

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CATANIA

**FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E
NATURALI**

Corso di Laurea in Fisica

STEFANO BERTINO

SPETTROSCOPIA DELLA MATERIA

NUCLEARE CALDA E Densa CON

LO SPETTROMETRO HADES

TESI DI LAUREA

Relatori:

Chiar.mo Prof. G. BELLIA

Dr. P. FINOCCHIARO

ANNO ACCADEMICO 1999-2000

Introduzione.

Nel presente lavoro di tesi descriveremo l'attività di ricerca e sviluppo che abbiamo condotto sia presso il GSI di Darmstadt (Germania) e sia ai Laboratori Nazionali del Sud, per lo studio dello spettrometro HADES.

Daremo qui un'ampia descrizione dello spettrometro HADES, e dei suoi diversi sistemi di rivelazione, e in particolare la nostra attenzione sarà rivolta al rivelatore di tempo di volo TOF (Time Of Flight) e all'analisi dei dati del *test run* del novembre 1999.

HADES, High Acceptance Di-Electron Spectrometer, è uno strumento particolarmente selettivo e di grande accettazione, che nasce per lo studio di canali di decadimento in due leptoni (e^+e^-) di alta energia in collisioni tra ioni pesanti ad energie dell'ordine del AGeV. Attualmente la collaborazione HADES conta 19 istituzioni situate in 9 paesi europei, per un totale di oltre 100 ricercatori partecipanti.

L'Italia partecipa alla realizzazione di HADES dal 1996 per tramite dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, che ha finanziato la realizzazione del rivelatore TOF. Due gruppi di ricerca e tecnici, dei Laboratori Nazionali del Sud di Catania e della Sezione INFN di Milano, hanno sviluppato il muro di tempo di volo e l'elettronica ad esso associata.

E' altresì doveroso menzionare che il gruppo italiano costituisce un punto di riferimento anche rispetto al *software* di monitoraggio on-line e di analisi.

Terminata la fase di sviluppo lo spettrometro è ormai in fase avanzata di installazione e test. Nel Novembre 1999 è stato effettuato *test run* in cui si utilizzava un fascio di ^{40}Ar con energia di 1750 MeV/A su un bersaglio composto invece di ^{47}Ti , su un sottile ($7.5\text{ }\mu\text{m}$) strato di kapton.

L'analisi dei dati raccolti durante il *test run* ha permesso di verificare le funzionalità dei vari sotto sistemi di rivelazione che compongono lo spettrometro HADES, sotto tutti gli aspetti. Pur non avendo il magnete in funzione, si è collezionata una discreta statistica con tutti i rivelatori in coincidenza, che ha permesso una calibrazione reciproca tramite la costruzione di diversi *plot* di correlazione tra i vari rivelatori.

Il primo capitolo offre una panoramica sulle problematiche della fisica nucleare, volte alla rivelazione di coppie di di-leptoni per lo studio della materia calda e densa.

Nel secondo capitolo vengono presentati i risultati di altri apparati sperimentali per la misura di di-leptoni: CERES e DLS.

Nel terzo capitolo vengono spiegati i motivi che hanno spinto la Collaborazione HADES a progettare e costruire uno spettrometro di seconda generazione.

Nel quarto capitolo è esposto in dettaglio lo spettrometro HADES.

Nel quinto capitolo è descritto il rivelatore muro di tempo di volo TOF, progettato e realizzato presso i LNS, la cui elettronica è invece stata progettata e realizzata presso l'INFN di Milano.

Nel sesto capitolo è descritto il sistema di trigger dello spettrometro HADES.

Nel settimo capitolo vengono presentati i risultati dei dati relativi al *test run*, allo scopo di mostrare il corretto funzionamento dei vari sotto sistemi di rivelazione ed i differenti istogrammi di correlazione tra i diversi sotto sistemi. Anche qui tratteremo in modo particolare il rivelatore TOF.

Nell'ottavo capitolo vengono infine presentate le conclusioni.

1 Proprietà della materia nucleare

1.1 Introduzione

Lo studio delle proprietà della materia nucleare calda e densa, per mezzo di collisioni relativistiche tra nuclei, è oggi uno degli obiettivi principali della fisica degli ioni pesanti. Con il progredire delle tecniche sperimentali e l'affinarsi dei metodi teorici, è stato possibile indagare gli atomi, i nuclei, i nucleoni e infine i quark. Gli esperimenti condotti presso gli acceleratori di particelle hanno dimostrato che, al crescere dell'energia cinetica incidente, ben al di sopra della barriera coulombiana, la struttura a *shell* del nucleo è sempre meno rilevante nelle reazioni; fino a circa 30 AMeV (MeV per nucleone) sono ancora in gioco stati collettivi dei nuclei, quindi, oltre l'energia di Fermi, lo scenario evolve verso una dinamica in termini di materia nucleare (Fig. 1.1).

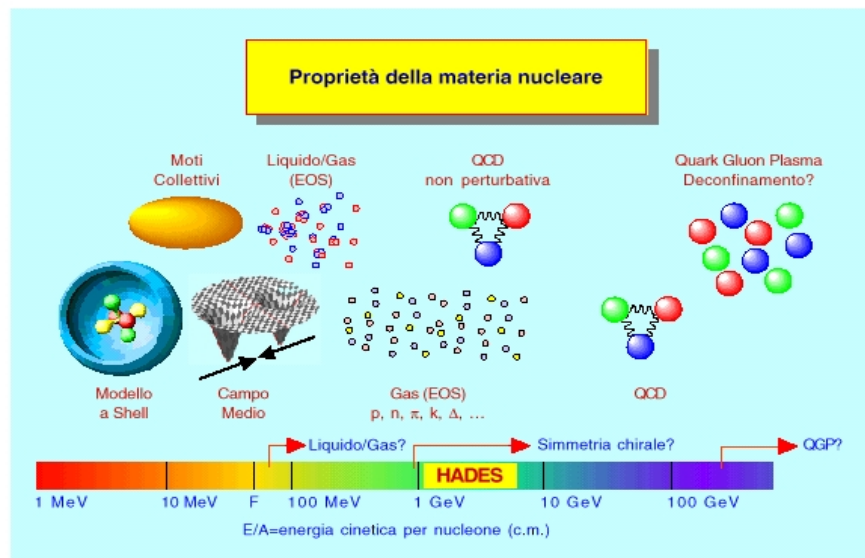


Fig. 1.1: Schema qualitativo delle proprietà della materia nucleare, nonché dei principali modelli utilizzati per la sua descrizione, in funzione dell'energia incidente della collisione.

In un tale scenario si cerca di interpretare il comportamento della materia nucleare per mezzo di un'equazione di stato (EOS) che, legando tra loro variabili quali pressione, temperatura e densità, fornisca, ad esempio, spiegazioni dei fenomeni di multi-frammentazione dei nuclei collidenti in termini di una transizione di fase liquido-gas. A temperature e densità basse, i quark e i gluoni sono legati (confinati) per mezzo della forza forte in oggetti senza colore, gli adroni. La Cromodinamica Quantistica (QCD) predice che ad energie incidenti più elevate, dell'ordine di 1 AGeV, la materia adronica subisce una transizione di fase ad un nuovo stato chiamato *plasma di quark e gluoni* (QGP), dove i quark e i gluoni, sono liberi di muoversi su un volume più ampio confrontato con la dimensione dell'adrone. E' predetto anche un possibile parziale ripristino di una particolare simmetria, la *simmetria chirale*, che rappresenterebbe un segno precursore della nuova transizione di fase QGP.

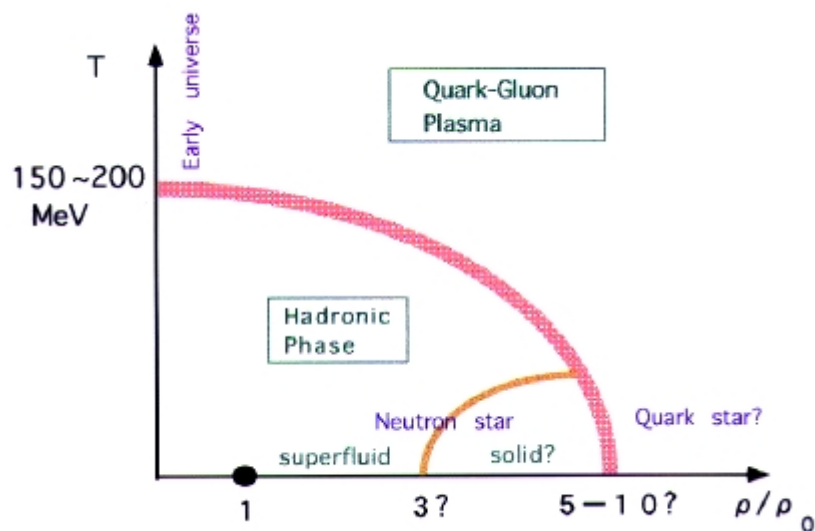


Fig. 1.2: Diagramma di fase per la transizione di fase da gas adronico (HP) al plasma di quark e gluoni (QGP).

La Fig. 1.2 mostra schematicamente il diagramma di fase previsto per la materia in funzione della densità barionica e della temperatura. Dalla fase adronica, presente a basse densità e temperature, si passa alla fase di QGP attraverso una regione di transizione, o fase mista. L'osservazione e lo studio di questa transizione sono cruciali per la comprensione dell'interazione adronica a distanze dell'ordine del fermi (10^{-15} m) e quindi del confinamento di quark e gluoni all'interno degli adroni. Non minore è l'interesse per la cosmologia e l'astrofisica. Si ritiene infatti che l'universo si sia trasformato da QGP ad un sistema di adroni $10^{-5} \div 10^{-6}$ secondi dopo il Big Bang, quando la sua temperatura discese al disotto di 200 MeV. La parte in alto a sinistra del diagramma corrisponde ai primi istanti dell'universo, temperatura alta e densità barionica bassa; l'altro estremo, temperatura bassa e densità barionica alta corrisponde alle condizioni interne delle stelle di neutroni.

1.1.1 Materia adronica

Dagli esperimenti condotti presso gli acceleratori di particelle si è potuto dimostrare che i protoni e i neutroni sono solo alcuni dei rappresentanti di una più ampia famiglia di particelle, gli *adroni*. Con il modello standard, si è potuto stabilire un certo ordine nello zoo adronico: tutti gli adroni conosciuti possono essere descritti come combinazioni di due o di tre quark. La Fig. 1.3 illustra la struttura della materia: dall'atomo ai quark.

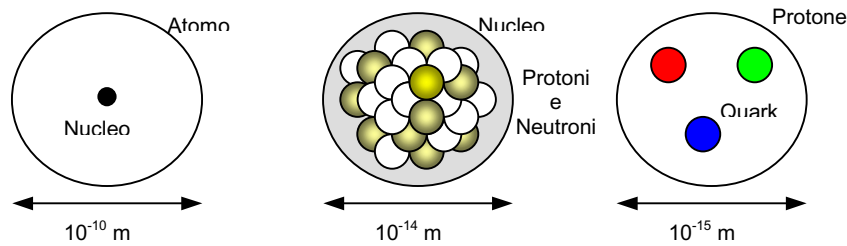


Fig. 1.3: mostra la struttura della materia su scale diverse: il nucleo, i nucleoni e infine i quark.

Le particelle sono divise in diverse classi in relazione ad alcune proprietà che le accomunano. Una di queste proprietà è la statistica alla quale obbediscono, che potrebbe essere descritta come il modo in cui le particelle distribuiscono la propria energia, quando sono raggruppati. Si è trovato sperimentalmente che le “assemblee” di particelle possono essere di due tipi: (1) particelle che si distribuiscono secondo la statistica di Bose-Einstein; (2) particelle che si distribuiscono secondo la statistica di Fermi-Dirac. Le particelle di spin intero appartengono alla prima categoria e vengono dunque dette *bosoni*, quelle di spin semintero, obbediscono al principio di esclusione di Pauli, e appartengono alla seconda categoria, e sono dette *fermioni*.

I due tipi fondamentali di particelle elementari sono: i *leptoni* e i *quark*. Gli esperimenti di diffusione hanno dimostrato che la dimensione di tali particelle è inferiore a 10^{-18} m. Esse si comportano a tutti gli effetti come particelle puntiformi. I leptoni e i quark hanno spin semi-intero ($1/2$), e appartengono quindi alla classe dei fermioni. Non sono stati osservati ancora stati eccitati di quark o leptoni, quindi sembrano davvero essere particelle elementari.

Esistono sei tipi di leptoni (vedi tabella) e sei tipi di quark (e altrettante antiparticelle). Questi possono essere raggruppati nelle cosiddette “generazioni o

“famiglie”. Tutta la materia visibile nell’universo è composta dalla prima generazione di particelle: quark up e down , ed elettroni. La seconda e la terza generazione sono instabili, e decadono in particelle della prima generazione.

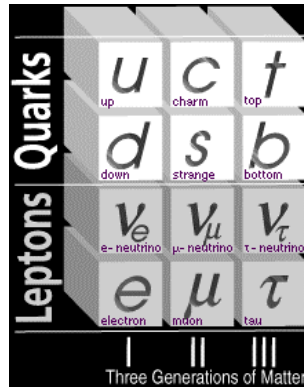


Fig. 1.4: Generazione di particelle materiali.
Ogni generazione è tendenzialmente più pesante della serie precedente.

In natura esistono quattro forze fondamentali: le forze gravitazionali, deboli elettromagnetiche e forti. La forza gravitazionale, essendo troppo debole non ha un ruolo significativo nell’interazione fra particelle elementari, quindi verrà trascurata. Le interazioni sono mediate dallo scambio di bosoni vettori, ossia particelle con spin 1. Nel caso dell’interazione elettromagnetica i bosoni scambiati sono i *fotoni*, mentre per l’interazione forte sono i *gluoni* e per quella debole sono i bosoni W^+ , W^- e Z^0 . Ad ognuna di queste tre interazioni è associata una carica: la carica elettrica, la carica debole e la carica forte o di *colore*. I quark sono soggetti a tutte e quattro le forze. Invece i leptoni hanno carica gravitazionale, debole e elettrica ma non risentono dell’interazione forte.

Nella Tabella 1-1 sono riportati i diversi “sapori” (dall’inglese *flavour*) di leptoni esistenti.

Tabella 1-1

LEPTONI	Sapore (flavour)	Massa (GeV/c ²)	Carica Elettrica
ν_e	Neutrino ν	$< 7 \times 10^{-9}$	0
e^-	Elettrone	.000511	-1
ν_μ	Neutrino μ	$< .0003$	0
μ^-	Muone	0.106	-1
ν_τ	Neutrino τ	$< .03$	0
τ^-	Tau	1.7771	-1

La carica elettrica è misurata rispetto alla carica del protone.

Per quanto riguarda la massa dei quark ci sono due definizioni fondamentali: la *massa dei costituenti* e la *massa corrente*.

