Dynamic model of elementary particles”
Phys. Rev. **122** (1961) 345; Phys. Rev. **124** (1961) 246.
- [Por97]:** R.J. Porter *et al.*:
“Dielectron Cross Section Measurements in Nucleus-Nucleus Reactions at 1.0A GeV”
Phys. Rev. Letters **79** (1997) 1229.
- [Pov95]:** B. Povh:
“Particles and Nuclei”
Springer (1995).
- [Sak69]:** J.J.Sakurai:
“Currents and Mesons”
The University of Chicago Press (1969).

- [Sal98]:** P. Salabura *et al.*:
“*HADES – a High Acceptance DiElectron Spectrometer*”
Acta Phys. Pol. **B 27**(1&2) (1996) 421.
- [San00]:** M.Sanchez:
“*Kick Plan (Beamtime Edition)*”
Internal Paper, GSI, 22/12/2000.
- [San02]:** M.Sanchez:
“*Momentum Recostruction*”
Proceedings di “HADES Collaboration Meeting XI”,
12/04/2002, Castello di Smolenice (Bratislava).
- [Tra01]:** M.Traxler:
“*Real-Time Dilepton Selection for the HADES Spectrometer*”
Tesi di dottorato (2001).
- [Yeg90]:** A. Yegneswaram *et al.*:
” *The Dilepton Spectrometer*”
Nucl. Instr. Meth. **A 290** (1990) 61-75.
- [Zei99]:** K.Zeitelhack *et al.*:
“*The HADES RICH detector*”
Nucl. Instr. Meth. **A 433** (1999) 438.