La massa dei costituenti o massa efficace, è una sorta di “massa effettiva” che i quark hanno quando si trovano legati all’interno di un adrone (come il protone) o di un mesone (come il pione). La massa efficace dei quark u e d è di circa 300 MeV/c² (un elettrone ha massa 0.511 MeV/c², il protone 938 MeV/c²). La massa delle correnti è invece la “massa intrinseca” dei quark, in un certo senso quella che avrebbe se potessimo osservarli liberi. La *Cromodinamica Quantistica* prevede che all’interno degli adroni, oltre ai tre quark “di valenza” siano presenti i quark “del mare” ed i gluoni. I primi sono le coppie quark-antiquark che continuamente si creano ed annichilano, i secondi sono le particelle di scambio dell’interazione forte.

In tabella sono elencate le masse dei quark “nudi” (correnti di quark) e le masse dei quark costituenti, cioè la massa effettiva dei quark legati negli adroni. Per i quark più pesanti, la differenza relativa tra le due masse è piccola.

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	
botton	-1/3	4100 ÷ 4400	
top	+2/3	168·10 ³ ÷ 179·10 ³	

Tabella 2: Le masse non possono essere misurate direttamente, esse sono basate su argomenti teorici.

I quark sono tenuti insieme da una forza chiamata "colore" nello stesso modo con cui la forza elettrica tiene insieme i protoni e gli elettroni negli atomi. Così, proprio come le forze elettriche fra diversi elettroni negli atomi formano i legami chimici che tengono insieme le molecole, le forze di colore fra quark di diversi protoni e neutroni tengono insieme il nucleo atomico e sono alla base delle forze nucleari. Il colore, però, ha delle differenze molto interessanti rispetto alla carica elettrica. Invece delle familiari due cariche positive e negative, la forza di colore ne ha ben 6: Sono chiamate "rosso", "verde", "blu", "anti-rosso", "anti-verde", "anti-blu". L'unico modo per fare oggetti elettricamente neutri, come sappiamo, è di mettere insieme cariche positive e negative uguali. Invece, per neutralizzare il colore, si può mescolare un colore con l'anticolore (per esempio blu e antiblu) oppure, come succede nei protoni e neutroni, mescolare insieme tutti e 3 colori o gli anticolori. Quindi esistono solo quelle combinazioni di gruppi di quark di colore neutro: gli *adroni*.

Queste combinazioni o stati legati possono essere di due categorie; se formati da un quark e un anti-quark sono chiamati *mesoni*, se formati da tre quark sono

detti *barioni*. Sia i mesoni che i barioni, sono indicati con il nome di adroni, cioè particelle sperimentali soggette ad interazioni forti.

$$\text{barioni } (qqq) \qquad \text{mesoni } (q\bar{q})$$

I barioni meglio conosciuti sono il protone, composto da due quark up e un quark down (uud), e il neutrone, composto da un quark up e due quark down (udd).

I mesoni sono coppie quark-antiquark hanno momento orbitale relativo $l = 0$, tra la coppia, nello stato mesonico più basso. La parità intrinseca di una coppia fermione – antifermione è negativa e i due quark di spin $\frac{1}{2}$, possono formare due stati con $l = 0$:

$$\begin{array}{lll} {}^1S_0 & J^{\pi} = 0^{-} & \text{mesoni pseudoscalari} \\ {}^3S_0 & J^{\pi} = 1^{-} & \text{mesoni vettori} \end{array}$$

E' stata utilizzata la notazione spettroscopica ordinaria, dove la lettera maiuscola indica il momento angolare orbitale, l'indice in basso dà il momento angolare totale e l'indice in alto a sinistra è uguale $2S+1$, dove S è lo spin. I mesoni appartengono alla categoria dei bosoni. Gli adroni più leggeri sono i *pioni*, la loro massa di circa $140 \text{ MeV}/c^2$ è molto minore di quella del nucleone. Essi si trovano in natura in tre stati di carica: π^{-} , π^0 e π^{+} . I tre pioni formano un *isovettore* ($I = 1$, numero quantico isospin). Anche il mesone ρ possiede tre stati di carica: ρ^{-} , ρ^0 e ρ^{+} .

In Tabella 1-3 sono riassunte le principali caratteristiche dei mesoni più leggeri.

Particella	Massa (MeV)	Larghezza	Decadimenti Principali
π_0	134.98		$\gamma\gamma$
$\pi^\pm$	139.57		$\mu\nu$
η	547.45	1.18 keV	$\gamma\gamma, \pi^0\pi^0\pi^0, \pi^0\pi^+\pi^-$
$f_0(400-200)$ σ	400 – 1200	0.6 – 1 GeV	$\pi\pi, \gamma\gamma$
ρ^0	768.5	150 MeV	$\pi\pi$
$\rho^\pm$	768.5	150 MeV	$\pi\pi$
ω	781.94	8.43 MeV	$\pi^0\pi^+\pi^-, \pi^0\gamma$
ϕ	1019.4	4.43 MeV	KK
α_1	1230 MeV	400 MeV	$\rho\pi$

Tabella 1-3: Principali caratteristiche fisiche dei mesoni più leggeri.

Le particelle possono considerarsi: “stabili” se hanno una lunga vita media; “instabili” se hanno una vita media al disotto 10^{-16} secondi. Ne esistono altre con vita media ancora più breve che sono chiamate “risonanze”, ossia con vita media dell’ordine di soli 10^{-23} secondi. Il loro spettro di massa è rappresentato da una curva a campana, chiamata curva di Lorentz o Breit- Wigner. La curva è caratterizzata da un centroide e da una larghezza che rappresentano massa e relativa indeterminazione della particella in questione. La curva di risonanza è schematizzata in Fig. 1.5.

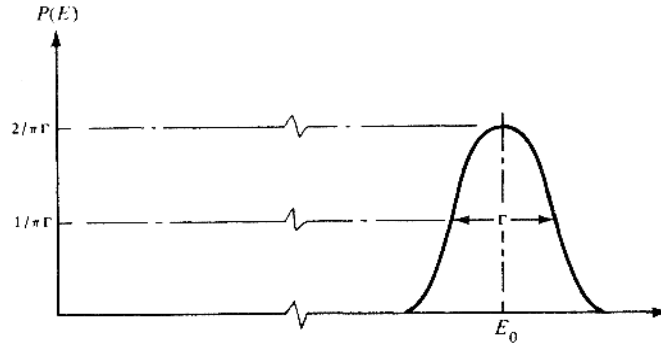


Fig. 1.5: Rappresentazione di una curva di risonanza. Γ è la larghezza piena a metà altezza ed E_0 l'energia della particella.

Va ricordato, inoltre che il prodotto tra energia (massa di riposo) e vita media deve rispettare il principio d'indeterminazione Heisenberg, e cioè

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (1.1)$$

dove $\Delta E = \Gamma$ larghezza del picco (FWHM) e $\Delta t = \tau$ tempo di decadimento.

Se vogliamo conoscere, ad esempio, il tempo di decadimento del mesone ρ , basta applicare la relazione (1.1), nota la quantità Γ_ρ (152 MeV/c²) si ottiene

$$\tau_\rho \cong \frac{\hbar}{\Gamma_\rho} \cong 4 \cdot 10^{-24} \text{ s} \quad (1.2)$$

dove $\hbar = 6.6 \cdot 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{s}$ e $\Gamma_\rho \cong 152 \text{ MeV}/c^2$. [5]

Il motivo per cui esistono solo combinazioni di tre quark (barioni) o combinazioni di un quark e un anti-quark (quark) e da ricercarsi nella teoria dell'interazione forte: la *Cromodinamica Quantistica* (QCD).

La QCD ha caratteristiche che sono analoghe a quelle della teoria Elettrodinamica Quantistica (QED), ma ha anche differenze importanti. Le particelle fondamentali della QED sono i leptoni carichi (elettroni), quelle del QCD i quark. La forza del campo elettromagnetico è determinata dalla carica, quella del QCD dalla carica di colore. Il quanto di Gauge di un campo elettromagnetico è un *fotone* ,

quello del campo della QCD è un gluone. Mentre il fotone è elettricamente neutro e quindi non trasporta nessuna carica, il gluone trasporta il colore. Questa Auto-interazione del campo gluonico ha come importanti conseguenze le due proprietà fondamentali della QCD: la *libertà asintotica*, e il *confinamento*.

La costante di accoppiamento che descrive l'interazione fra due particelle, dipende da Q^2 (il quadrato del quadri-impulso trasferito). Nel caso della QED questa dipendenza è debole, ma nel caso dell'interazione forte è invece molto pronunciata. Questo è dovuto al fatto che i gluoni trasportano essi stessi colore e possono quindi accoppiarsi fra di loro. Da un calcolo di QCD al primo ordine perturbativo si ottiene:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(32 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2 / \Lambda^2)} \quad (1.3)$$

dove n_f indica il numero di tipi di quark che sono inclusi ($n_f \approx 3 \div 6$). La quantità Λ è l'unico parametro libero della QCD, il suo valore sperimentale è $\Lambda \approx 250 \text{ MeV/c}$. Come risulta dalla (1.3), la dipendenza della costante di accoppiamento da Q^2 corrisponde ad una sua dipendenza dalla distanza di separazione fra i quark. A distanze molto piccole (per valori quindi alti di Q^2) l'accoppiamento tra i quark si annulla in modo asintotico. Nel limite $Q^2 \rightarrow \infty$ i quark possono essere considerati come particelle “libere”, da qui il nome di *libertà asintotica*. Al contrario, quando la separazione diventa grande, l'accoppiamento fra i quark aumenta in modo così forte, che è impossibile estrarre un quark singolo dagli adroni, e cioè il *confinamento* del quark.

I quark, quindi, sono sempre stati studiati all'interno di oggetti complessi, gli adroni (come protoni e neutroni). Tuttavia, pare che ci sia una scappatoia: invece di tentare di dividere i quark, si può tentare di comprimere il più possibile tanti

protoni e neutroni. Al di sopra di una certa temperatura e densità, i quark di due protoni e neutroni diversi saranno vicini tanto quanto i quark di una stessa particella. I protoni e i neutroni, quindi, si "scioglieranno" nelle loro particelle costituenti, e quindi ogni quark si muoverà praticamente come una particella libera. Questi quark scollegati (chiamata in linguaggio tecnico "plasma di quark e gluoni") sarebbe uno stato di materia completamente nuovo.

1.1.2 Un nuovo stato della materia: il Plasma di Quark e Gluoni

Per capire cosa sia il plasma di quark e gluoni occorre innanzi tutto familiarizzare con il termine plasma. La materia negli stati solido, liquido e gassoso è formata da atomi e molecole, a loro volta costituiti da nuclei atomici ed elettroni strettamente legati tra loro da forze elettromagnetiche. Per quanto possa sembrare strano, in gran parte della materia presente nell'universo, come ad esempio nel Sole e nelle stelle, gli elettroni e i nuclei non sono legati tra loro a formare atomi e molecole, ma sono liberi di muoversi caoticamente su scala macroscopica a causa dell'elevata temperatura (15 milioni di gradi all'interno del Sole) costituendo appunto un "plasma". Il concetto di plasma può essere esteso ai costituenti elementari della materia, i quark secondo la QCD, non possono essere osservati singolarmente in quanto sono imprigionati (o, più propriamente, "confinati") all'interno dei protoni, dei neutroni o di altri adroni instabili. Tutto questo accade in condizioni ordinarie. Ci si aspetta che a temperature pari a 100 000 volte la temperatura all'interno del Sole i protoni e i neutroni si fondano tra loro mettendo in comune i quark e i gluoni che li formano. In questo modo si realizza un nuovo stato della

materia, il *plasma di quark e gluoni*, nel quale questi ultimi hanno la libertà di muoversi su distanze grandi (rispetto alle dimensioni del protone).

Realizzare sperimentalmente in laboratorio il QGP offre l'opportunità di verificare la teoria delle interazioni forti in condizioni estreme e di capire quale fosse lo stato della materia nell'universo primordiale.

Per creare le condizioni affinché si verifichi la formazione del QGP, si fanno collidere nuclei pesanti, ad energie relativistiche. Durante la collisione i nucleoni sono compressi e riscaldati in modo da dare luogo a una “bolla” di QGP costituita da un gran numero di quark antiquark e gluoni. Una volta formata, la bolla di QGP ha una vita effimera (circa 10^{-22} s): si espande rapidamente e si raffredda. Quando la temperatura della bolla scende al di sotto di un certo valore, i quark iniziano a confinarsi all'interno di particelle che possono raggiungere gli apparati sperimentali ed essere rivelate. Si possono produrre fino a circa 200 particelle in un singolo urto, trasformando in materia parte dell'energia liberata nella collisione.

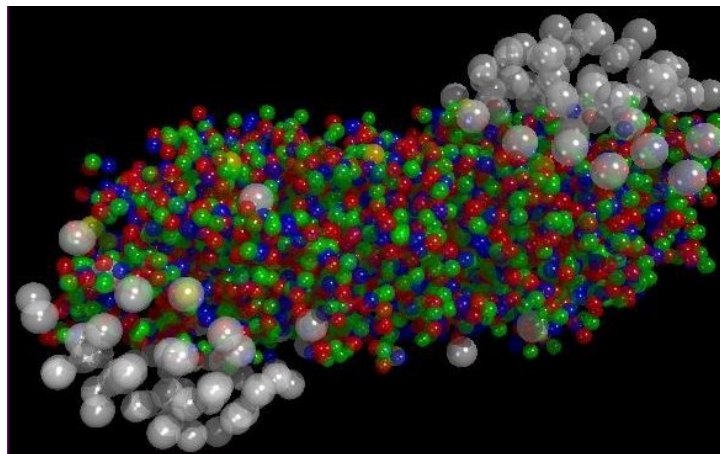


Fig. 1.6: *Rappresentazione virtuale della formazione del QGP. Le sfere bianche rappresentano i nucleoni, mentre le sfere più piccole di colore rosso, verde e blu rappresentano il plasma di quark e gluoni in espansione.*

Il QGP si comporta come un gas, che, espandendosi, si raffredda e si condensa (si pensi ad una nuvola di vapore che si condensa in goccioline d'acqua), anche il plasma "si condensa", producendo un gran numero di particelle, che emergono dalla zona di interazione e possono essere osservate dagli sperimentatori (Fig. 1.6). Nella fase QGP i quark sarebbero deconfinati, cioè liberi di muoversi in tutta la regione occupata dal QGP.

1.2 Simmetria chirale e rottura di simmetria

Le simmetrie rivestono un ruolo molto importante nella fisica. In meccanica classica, sappiamo, che le simmetrie della funzione lagrangiana implicano quantità conservate. Per esempio se la funzione lagrangiana è esplicitamente indipendente dallo spazio e dal tempo, rispettivamente sono conservate l'impulso e l'energia.

Per le particelle relativistiche nel limite $\beta \rightarrow 1$, la proiezione del loro spin $\vec{\sigma}$ nella direzione del moto $\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$ è una quantità che si conserva. Il prodotto scalare tra lo spin ed il momento della particella, opportunamente normalizzato, rappresenta una quantità usualmente detta elicità:

$$H = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{\sigma}| |\vec{p}|} = \pm \frac{v}{c} \quad (1.4)$$

dove v è la velocità della particella e c la velocità della luce.

Quando una particella è priva di massa essa si muoverà sempre con velocità c , e dunque la sua elicità sarà una costante del moto. Le particelle che hanno lo spin rivolto verso la direzione del moto hanno elicità $+1$, mentre quelle con lo spin opposto alla direzione del moto hanno elicità -1 . Per una qualsiasi particella massiva, invece, l'elicità non è conservata, perché è sempre possibile scegliere un sistema di riferimento opportuno dove essa si muova con velocità di verso opposto.

In particolare i quark, confinati all'interno degli adroni, pur muovendosi pressoché alla velocità della luce, rimbalzano, per così dire, in continuazione sulla parete dell'adrone ed invertono la loro elicità. Ciò fa sì che essi in qualche modo acquistino una massa (Fig.1.7).

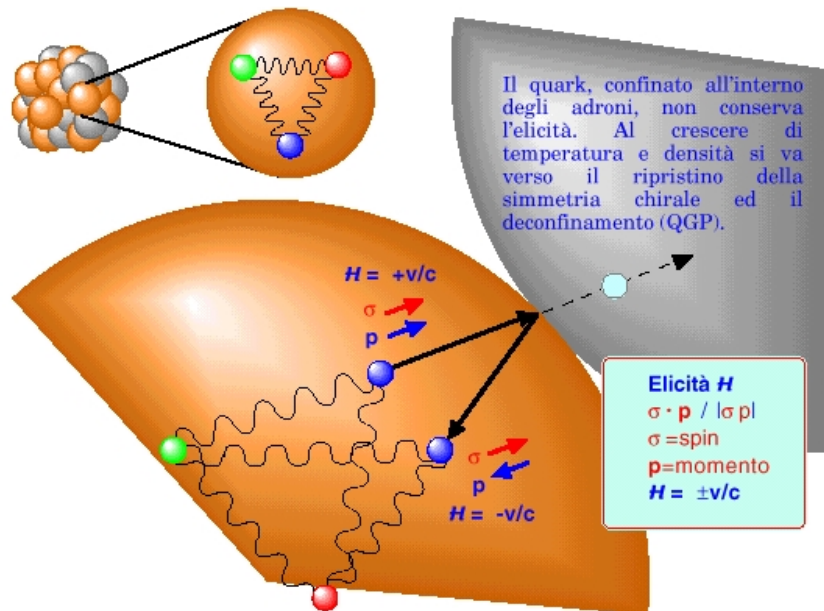


Fig. 1.7: I quark confinati all'interno degli adroni non possono conservare l'elicità, poiché il loro momento si inverte in continuazione; in caso di deconfinamento l'elicità è conservata con buona approssimazione.

Secondo tale criterio, procedendo verso il deconfinamento, ci si potrebbe aspettare che tale massa diminuisca sensibilmente in quanto l'elicità si conserva più a lungo.

Tutte le particelle prive di massa possiedono un partner chirale che è una particella distinta, in quanto nessuna trasformazione di Lorentz può modificarne l'elicità trasformandola, appunto, nel suo partner.

Lo schema estremamente semplificato appena accennato trova in realtà riscontro in un modello ben più sofisticato, che ipotizza la generazione delle masse degli adroni a partire dal pione (π) e dal suo partner chirale, il mesone sigma (σ), tramite un meccanismo di rottura spontanea di simmetria che proviamo a delineare qualitativamente.

1.2.1 Rottura spontanea di simmetria chirale

Questo concetto può essere meglio illustrato considerando un analogo in meccanica classica. In Fig. 1.8 abbiamo due potenziali invarianti per rotazioni ("interazioni"). Nella Fig. 1.8-(a) lo stato fondamentale si trova al centro del potenziale, che corrisponde al suo valore minimo, e in questo caso, sia il potenziale sia lo stato fondamentale risultano invarianti sotto rotazioni. Nella Fig. 1.8-(b) il punto centrale è il massimo del potenziale e quindi instabile, lo stato fondamentale si trova, invece ad una distanza finita dal centro. Se mettiamo una palla al centro del sistema, essa rotolerà a valle, dove il valore del potenziale è minimo, trovando il suo stato fondamentale. Scegliendo un punto qualsiasi in questa valle, la simmetria rotazionale è ovviamente rotta, perché avremo un potenziale che possiede una simmetria che non è condivisa dallo stato fondamentale.

Tuttavia gli effetti della simmetria sono ancora presenti. Infatti, muovendo la palla lungo la valle (eccitazioni rotazionali) non spende nessuna energia, mentre muovendo la palla in direzione radiale (eccitazioni radiali) spende energia.

Nel nostro caso, la trasformazione di rotazione è sostituita da una trasformazione *chirale*. Questa trasformazione applicata al pione, crea una sua immagine speculare, ottenendo così il mesone sigma.

Assumiamo che l'hamiltoniana di QCD a temperatura zero abbia una forma simile a quella disegnata nella Fig. 1.8-(b), dove le coordinate (x,y) sono sostituite dai campi (σ , π). Dato che lo stato fondamentale non è al centro, ma ad una certa distanza finita da esso, i campi avranno un valore finito. In questa figura, l'eccitazione pionica corrisponde a piccole "rotazioni" lungo la valle, senza spendere alcuna energia. Di conseguenza, la massa del pione dovrebbe risultare zero.

La rottura spontanea della simmetria chirale porta a masse differenti del pione e del sigma, infatti il sigma ha una massa considerevolmente più elevata (vedi Tabella 1-3) . Ci si aspetta che, ad alte temperature/densità, il valore del condensato di quark scalare tenda a zero e ci sia un ripristino parziale della simmetria chirale. Quindi i mesoni π e σ (ρ , a_1) dovrebbero essere degeneri ($m_\pi = m_{a_1}$). L'interazione effettiva in questa fase dovrebbe allora avere una forma simile alla Fig. 1.8-(a).

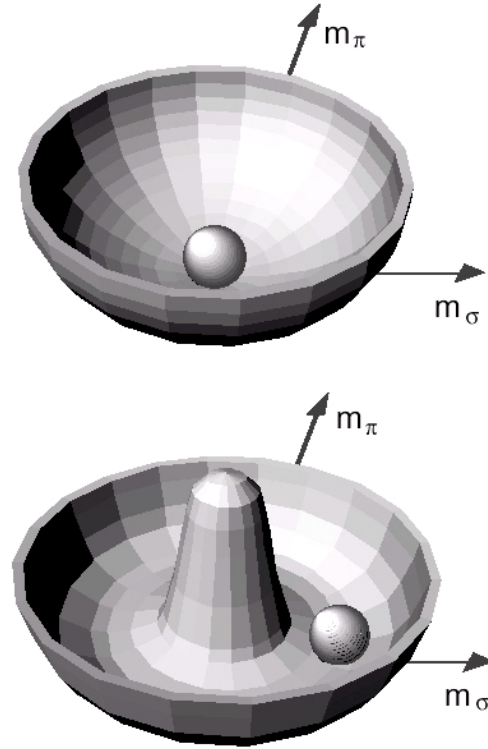


Fig. 1.8: Hamiltoniano simmetrico con stato fondamentale simmetrico (in alto); hamiltoniano simmetrico con stato fondamentale che spezza spontaneamente la simmetria (in basso).

In particolare il modello prevede l'esistenza del mesone σ che diversi autori ritengono di identificare con la risonanza f_0 (vedi Tabella 1-3), anche se tale interpretazione non è universalmente accettata. La posizione di minimo scelta dalla natura per rottura di simmetria fa sì che il pione abbia massa nulla ed il sigma massa finita (in realtà il pione ha massa piccola, non nulla, ma ciò è spiegato a partire dalla piccola massa intrinseca dei quark u e d che lo costituiscono).

Il modello prevede inoltre una variazione della massa degli adroni in funzione di densità e temperatura, a causa della presenza di un "condensato" chirale che rappresenta la densità di energia del vuoto dovuta alla presenza di coppie virtuali quark-antiquark. Ecco dunque che la massa degli adroni, e dei quark in particolare, è descritta come dovuta a due contributi: il primo, intrinseco, molto piccolo,

mentre il secondo è attribuito alla presenza del condensato, che altro non è se non la densità di energia del vuoto dovuta alla presenza di coppie virtuali quark-antiquark.

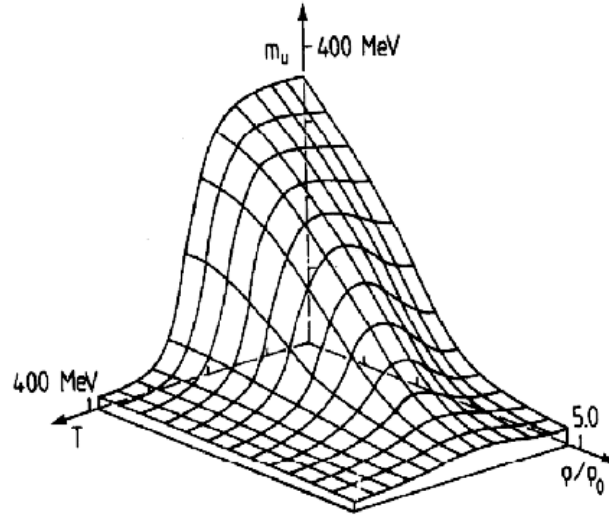


Fig. 1.9 : Un tipico andamento previsto per la massa dei quark up e down (che costituiscono tutti gli adroni stabili o quasi stabili dell'universo); si osservi come a densità e/o temperatura sufficientemente elevata tale massa tende a zero.

In Fig. 1.9 è mostrato un tipico andamento previsto per la massa dei quark *up* e *down* (che costituiscono tutti gli adroni stabili o quasi stabili dell'universo); si osservi come a densità e/o temperatura sufficientemente elevata tale massa tende a zero (QGP). In particolare si può notare come la variazione di massa sia più lineare rispetto alla densità che rispetto alla temperatura, nei confronti della quale si ha un andamento a gradino. E dunque diventa di estremo interesse capire se al crescere della densità si ha un parziale ripristino della simmetria chirale, poiché quest'effetto potrebbe essere un chiaro segno precursore della transizione a QGP.

1.3 Modelli e loro previsioni

Negli ultimi anni sono stati proposti e sviluppati diversi modelli per tentare di prevedere il comportamento della materia adronica al variare di densità e temperatura. In particolare gli studi sono stati focalizzati sul comportamento dei mesoni nel mezzo nucleare, principalmente per la loro costituzione, che è intrinsecamente più semplice di quella dei barioni (due componenti anziché tre). Inoltre, i mesoni devono soddisfare due criteri fondamentali, per poterli considerare delle buone sonde per la materia adronica, e cioè:

- Vita media sufficientemente breve, tale che il decadimento avvenga all'interno della materia adronica calda e densa, createsi nella fase transitoria di alta densità ($\sim 10 \text{ fm/c}$) dalle reazioni di ioni pesanti.
- Esistenza di un canale di decadimento, il quale non è “oscurato” dalla interazione di stato finale adronico.

In base a queste due condizioni i mesoni pseudo-scalari (π^0 , η^0 , K) non possono essere utilizzati come sonde, poiché la loro vita media impone che il decadimento avvenga al di fuori della zona di reazione.

La maggior parte dei modelli proposti non prevedono variazioni di rilievo nella massa di π , η e K, mentre per quanto riguarda ρ , ω e Φ (detti *mesoni vettori* in quanto a spin 1) la situazione risulta variamente articolata e vale dunque la pena di scendere un minimo più in dettaglio per esaminare alcune previsioni.

Le proprietà di base di questi mesoni sono riportate nella tabella 3, e come si può osservare, Il mesone ρ è una risonanza centrata intorno a 770 MeV con una larghezza di circa 150 MeV. La sua vita media estremamente breve, dell'ordine di

$4 \cdot 10^{-24}$ sec (~ 1 fm/c), è molto più piccola della zona di reazione calda e densa creata durante la collisione (~ 10 fm/c), quindi, virtualmente tutti i mesoni ρ decadranno all'interno di tale zona.

Il mesone ω ha una massa di 782 MeV e una larghezza di 8.4 MeV, con corrispondente vita media di $7 \cdot 10^{-23}$ sec (~ 22 fm/c); il mesone ϕ , infine, ha una massa di 1020 MeV e una larghezza di 4.4 MeV, con corrispondente vita media di $1.3 \cdot 10^{-22}$ s (~ 44 fm/c). Le loro vite medie risultano considerevolmente più lunghe della durata temporale della zona di reazione.

E' evidente che le vite medie estremamente brevi di tali particelle ne proibiscono la rivelazione diretta, e dunque per il loro studio sperimentale bisogna far ricorso a dei metodi indiretti (ciò sarà discusso successivamente).

Esiste una vasta letteratura che mostra come differenti approcci teorici portino a previsioni molto diverse sulle proprietà dei mesoni vettori in materia nucleare densa e calda. Ogni modello prevede comportamenti differenti nei mesoni, all'interno della materia nucleare, a volte perfino contraddittorie: un allargamento della risonanza, oppure un suo spostamento verso energie inferiori o superiori, oppure ancora spostamento ed allargamento insieme; un esempio relativo al mesone ρ è mostrato in Fig. 1.10.

I pochissimi dati sperimentali oggi disponibili (DLS e CERES) sembrano indicare uno spostamento verso energie più basse (detto *dropping mass* dei mesoni vettori).

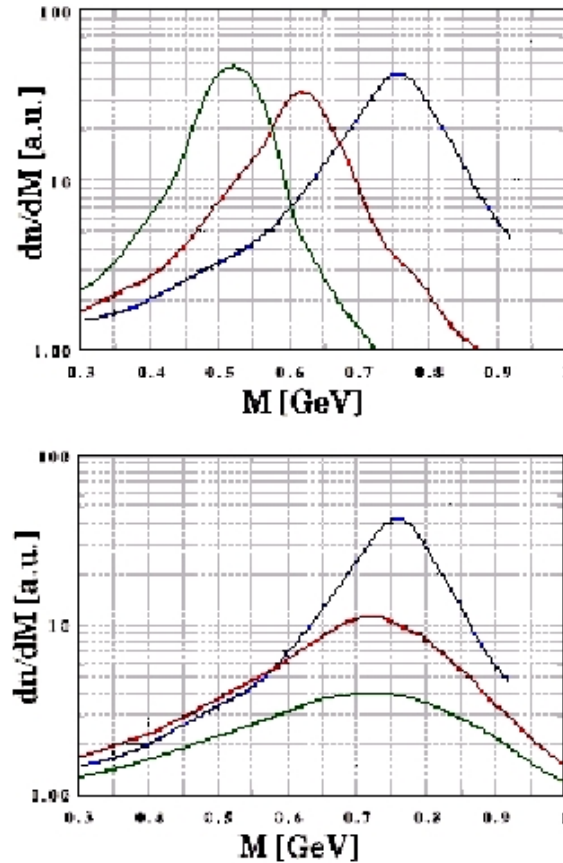


Fig. 1.10: Esempio di previsione della variazione di massa del mesone ρ al variare della densità del mezzo. La curva in blu è calcolata nel vuoto, quella in rosso alla densità del nucleo nello stato fondamentale, quella in verde a densità doppia di quella del nucleo. Il grafico in alto mostra una previsione con dropping mass da modello basato su ipotesi di cromodinamica quantistica; il grafico in basso mostra la previsione di un modello basato su interazioni barione-mesone.

In conseguenza di quanto detto risulta importante poter effettuare misure di massa dei mesoni vettori al variare della densità del mezzo. Sfortunatamente sia la massa sia la densità sono delle variabili assai difficili da controllare.

Quest'ultima può essere ricavata a partire dai dati dinamici della collisione, cioè dal tipo di proiettile e bersaglio, dall'energia incidente, dal parametro d'impatto che si può desumere dal numero di particelle cariche prodotte nella collisione. La misura della massa è relativamente abbordabile nel vuoto mentre risulta proibitiva nel mezzo.

1.3.1 Metodo di misura

Dalle osservazioni fatte sui mesoni vettori, è impossibile poter effettuare misure dirette delle loro masse all'interno della materia nucleare. Fortunatamente esiste una scappatoia, anche se non semplice da seguire, per studiare il reale comportamento di tali particelle.

I mesoni vettori sono delle particelle instabili che decadono in due o più particelle. Si può dimostrare che, misurando accuratamente i prodotti di decadimento si può risalire alle proprietà cinematiche della particella originale. Questo metodo è chiamato determinazione della *massa invariante*.

Per semplicità illustriamo il caso del decadimento in due particelle. Come è noto dalla relatività speciale qualsiasi particella soddisfa l'equazione (*relazione di mass-shell*):

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 \quad (1.5)$$

dove E e p indicano l'energia ed il momento della particella mentre m indica la sua massa di riposo. La stessa relazione continua a valere nel caso che la particella decada, sia per i singoli prodotti sia per le grandezze su indicate (ricavate dalle grandezze relative a ciascun prodotto).

Quindi si avrà:

$$(E_1 + E_2)^2 - c^2 (p_1 + p_2)^2 = m_{pair}^2 c^4 \quad (1.6)$$

dove m_{pair} è la massa di riposo della particella che è decaduta o *massa invariante*. Basta dunque misurare energia e momento delle particelle prodotte per ricostruire la massa invariante della particella originale.

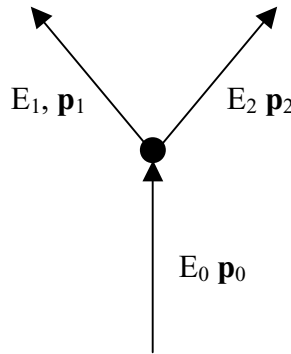


Fig. 1.11: Energie e momenti coinvolti nel decadimento di una particella con massa a riposo m_{pair}

Purtroppo, come si evince dalla Tabella 1-3, i canali di decadimento preferenziali dei mesoni sono adronici, e quindi non buoni, dato che interagiscono fortemente con la materia nucleare. Questo significa che l'informazione iniziale sul mesone prodotto, che è quella di interesse, è distrutta dall'interazione nello stato finale in quanto non siamo in grado di determinare energia e momento dei prodotti del decadimento. Anche qui esiste una scappatoia: uno tra i vari possibili canali di decadimento dei mesoni vettori prevede che il mesone si trasformi in un fotone virtuale, il quale a sua volta decade immediatamente in una coppia elettrone-positrone (e^+e^-). Anche se la probabilità di un tale decadimento è molto bassa, dell'ordine di 10^{-4} , il processo può risultare estremamente vantaggioso.

I di-leptoni emessi dai mesoni vettori, sono di grande interesse poiché una volta prodotti, non sono soggetti alle interazioni forti di stato finale con il mezzo circostante, in quanto interagiscono solo per via elettromagnetica. L'energia a disposizione nel centro di massa, quasi interamente convertita in energia cinetica, è di diverse centinaia di MeV (cioè la massa di riposo del mesone vettore), e quindi la perturbazione del loro moto dovuta all'interazione elettromagnetica con le altre particelle cariche presenti nel mezzo è trascurabile. Questo porta ad un libero cammino medio più lungo, rispetto a un qualunque adrone, e quindi una volta formati possono lasciare la regione di interazione senza alcuna interazione aggiuntiva.

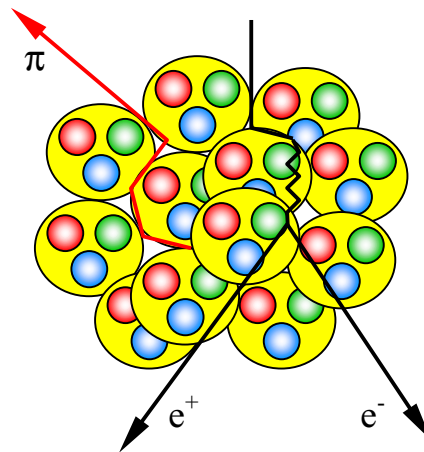


Fig. 1.12: a differenza degli adroni (come per esempio i protoni e i pioni), i leptoni non sentono l'interazione forte. Quindi i di-elettroni possono fornire informazioni circa la parte interna di una collisione nucleare poiché sono solo debolmente diffusi.

In questo modo sono capaci di trasportare l'informazione pressoché inalterata sul mesone originario, dall'interno della materia nucleare fortemente interagente al mondo esterno (Fig. 1.12). I di-leptoni sono quindi una sonda ideale per studiare il comportamento della materia nucleare sotto condizioni estreme prodotte in collisioni di ioni pesanti relativistici.

Consideriamo il caso del mesone ρ che decade in una coppia di leptoni (e^+e^-) e vogliamo calcolare la sua massa. Dall'equazione (1.6) otteniamo la massa del ρ

$$m_\rho = \frac{1}{c^2} \sqrt{(E_\rho^2 - \vec{p}_\rho^2)} \quad (1.7)$$

dove

$$E_\rho = E_{e^-} + E_{e^+}, \quad \vec{P}_\rho = \vec{P}_{e^-} + \vec{P}_{e^+} \quad (1.8)$$

Dunque, basta misurare l'impulso delle particelle e^+ e e^- per ricostruire la massa invariante del mesone ρ .

1.4 Il canale di decadimento $e^+ e^-$

Abbiamo già visto i motivi per cui si utilizzano i canali di decadimenti leptonici per verificare le diverse teorie che prevedono variazioni di massa dei mesoni vettori all'interno della materia nucleare. Purtroppo esistono una varietà di processi che hanno come prodotto di decadimento una coppia di leptoni nello stato finale, che costituiscono un rumore di fondo (*background*) nello spettro di massa che si vuole misurare. Quindi per estrarre delle grandezze fisiche significative dallo spettro di di-leptoni, occorre tener conto delle reazioni che costituiscono il *background* principale al nostro segnale, dato dal decadimento dei mesoni vettori ρ , ω , ϕ . Vediamo dunque quali sono i processi più importanti:

- Decadimento di Dalitz (a tre corpi) di mesoni pioni e eta neutri:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$$

$$\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$$

- Bremsstrahlung protone - neutrone:

$$pn \rightarrow p n e^+ e^-$$

- Il decadimento di Dalitz del barione delta:

$$\Delta^0 \rightarrow n e^+ e^-, \Delta^+ \rightarrow p e^+ e^-$$

- Annichilazione pionica

$$\pi^+ \pi^- \rightarrow e^+ e^-$$

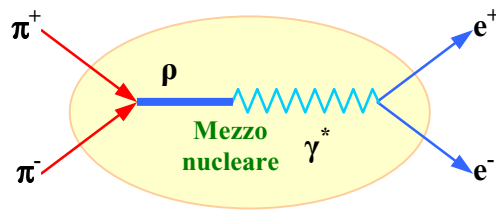


Fig. 1.13: rappresentazione del VDM per annichilazione pionica. Il sistema $\pi^+ \pi^-$ si accoppia fortemente al mesone ρ che decade attraverso un fotone virtuale in una coppia $e^+ e^-$.

Una valutazione relativa ai contributi al segnale dei di-leptoni, può essere ottenuta da calcoli di BUU e QMD. Queste previsioni includono tutte le sorgenti di di-leptoni continue e discrete, eccetto il decadimento ϕ .

La Fig. 1.14 mostra un risultato per collisioni Au+Au ad 1 AGeV, per la regione al disotto della massa ϕ .

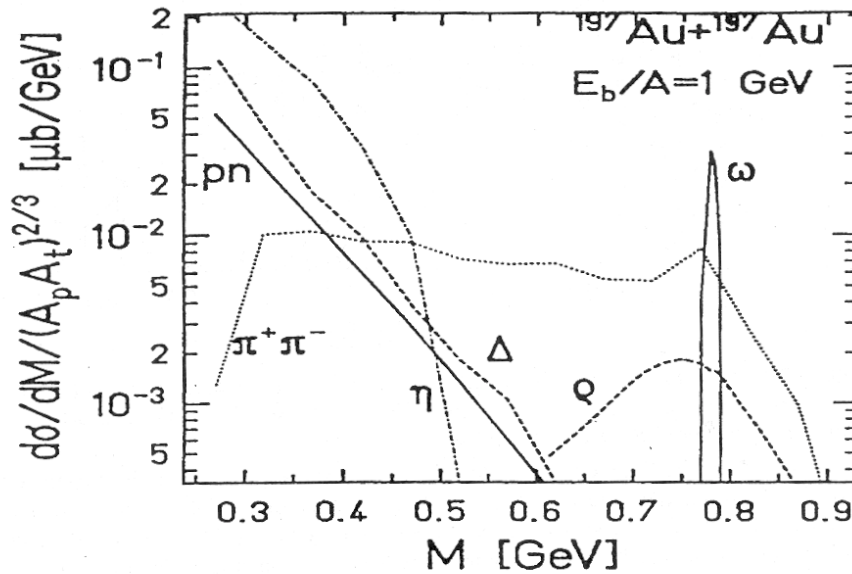


Fig. 1.14: Processi individuali che contribuiscono alla produzione di leptoni in collisioni Au + Au ad energie 1 AGeV.

A masse invarianti sotto i 500 MeV/c², il decadimento di Dalitz di η è un contributo dominante. Per masse invarianti più grandi, al di sopra di 500 MeV, l'annichilazione dei pioni conta per la maggior parte della produzione dei leptoni. Tale accoppiamento del canale di di-leptoni è mediato dal mesone ρ , attraverso il modello di Dominanza dei Mesoni Vettori (VDM). Questo modello fu introdotto da Sakurai, secondo il quale i mesoni leggeri ρ , ω e ϕ sono i mediatori dell'accoppiamento tra adroni e leptoni. In particolare, nell'ambito del nostro esperimento, siamo interessati all'accoppiamento dei mesoni vettori in fotoni, che decadono in una coppia $e^+ e^-$. Sebbene il modello VDM è valido nella regione di energia di qualche GeV, esso perde la sua validità ad energie superiori (decine di GeV). Il modello VDM è utilizzato nelle reazioni dei sistemi più pesanti, dove l'ampia densità di pioni nella zona di collisione, aumenta la probabilità per i canali di annichilazione.

2 Risultati di altri esperimenti

Gli apparati sperimentali attualmente realizzati per la misura di di-elettroni sono sostanzialmente due: CERES e DLS. CERES operante presso l'acceleratore SPS al CERN, DLS operante a Berkeley ad energie di 1 AGeV.

Per le ragioni che saranno illustrate più avanti, i risultati di questi esperimenti, costituiscono importanti premesse alle motivazioni che hanno spinto alla costruzione di HADES.

2.1 CERES: risultati

CERES (**C**erenkov **R**ing **E**lectron **S**pectrometer) è un esperimento dedicato alla misura di coppie di elettrone – positrone prodotto in collisioni ultra-relativistiche di ioni pesanti, installato al SPS (Super Proton Synchrotron) del CERN. La Fig.2.1.1 mostra una vista dall'alto del sistema

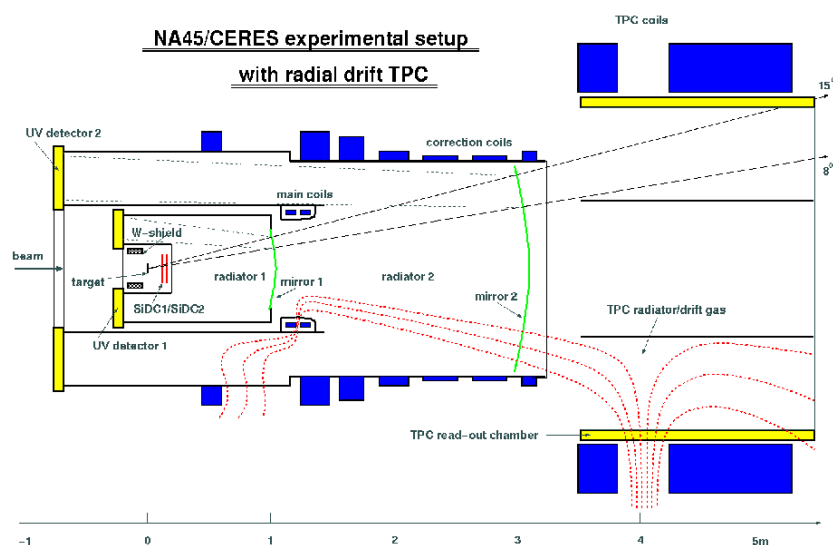


Fig. 2.1: Rappresentazione schematica dell'apparato CERES. Il fascio proviene dal sincrotrone SPS.

Lo spettrometro è costituito da due rivelatori Čerenkov a simmetria azimutale, posti prima e dopo un doppio solenoide superconduttore; due rivelatori a deriva e una camera a multifili danno infine la traccia delle particelle cariche.

Le prime reazioni studiate da CERES erano indotte da fasci di protoni con bersagli di Berilio (p+Be), oppure di oro (p+Au).

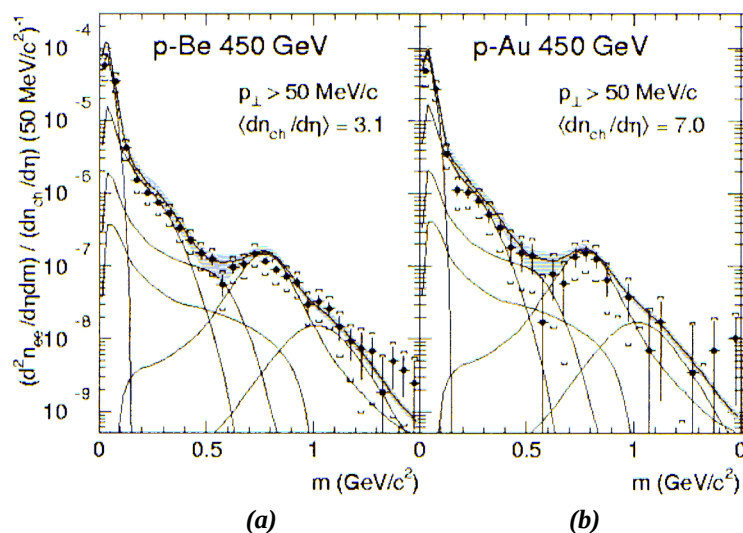


Fig. 2.2: Spettri di massa invariante e^+e^- ottenuti dalla collaborazione CERES.
(a) collisione p+Be a 450 GeV; (b) collisione p+Au a 450 GeV/amu.

Gli spettri di tutte queste reazioni (si veda le Fig. 2.2 -(a) e (b)) si accordano perfettamente con quelli previsti da modelli teorici, che includono tutte le sorgenti conosciute di coppie leptoniche. Quando si utilizzano fasci ionici, i modelli teorici non sono più in accordo con i dati sperimentali. Lo spettro di massa in Fig. 2.3-(a) e (b), presenta un disaccordo con i modelli teorici per $m > 0.2 \text{ GeV}/c^2$, più pronunciato nella regione di massa tra 0.3 e $0.7 \text{ GeV}/c^2$. In particolare si registra un eccesso di coppie nella regione $m > 2m_{\pi}$ (con $m_{\pi} = 140 \text{ MeV}$), quasi a suggerire una dipendenza dall'annichilazione $\pi^+ \pi^-$, e la presenza di un picco, un massimo locale attorno a $m = 0.4 \text{ GeV}/c^2$, laddove i modelli teorici prevedono un minimo.

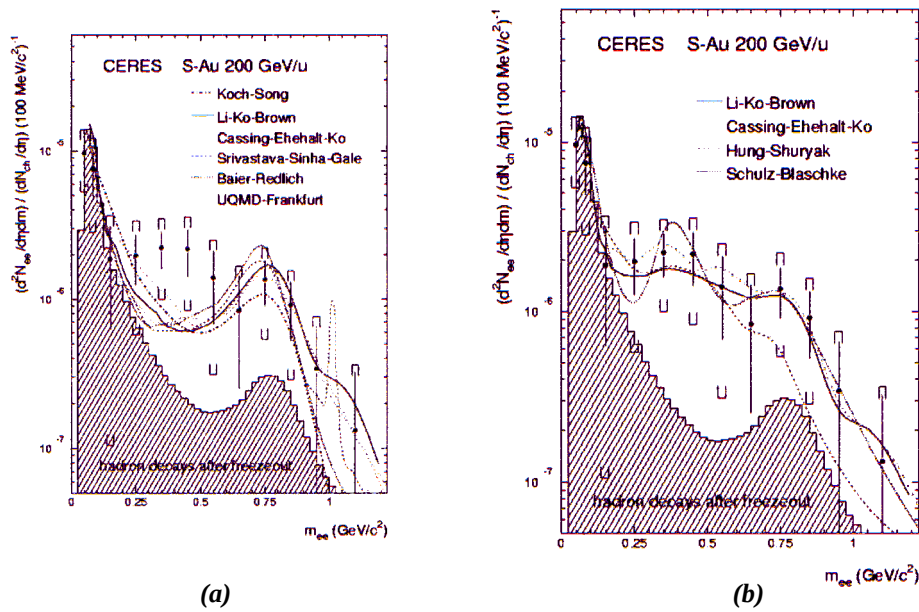


Fig. 2.3: Spettri di massa invariante e^+e^- . (a) Dati di CERES confrontati con modelli che tengono conto dell'annichilazione pionica maggiore in collisioni di ioni; (b) dati CERES confrontati con modelli che descrivono lo shift della massa dei mesoni vettori in dipendenza dalla densità barionica.

Un simile eccesso viene anche osservato da altri esperimenti sempre all'SPS: l'esperimento HELIOS-3 nella collisione S+W, e l'esperimento NA38 nella collisione S+U, entrambe a 200 AGeV.

2.2 DLS: risultati

L'obiettivo della collaborazione di *DLS* (Dilepton Spectrometer) è di studiare la produzione di coppie elettrone-positrone in collisioni protone-nucleo e nucleo-nucleo per energie cinetiche di fascio incidente comprese tra 1 e 5 AGeV.

La Fig. 2.1 mostra il dispositivo DLS operante a Berkley.

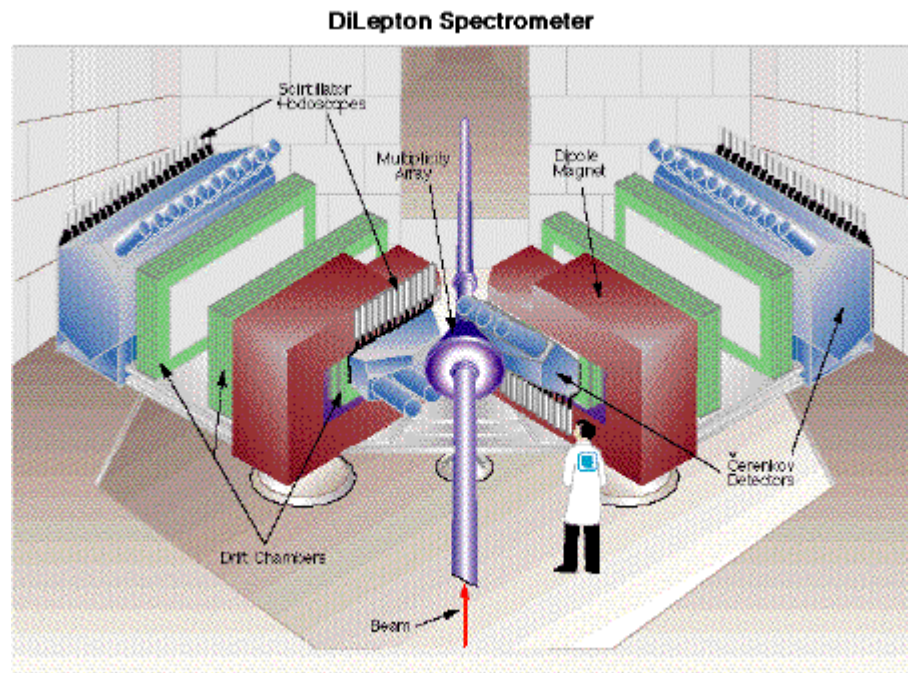


Fig. 2.4: Disegno schematico del rivelatore DLS. Il fascio proveniente dall'acceleratore BEVATRON.

Lo spettrometro è costituito da due bracci posti uno ad angoli positivi, uno ad angoli negativi rispetto alla direzione del fascio incidente, variabili grazie ad opportune guide, usualmente posti a 40° , per essere adeguatamente centrati nella regione di interesse.

La principale limitazione del DLS è l'accettanza. La bassa accettanza geometrica è immediatamente evidente dalla forma del rivelatore e dalla piccola frazione d'angolo solido che questo copre. Infatti, Per tutte le coppie di di-leptoni che hanno un angolo d'apertura piccolo, non possono passare in entrambi i bracci dello spettrometro. Quindi, si può verificare che, o un solo leptone dia segnale in uno dei due bracci, oppure entrambi i leptoni diano segnale in uno solo. In

entrambi i casi i segnali sono ugualmente scartati, poiché si accettano solo coppie le cui componenti vanno in braccia differenti.

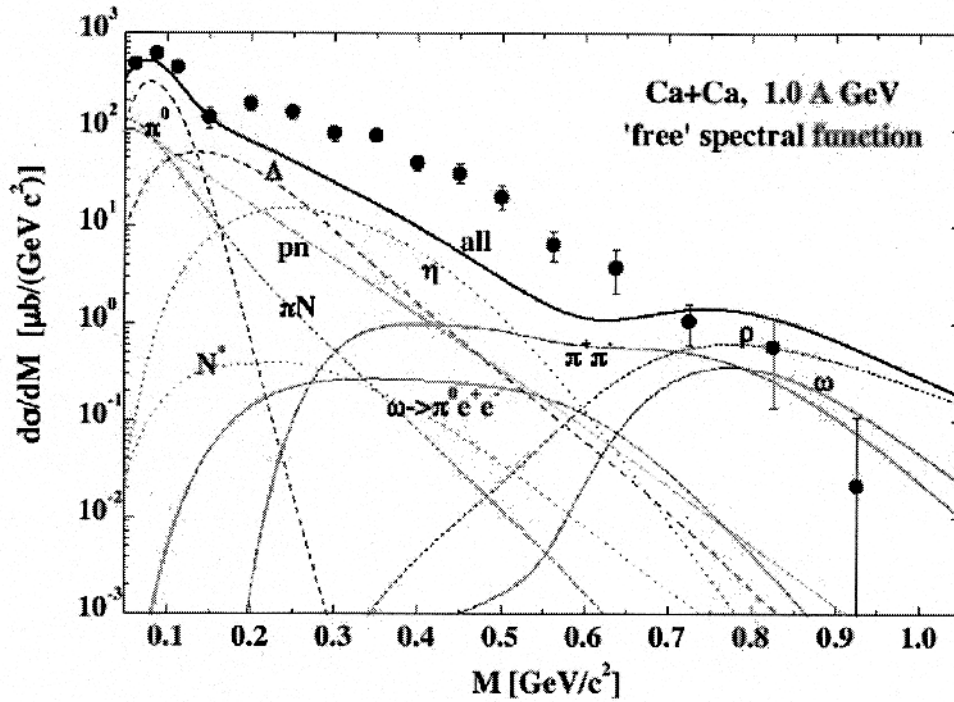


Fig. 2.5: Spettro di massa invariante e^+e^- ottenuto nella collisione $\text{Ca}+\text{Ca}$ ad energia incidente di $1 \text{ GeV}/\text{amu}$, confrontato al risultato di una simulazione BUU tramite tutti i processi noti che comportano una coppia e^+e^- nello stato finale. La curva in nero è la somma delle varie sorgenti leptoniche, i cerchi pieni sono i punti sperimentali. Si noti l'eccesso nella regione tra 0.2 e 0.6 AGeV (Collaborazione DLS).

La Fig. 2.5 mostra lo spettro di massa invariante prodotta con i dati del DLS. Si nota un eccesso di di-elettroni nella regione di massa al di sotto del mesone ρ .

2.3 Conclusioni

Lo spettrometro CERES ha prodotto dei dati molto interessanti dai quali si evince un eccesso di produzione di di-elettroni nella regione di massa al di sotto

del mesone ρ solo per collisioni nucleo-nucleo; un tal eccesso non si presenta in collisioni protone-nucleo. Purtroppo CERES opera ad energie molto elevate, centinaia di AGeV, e molto al di sopra della soglia energetica per la produzione dei mesoni d'interesse, e quindi aprendo un gran numero di possibili canali con una coppia e^+e^- nello stato finale.

Lo spettrometro DLS è ideale da un punto di vista energetico perché appena al di sopra della suddetta soglia, ma possiede un'accettanza geometrica molto ridotta. Anche DLS ha prodotto indicazioni di un eccesso di di-elettroni nella stessa regione di massa al di sotto del mesone ρ (vedi Fig. 2.3 e Fig. 2.5).

Gli esperimenti sin qui realizzati ci danno dunque il seguente messaggio: è necessario disporre di un dispositivo per la misura di di-elettroni, dotato di grande accettanza angolare e capacità di operare ad alti tassi di conteggio, in grado di assicurare una risoluzione sia in massa invariante sia in momento dell'ordine del percento.

3 HADES: perché

I primi dati sulla produzione di di-leptoni, come visto nel capitolo precedente, furono ottenuti utilizzando lo spettrometro DLS a regime d'energie BEVALAC ($1 \div 5$ AGeV). Purtroppo il limitato angolo solido dello spettrometro riduce enormemente la statistica di di-leptoni, e non permette quindi di poter studiare i mesoni vettori nel mezzo adronico, inoltre, la risoluzione di massa invariante è insufficiente per separare i mesoni ρ e ω . La bassa accettazione non permette allo spettrometro di poter lavorare in ambienti d'alta molteplicità, e di conseguenza investigare su sistemi di collisioni di ioni pesanti.

In questo capitolo, descriverò i motivi che hanno spinto la collaborazione HADES a progettare e costruire uno spettrometro per di-leptoni presso l'acceleratore SIS del GSI (Darmstadt). Saranno specificate le caratteristiche principali di questo sistema. Infine, saranno riportati i risultati dell'accettazione geometrica e la risoluzione di massa dello spettrometro confrontati con il DLS.

3.1 Progetto HADES

Nel 1994 nasce la collaborazione **HADES** (**H**igh **A**cc acceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer), con lo scopo di realizzare presso il GSI di Darmstadt (Germania) uno spettrometro con caratteristiche d'elevata accettazione e buona risoluzione che lo rendano adatto a lavorare in ambienti ad alta molteplicità ed elevati conteggi. Attualmente la collaborazione è composta di 19 istituzioni situate in 9 paesi europei, con un totale di oltre cento ricercatori partecipanti.

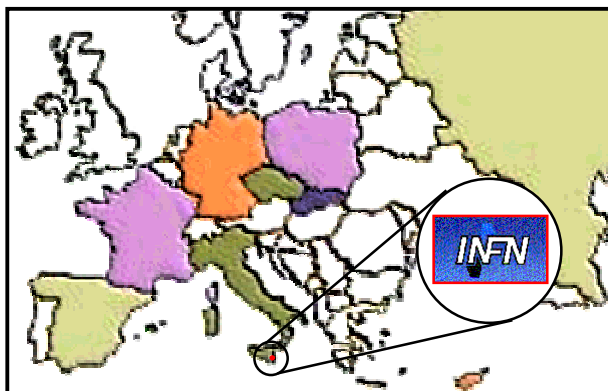


Fig. 3.1: i dieci paesi che collaborano al progetto HADES: Germania, Italia, Polonia, Francia, Russia Rep. Ceca, Slovacchia, Spagna, Cipro. In Italia hanno collaborato: l'Università degli studi di Milano e l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) Laboratorio Nazionale del Sud (LNS) di Catania.

Lo spettrometro proposto dalla collaborazione HADES deve essere capace di operare con sistemi molto pesanti. Alle energie di fascio disponibili al SIS ($1 \div 2$ AGeV), questi sistemi, in collisioni centrali, raggiungono una molteplicità di 200 adroni carichi e di circa 30 fotoni per ogni evento. Per far fronte a questo, è necessario un sistema di rivelazione ad alta *granularità*, in modo da minimizzare la probabilità di *doppio conteggio* (double hit) nei singoli moduli.

La piccola probabilità dei mesoni vettori di decadere in di-leptoni, (dell'ordine di 10^{-5}), dà luogo ad una bassa probabilità di segnale e^+e^- per collisione centrale. Per incrementare la statistica dei di-leptoni occorre operare in sistemi ad alta intensità di fascio. Il sistema di *trigger* è stato realizzato in modo da poter lavorare sia con un alto tasso d'interazione (10^8 particelle al secondo) e sia con un'alta molteplicità adronica. Il sistema di trigger ha il compito di “filtrare” eventi contenenti tracce di leptoni. L'identificazione di questi leptoni può solo essere ottenuta da rivelatori “cechi” agli adroni ma sensibili ai leptoni, cioè capaci, quindi di rivelare solo le particelle d'interesse in un enorme flusso

d'adroni, presente in sistemi di collisioni pesanti. Inoltre, è essenziale un riconoscimento delle tracce dei leptoni, per minimizzare l'errata identificazione di leptoni da pioni (rapporto e/π di 10^{-4}). Infine, occorrono misure abbastanza accurate delle traiettorie dei leptoni. Ricordiamo che lo scopo principale dello spettrometro HADES è la misura delle masse dei mesoni vettori leggeri (ρ , ω e Φ). Utilizzando il metodo della massa invariante, occorrono misure abbastanza accurate dell'impulso e della posizione della coppia di leptoni, che è usata per la ricostruzione dell'angolo di apertura della coppia.

Sono state eseguite una serie di simulazioni per determinare le caratteristiche progettuali di base dello spettrometro, che soddisfino i criteri sopra menzionati.

3.2 Accettanza

Per poter misurare massa invariante ed impulso della coppia di particelle e^+e^- , occorre studiare l'accettanza dello spettrometro HADES in funzione di tali grandezze. Per accettanza dello spettrometro s'intende l'efficienza di rivelazione dello spettrometro, e cioè il rapporto tra l'angolo solido del rivelatore e l'angolo solido totale.

$$\text{Accettanza} = \frac{\text{Angolo_solido_del_rivelatore}}{\text{Angolo_solido_totale}}$$

In prima approssimazione, non considerando le zone morte del rivelatore (la struttura di sostegno, le zone non coperte dai rivelatori, etc.), l'accettanza geometrica dello spettrometro è circa il 40%.

Per poterla determinare, sono state effettuate una serie di simulazioni aventi come basi le seguenti assunzioni: decadimenti a due corpi di uno stato intermedio con una distribuzione di massa uniformemente distribuita che va da $0.2 \text{ GeV}/c^2$ a $1 \text{ GeV}/c^2$; una distribuzione *Maxwelliana* con pendenza di 65 e 95 MeV, per le energie di fascio rispettivamente di 1 e 2 AGeV, per l'impulso della ipotetica particella, che decade in una coppia di leptoni (e^+e^-). Questi parametri sono stati scelti alla luce delle distribuzioni d'impulso misurate in collisioni nucleo-nucleo ad energie SIS.

La Fig. 3.2 mostra il risultato delle correlazioni tra gli angoli polari della coppia e^+e^- per fasci di 1 AGeV e 2 AGeV.

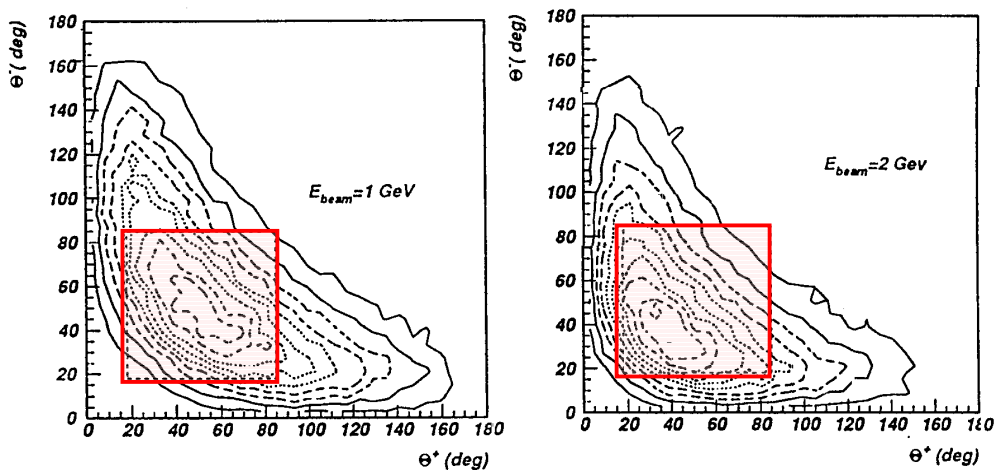


Fig. 3.2: Correlazioni angolo polare dei leptoni dal decadimento a due corpi di una massa intermedia m ($0.2 \text{ GeV}/c^2 < m < 1.0 \text{ GeV}/c^2$). Le curve rappresentano le intensità relative in intervalli del 10% del picco. Il Quadrato rosso indica l'accettazione angolare di HADES.

Lo spostamento del picco verso angoli più piccoli a 2 AGeV è dovuto a fattori relativistici (*boost di Lorentz*) a quest'energia di fascio più alta. L'area indicata dal quadrato rosso, in Fig. 3.2, indica l'intervallo di 18° a 85° scelto per l'accettazione angolare polare dello spettrometro. In Fig. 3.3 è mostrata la correlazione angolare risultante da questa distribuzione di Boltzmann per energie di fascio di 1 e 2 AGeV.

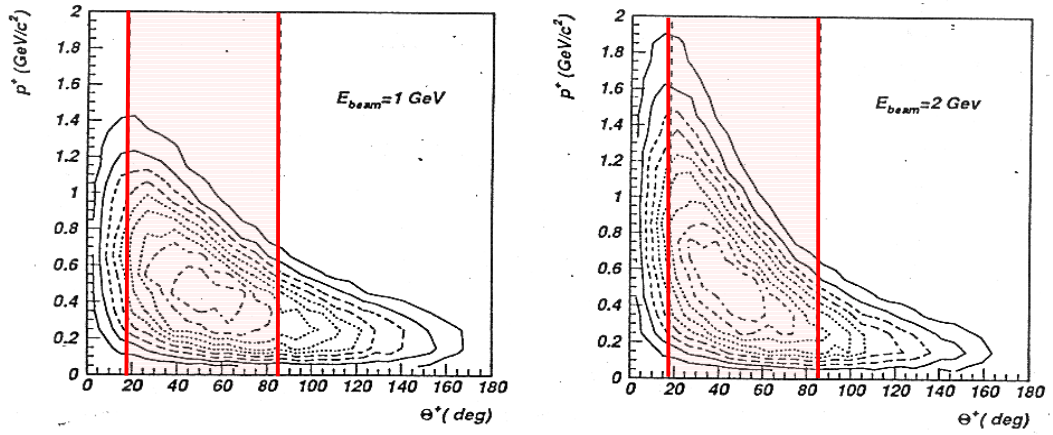


Fig. 3.3: Correlazione angolo polare – impulso a 1 AGeV (sinistra) e 2 AGeV (destra). Le curve rappresentano le relative intensità in intervalli del 10% del picco. Il rettangolo rosso indica l'accettazione di HADES.

E' ancora visibile lo spostamento ad angoli più piccoli ad energia di fascio più alto. La regione all'interno delle due linee tratteggiate in indica l'accettazione polare $18^\circ - 85^\circ$, come discusso sopra.

Inoltre, è stata investigata separatamente la distribuzione di spazio delle fasi derivante dal decadimento di ω . La Fig. 3.4 mostra le correlazioni di angolo polare per il decadimento di ω per energie di fascio di 1 e 2 AGeV. L'area evidenziata rappresenta l'accettazione angolare polare, e contiene circa il 40% dell'intensità totale.

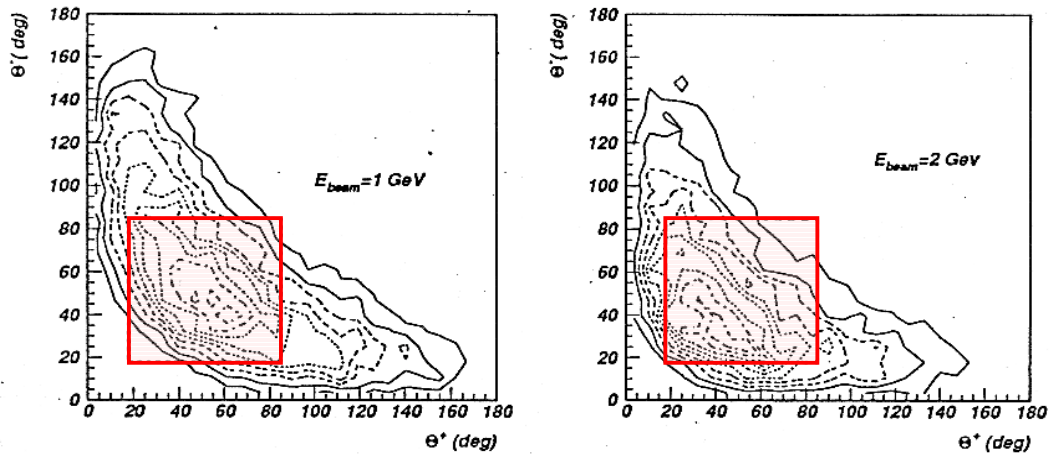


Fig. 3.4: Correlazione angolo polare di di-leptoni da decadimento ω a 1 AGeV (sinistra) e a 2 AGeV (destra). Le curve rappresentano le relative intensità in intervalli del 10% del picco. Il Quadrato rosso indica l'accettazione di HADES.

Nella Fig. 3.5 è mostrata la correlazione impulso-impulso dei due leptoni dal decadimento di ω .

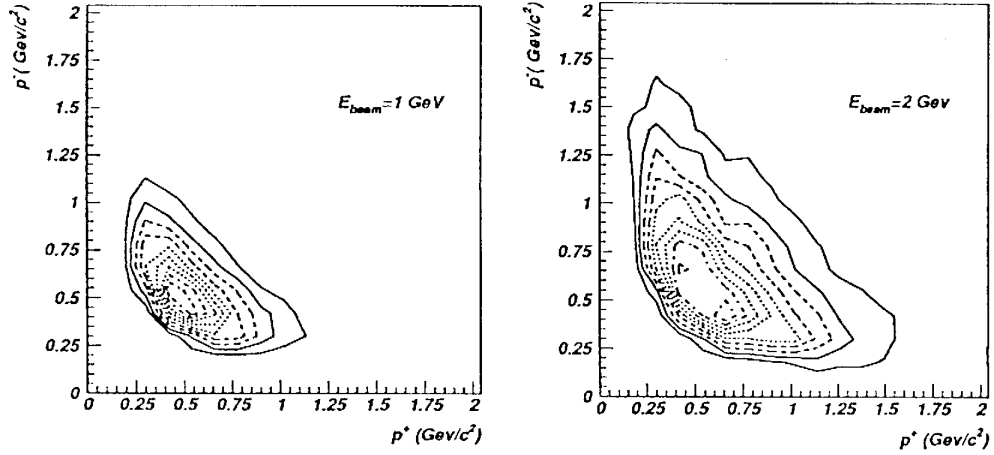


Fig. 3.5: Correlazione impulso di di-leptoni da decadimento ω a 1 AGeV (sinistra) e a 2 AGeV (destra). Le curve rappresentano le relative intensità in intervalli del 10% del picco.

3.3 Risoluzione dello spettro di massa invariante $M_{e^-e^+}$

Per poter apprezzare variazioni di rilievo sulla posizione/larghezza dei mesoni ρ e ω occorre una risoluzione in massa invariante del 1%, pari almeno alla larghezza relativa di ω ($\Gamma_\omega/m_\omega \approx 8.4 \text{ MeV} / 782 \text{ MeV} \approx 1\%$). A questo valore corrisponde una risoluzione sull'impulso degli e^+e^- deflessi tra 1% e 1.5 % ($0.1 \text{ GeV}/c < p < 1.5 \text{ GeV}/c$).

Gli impulsi di particelle cariche possono essere determinati utilizzando intensi campi magnetici. La forza di Lorentz ($\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$) costringe le particelle a seguire una traiettoria curva, la quale può essere ricostruita misurando la traiettoria della particella prima e dopo il passaggio all'interno di un magnete

ricavando così l'angolo di curvatura. La ricostruzione della traiettoria è basata sulla determinazione di quattro punti della traiettoria della particella carica, due prima e due dopo il campo magnetico.

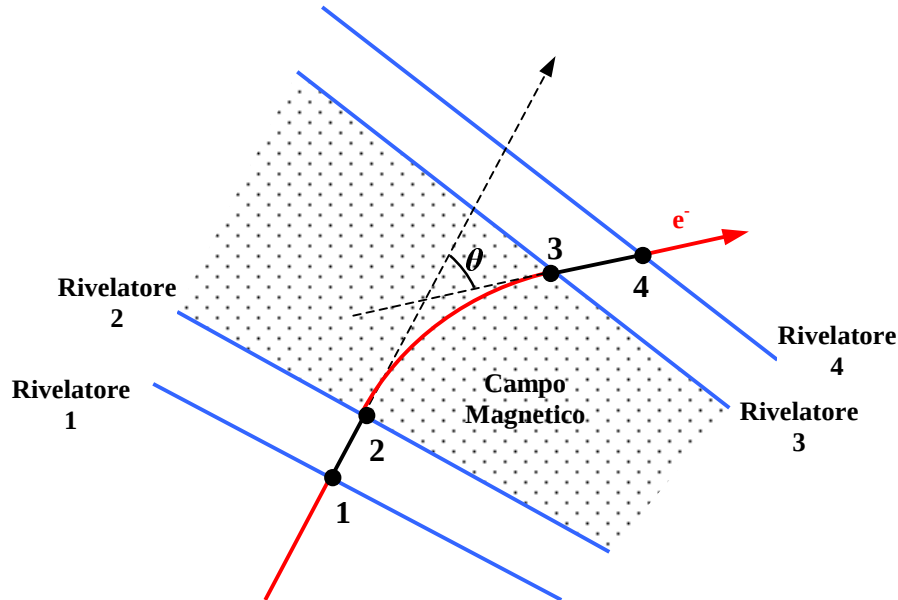


Fig. 3.6: Traiettoria (in rosso) della particella carica attraverso una regione di campo magnetico (puntini). I primi due rivelatori individuano una retta passante per i punti 1 e 2, che corrisponde alla direzione della particella non deflessa; mentre gli ultimi due rivelatori individuano una retta passante per i punti 3 e 4, che corrisponde alla direzione della particella deflessa. Dal prodotto scalare dei due vettori si ricava l'angolo θ .

Dalla misura della lunghezza di cammino della traiettoria l nel campo magnetico e noto il campo magnetico B , si ricava la relazione per determinare la spinta d'impulso trasverso p_T^F , cioè la componente dell'impulso perpendicolare alla direzione del campo magnetico:

$$p_T^F \approx 0.33 \cdot B \cdot l$$

Il fatto che le particelle cariche posseggano un impulso p che varia da 0.1 GeV/c a 1.5 GeV/c porta ad una geometria non focalizzante. Se si assume un

valore di $l = 0.5$ m, per mantenere compatto lo spettrometro, il campo magnetico è minore di 0.7 T. Ad un impulso di 1 GeV/c l'angolo di deflessione equivale a circa 5.7° . Per ottenere una risoluzione d'impulso del 1% a 1 GeV/c, assumendo due gruppi di due rivelatori distanti 0.3 m, è necessaria una conoscenza della posizione migliore di $160 \mu\text{m}$. Se consideriamo anche fenomeni di multi scattering la risoluzione scende a $100 \mu\text{m}$.

3.4 Progetto di base dello spettrometro HADES.

Con le considerazioni descritte sopra, lo spettrometro dovrebbe avere una piena copertura dell'angolo azimutale, un angolo polare tra 18° e 85° nell'emisfero anteriore e con un'accettanza di intervallo d'impulso tra 0.1 GeV/c e 1.5 GeV/c. Per la ricostruzione delle tracce dei leptoni, e quindi per la determinazione dell'impulso, occorrono dei rivelatori posti prima e dopo la regione di campo magnetico. Inoltre devono essere effettuate due operazioni indipendenti per l'identificazione di leptoni, prima e dopo la regione di campo magnetico.

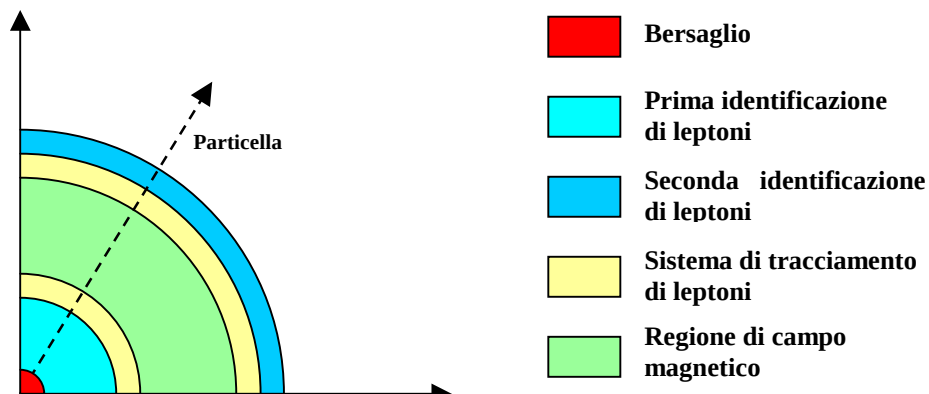


Fig. 3.7: Rappresentazione schematica dei vari moduli attraversati dalla particella, dal bersaglio ai rivelatori più esterni dello spettrometro.

Nello spazio tra il bersaglio e il campo magnetico è posto un rivelatore Cherenkov ad immagini anulari (RICH). Due rivelatori (MDC) posti prima e dopo la regione di campo magnetico. Nella regione dopo il campo magnetico, la seconda identificazione sarà eseguita dalla combinazione tra il rivelatore tempo di volo (TOF) e il rivelatore di sciame (SHOWER).

La descrizione dettagliata dei vari componenti dello spettrometro HADES sarà fatta nel capitolo successivo.

3.5 Spettrometri a confronto: HADES e DLS.

In conclusione HADES è stato progettato per misurare coppie emesse in collisioni nucleo-nucleo ad energie di fascio di 1-2 AGeV e in reazioni indotte da adroni. La costruzione è ottimizzata per ottenere una massima accettazione e massima efficienza di rivelazione di di-leptoni. Il *background* dovuto alla falsa identificazione di adroni è mantenuto basso dal sistema di identificazione di leptoni.

La prestazione risultante mostra un'accettazione geometrica di circa il 40% ed un'ottima risoluzione di massa invariante del 1%, che permette di ben misurare coppie di leptoni da decadimenti di ω . Nella Tabella 3-1 in basso sono confrontati alcuni valori dei parametri dello spettrometro DLS con lo spettrometro HADES.

Spettrometri	DLS al BEVALAC	HADES al GSI
Accettanza Geometrica	~5%	40%
Risoluzione di Massa	15%	1%
Di-elettroni per secondo	~ 0.006	~ 1
Coppie vere / eventi acquisiti	~ 0.004	~ 0.01
Coppie vere / per secondo	~ $2.4 \cdot 10^{-5}$	~ 0.01
Coppie vere / giorno	~ 16	~ 8000

Tabella 3-1: Tabella riassuntiva

Dalla Tabella 3-1, si evince che, lo spettrometro HADES ha delle prestazioni migliori sia nella risoluzione di massa che nell'accettanza geometrica. Questi risultati portano ad una differenza fondamentale tra i due spettrometri. Infatti, mentre allo spettrometro HADES occorre un giorno per poter acquisire all'incirca 8000 coppie vere, per lo spettrometro DLS, invece dovrebbe rimanere in funzione per circa 500 giorni, vale a dire per un anno e tre mesi circa

Nella Fig. 3.8 si possono notare i vantaggi complessivi dello spettrometro HADES rispetto allo spettrometro DLS, confrontando le previsioni relative allo spettro di massa invariante della coppia dei leptoni.

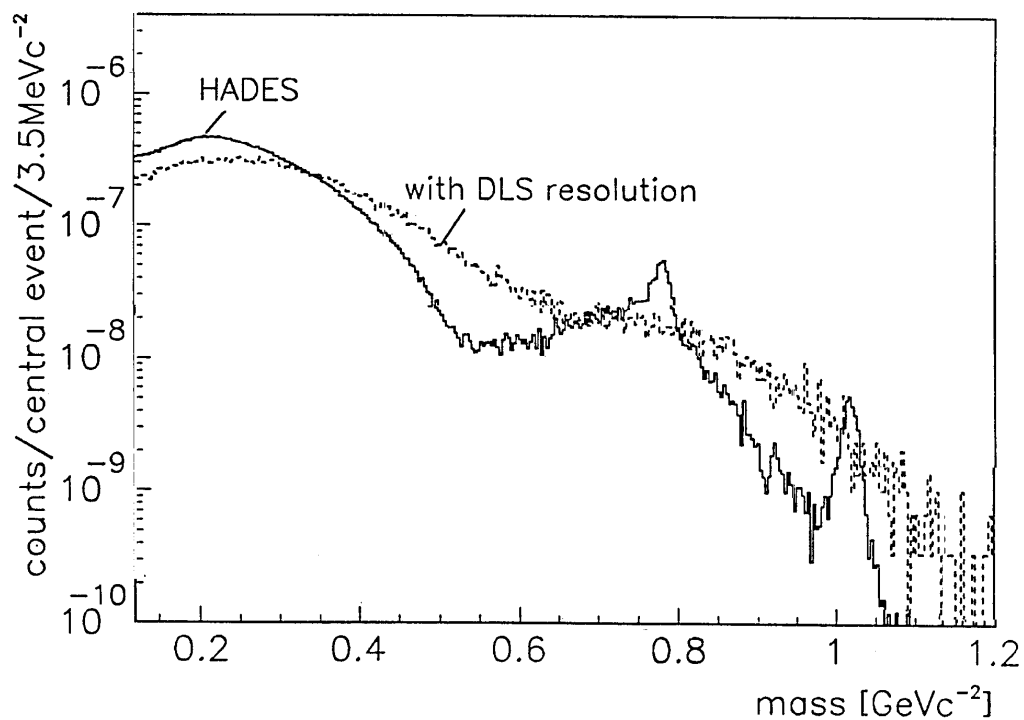


Fig. 3.8: spettro di massa invariante di di-leptoni dello spettrometro HADES paragonato con la risoluzione di massa dello spettrometro DLS.

4 Lo spettrometro HADES

Lo spettrometro è costituito da diversi elementi a grande angolo solido che permettono la discriminazione degli eventi d'interesse da un fondo particolarmente intenso.

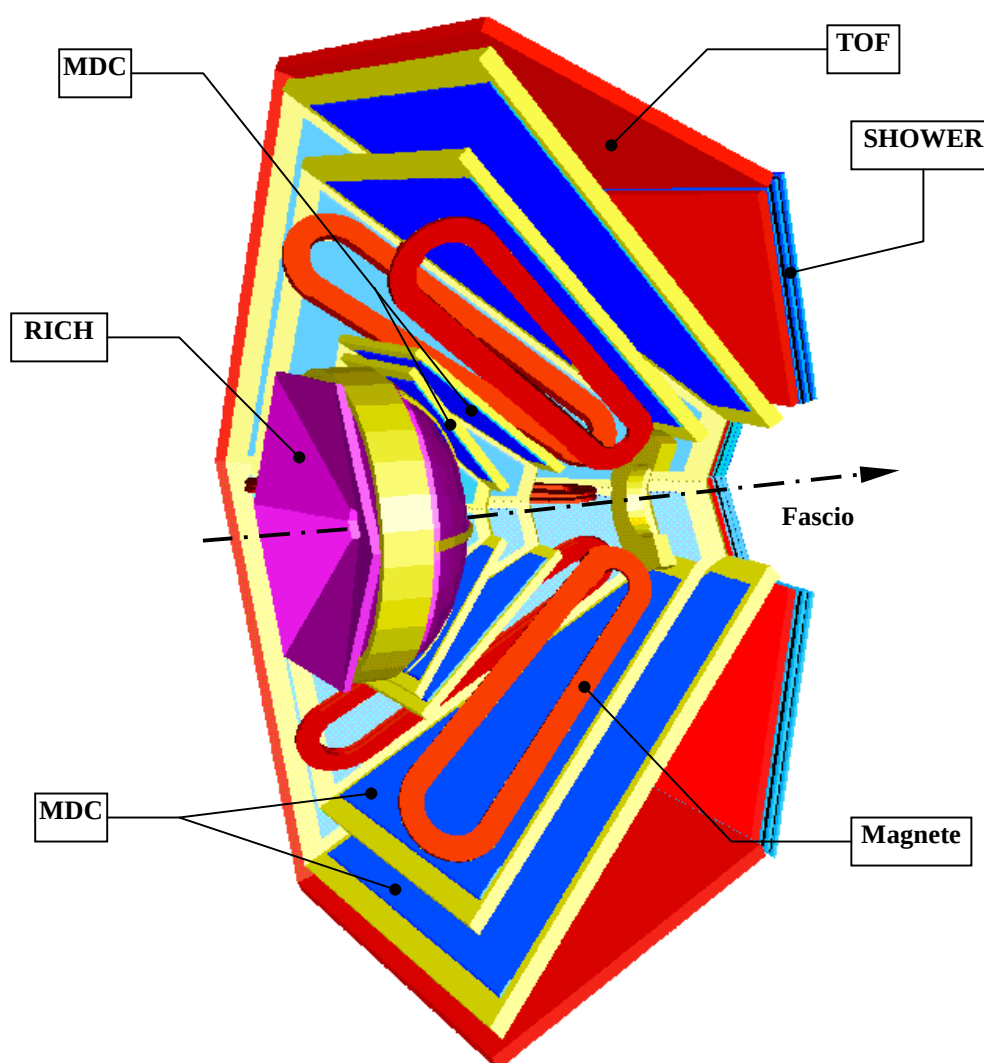


Fig. 4.1: Schema dello spettrometro HADES.

In Fig. 4.1 è mostrato uno schema tridimensionale del rivelatore, con i suoi diversi sottosistemi.

Le caratteristiche principali di HADES sono:

- Grande efficienza geometrica, circa il 40% dell'angolo solido totale, poiché lo spettrometro, alto circa sei metri, copre la regione angolare tra $13^\circ \div 88^\circ$ in θ e $0^\circ \div 360^\circ$ in φ .
- Grande efficienza di rivelazione per le coppie e^+e^- . Tale efficienza è funzione delle variabili cinematiche della coppia, della geometria del rivelatore, del valore di campo magnetico impostato nello spettrometro, dell'efficienza dei singoli componenti.
- Ottima risoluzione nella determinazione della massa invariante. Questa caratteristica, come si è visto, permette di apprezzare variazioni nella struttura fine del mesone ω la cui larghezza intrinseca (nel vuoto) è appunto di 8 MeV su 782 MeV.
- Ottima risoluzione nella determinazione del momento trasverso del mesone. La misura fine del momento trasverso consente di misurare la distribuzione angolare con notevole precisione e quindi di determinarne la probabilità di produzione in funzione dell'angolo d'emissione.
- Ottima discriminazione elettrone/adrone, grazie alla presenza di un elemento di rivelazione "cieco" agli adroni: il RICH. Questo rivelatore viene utilizzato come selettore delle reazioni d'interesse (trigger) di grande efficienza e velocità.
- Misura della molteplicità di adroni per caratterizzare la collisione. La molteplicità di particelle prodotte in una collisione è infatti un buon indicatore del parametro di impatto, ovvero della centralità della

collisione stessa. E' importante conoscere tale parametro, sia per selezionare le sole collisioni centrali sia per ottenere una caratterizzazione in funzione della centralità, dalla quale si possa risalire alla densità raggiunta durante la collisione. La misura di molteplicità viene effettuata attraverso il sottosistema *TOF*.

HADES è un rivelatore di seconda generazione adatto, per l'elevata accettazione e la buona risoluzione, a lavorare nelle condizioni di alta molteplicità ed elevati conteggi, quali sono quelle delle collisioni centrali tra ioni pesanti relativistici ad energia di 1 GeV per nucleone con fasci intensi fino a 10^8 particelle al secondo.

HADES è composto dai seguenti sottorivelatori:

1. **RICH** (**R**ing **I**maging **C**herenkov cioè rivelatore Cherenkov ad immagini anulari) che serve alla prima identificazione degli elettroni e copre un angolo azimutale tra i 13° e 88° . Esso è sostanzialmente "cieco" agli adroni e la sua informazione è utilizzata nel secondo livello di trigger (vedi più avanti).
2. Un **magnete superconduttore** a geometria toroidale con 6 bobine poste in contenitori individuali collegati tra loro. Questo magnete fornisce un impulso trasverso necessario per misurare il momento della particella carica con una risoluzione di circa 1%.
3. **MDC** (**M**ultiwire **D**rift **C**hambers): quattro set di camere di deriva, poste due prima e due dopo la regione di campo magnetico, che servono alla precisa determinazione delle traiettorie delle particelle cariche, e sugli angoli di emissione..

4. **TOF (Time Of Flight)**: rivelatore di tempo di volo, misura la molteplicità di particelle cariche, discrimina elettroni da adroni e determina la posizione radiale e azimutale. Insieme al RICH è utilizzato per la decisione veloce sull'accettazione/rigetto degli eventi tra 44° e 88° (secondo livello di Trigger).
5. **SHOWER**: Rivelatore di sciame, discrimina elettroni da adroni e determina la posizione. Insieme al RICH è utilizzato per la decisione veloce sull'accettazione/rigetto degli eventi tra 13° e 44° (secondo livello di Trigger).

I rivelatori saranno discussi separatamente nei paragrafi seguenti.

4.1 Il rivelatore RICH

Il rivelatore RICH è fondamentale per l'identificazione degli elettroni. Esso si basa su un principio fisico: la *produzione di luce Cherenkov*.

Quando una particella carica di alta energia passa attraverso un dielettrico produce polarizzazione lungo il suo cammino. Immediatamente dopo il passaggio della particella, le molecole polarizzate tornano al loro stato di quiete attraverso l'emissione di luce. Quando la velocità della particella è inferiore a quella della luce nel mezzo, gli impulsi di luce delle singole molecole interferiscono distruttivamente e risultano smorzati. Se, invece, la velocità della particella carica è più grande di quella della luce nel dielettrico, le onde delle singole molecole si

rinforzano l'un l'altra per interferenza costruttiva. L'impulso risultante di luce prodotta dal passaggio della particella carica attraverso il dielettrico è noto come *radiazione Cherenkov*. Così per la produzione di radiazione Cerenkov in un mezzo (detto radiatore) di indice di rifrazione n , la velocità v della particella carica deve essere più grande di quella della luce nel mezzo, cioè: $v > c/n$.

La condizione per interferenza costruttiva (vedi Fig. 4.2) è che il tempo che la luce impiega a percorrere la distanza AC sia uguale al tempo richiesto alla particella per andare da A a B. Cioè:

$$\frac{d \cos \theta}{\frac{c}{n}} = \frac{d}{v}$$

dove d è la distanza AB percorsa dalla particella.

Da questa relazione si ottiene:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$$

Dove è stato supposto che la velocità della particella rimanga costante mentre si muove da A a B. La Fig. 4.2 mostra il fronte d'onda in una metà del piano soltanto. Il fenomeno presenta dunque una *soglia* in velocità, legata all'indice di rifrazione del mezzo in esame, cioè affinché l'angolo θ sia reale bisogna che $\beta n > 1$. Solo le particelle con $v > v_{th}$ ($v_{th} = c/n$) produrranno luce Cherenkov nell'attraversare il mezzo in esame.

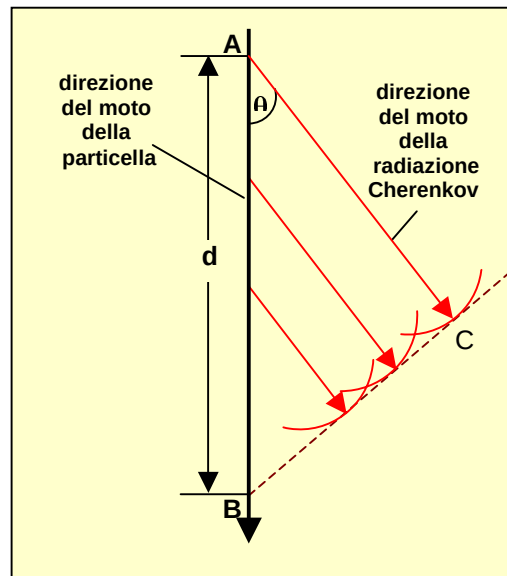


Fig. 4.2: Vista schematica di una formazione di radiazione Cherenkov.

Generalmente, si preferisce esprimere la soglia anziché in velocità ($\beta > 1/n$) in unità γ [$= (1-\beta^2)^{-1/2}$], che espressa in funzione dell'indice di rifrazione del mezzo risulta $\gamma = [n^2/(n^2-1)]^{-1/2}$.

Quindi il *RICH* è un rivelatore che sfrutta l'effetto Cherenkov: poiché gli elettroni relativistici ($\beta \approx 1$) prodotti in collisioni centrali hanno, in un opportuno mezzo gassoso, velocità maggiore di quella della luce, questi formano coni di luce Cherenkov, rilevati come anelli nell'intersezione con la superficie del rivelatore di fotoni. (vedi Fig.4.3). Grazie all'esistenza della *soglia* in velocità, gli elettroni relativistici cioè, le coppie e^+e^- provenienti dai decadimenti dei mesoni vettoriali possono essere distinte dagli adroni poiché hanno velocità molto minore, in quanto hanno masse molto maggiori, e non producono luce Cherenkov.

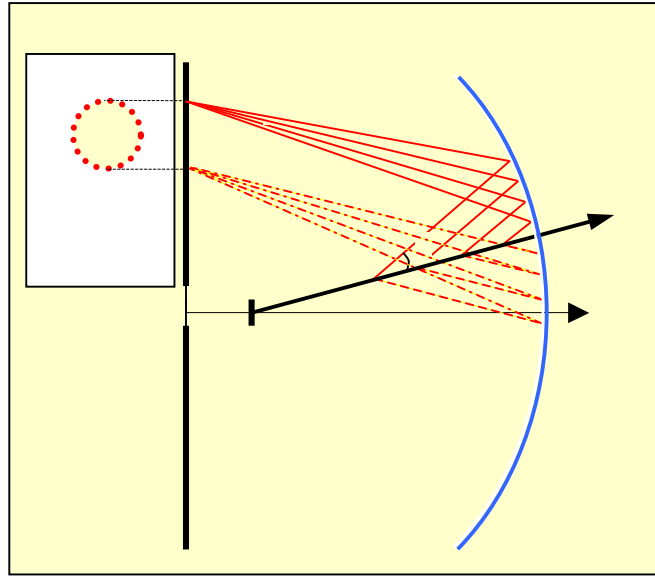


Fig. 4.3: Vista schematica di una formazione di radiazione Cherenkov.

Nel caso del *RICH* di *HADES* il radiatore è un gas, C_4F_{10} , che ha una soglia pari a $\gamma \approx 18$ ($\gamma = n/(n^2-1)^{1/2}$). Tale valore, tradotto in termini di energia cinetica, fa sì che il rivelatore sia sensibile ad elettroni per $T_e > 8.5$ MeV, a pioni per $T_\pi > 2.4$ GeV e a protoni per $T_p > 15.9$ GeV.

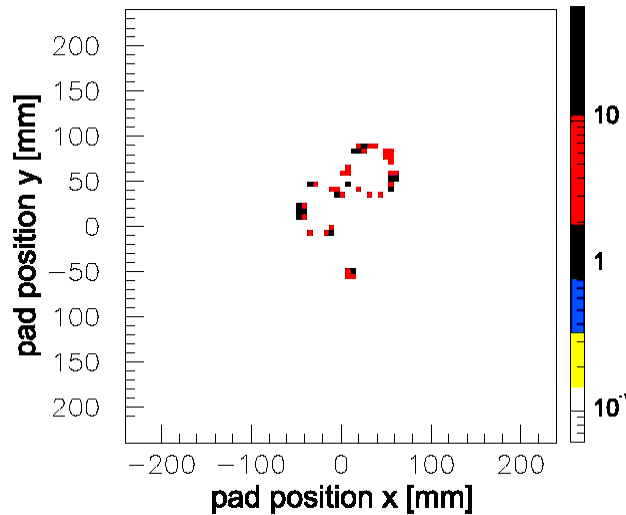


Fig. 4.4: Un evento di di-elettroni rivelato nel RICH. Gli anelli sono stati originati dalla conversione, all'interno del bersaglio, di uno dei due γ originati dal decadimento di un π_0 prodotti in una collisione $U + Pb$.

Poiché *HADES* viene utilizzato a 1-2 AGeV si può affermare che il *RICH* è pressoché “cieco” agli adroni ed è sensibile ad elettroni e positroni.

Il numero di fotoni Cherenkov prodotti per intervallo di lunghezza d’onda è massimo alle piccole lunghezze d’onda, questo significa che per poter osservare un numero di fotoni sufficiente a formare un anello bisogna rivelare fotoni ultravioletti. Tutti gli elementi ottici del rivelatore debbono operare per λ che varia dai 130 ai 180 nm. L’apertura angolare del cono di luce prodotto dagli elettroni è circa 3° ($\theta = \arcsin(1/\beta n)$, con $\beta \sim 1$ per gli elettroni)

In Fig.4.5 è mostrato uno schema semplificato del funzionamento del RICH con i vari componenti.

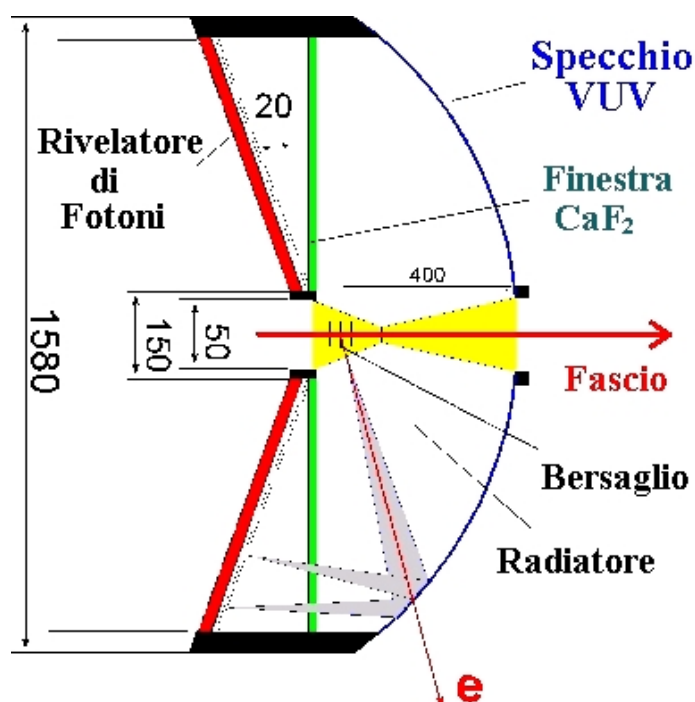


Fig. 4.5 : Schema del rivelatore RICH.

La reazione avviene nel bersaglio, posto al centro del rivelatore lungo l'asse, gli elettroni e positroni eventualmente prodotti, attraversando il radiatore gassoso (C_4F_{10}), emettono luce Cherenkov. I fotoni vengono riflessi da uno specchio (in blu) verso un rivelatore (in rosso), passando per una finestra di materiale CaF_2 (in verde) che ha il compito di separare il radiatore gassoso dal rivelatore di fotoni. In questo modo i prodotti della reazione possono proseguire nelle loro traiettorie pressoché indisturbati.

Il RICH consiste dunque dei seguenti elementi:

- Un radiatore gassoso (C_4F_{10}) che si estende intorno al bersaglio, la cui caratteristica principale è di poter identificare le coppie e^+e^- dagli adroni sfruttando l'esistenza di una soglia del rivelatore. L'indice di rifrazione del gas è $n = 1.00151$ che corrisponde ad una radiazione di soglia pari a $\gamma = 18.2$.
- Uno specchio costituito da 18 pannelli a forma sferica (tre per ogni settore), che hanno il compito di riflettere la luce Cherenkov verso il rivelatore di fotoni. Lo specchio è realizzato in una speciale fibra di carbonio ultraleggera (Carbonio puro, con numero atomico $Z = 6$), in modo da minimizzare la diffusione multipla e la conversione di fotoni, con spessore di 1 mm, sottile e altamente riflettente nella regione di ultravioletto spinto (VUV $\lambda = 130 \div 180$ nm). Questi requisiti sono stati ottenuti tramite sviluppi che rappresentano una vera e propria sfida tecnologica. La riflessione media ottenuta è $R \sim 80\%$;

- Una finestra di entrata del rivelatore di fotoni di materiale CaF_2 , con diametro $D = 1,5 \text{ m}$ e uno spessore di 5 mm , che ha il compito di separare i volumi di gas del rivelatore di fotoni (CH_4) dal radiatore gassoso. La finestra è costituita da 64 cristalli di forma esagonale. Il CaF_2 è stato scelto per la proprietà di possedere un'alta trasmissione nella regione di lunghezza d'onda VUV (con $\gamma \sim 140 \text{ nm}$ la trasmissione media è $T = 70 \%$).
- Un rivelatore per fotoni che è un sistema di fotocatodo in CsI associato ad un contatore a gas (CH_4). Il rivelatore deve essere ottimizzato per fotoni di lunghezza d'onda intorno a $130 \div 180 \text{ nm}$, in modo da garantire sufficiente risoluzione in posizione per identificare gli anelli Cherenkov. Il rivelatore è costituito da 28272 pad, la cui dimensione varia da $A = 7 \times 6.6 \text{ mm}^2$ a $A = 4 \times 6.6 \text{ mm}^2$ per compensare le aberrazioni sferiche dello specchio. L'efficienza di rivelazione per il singolo fotoelettrone è $\sim 95\%$.

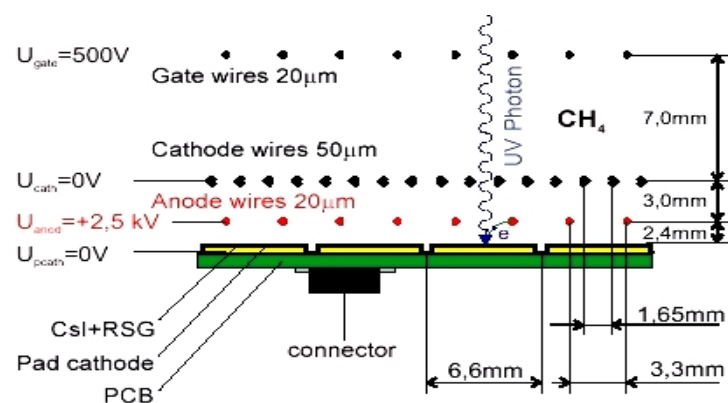


Fig. 4.6: rivelatore di fotoni

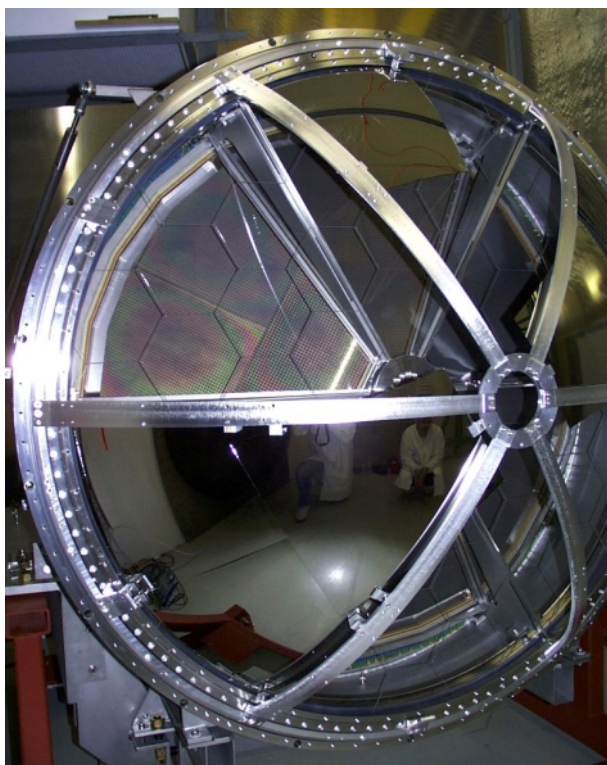


Fig. 4.7: il rivelatore RICH

Sono stati compiuti svariati test sulle prestazioni del RICH, dimostrando ampiamente l'affidabilità del rivelatore.

4.2 Il sistema di rivelazione MDC

La regione di interesse dei valori del momento delle particelle va da circa 200 a 1500 MeV/c. In particolare, per un mesone vettore prodotto ad energie di fascio di 1-2 AGeV, e che decade in e^+e^- , il valor medio del momento dell'elettrone (positrone) va da 800 MeV/c, per angoli polari intorno ai 20° , fino a 300 MeV/c, per angoli polari intorno agli 85° . Inoltre, per avere una risoluzione in massa invariante dell'ordine della larghezza intrinseca del mesone ω , è necessario poter misurare i momenti degli elettroni con risoluzione $\sigma_p/p \leq 1.5\%$.

Per misurare il momento si utilizza, in generale, un sistema magnetico (dipolo o solenoide) che fornisce una *spinta* trasversale alle particelle. Dalla misura di deviazione della traiettoria si può determinare con precisione il momento della particella. Per ottenere la risoluzione richiesta nelle condizioni operative di HADES è necessario fornire alle particelle una *spinta* trasversa di 50 - 100 MeV/c, ed allo stesso tempo bisogna poter determinare le traiettorie con una precisione radiale $\sigma_r/r \leq 100 \mu\text{m}$. Nasce allora l'esigenza di un sistema di tracciamento associato ad un magnete.

4.2.1 Il Magnete

La forza di Lorentz ($\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$) costringe le particelle a seguire una traiettoria curva la quale può quindi essere ricostruita utilizzando un certo numero di piani di camere a deriva (MDC). Per un campo magnetico costante, dalla misura del raggio di curvatura R della traiettoria della particella e noto il campo magnetico B , si può ricavare la componente dell'impulso perpendicolare alla

direzione del campo magnetico (*impulso trasverso*). Nel nostro caso, Il campo magnetico è variabile in funzione degli angoli θ e φ , in modo da ottimizzare la spinta di impulso in funzione dell'impulso medio ai vari angoli. Quindi la ricostruzione della traiettoria della particella carica è molto complessa e si ricava attraverso simulazioni in modo da produrre la mappa del campo magnetico.

L'errore relativo sull'impulso che si ottiene con questo metodo ha un andamento del tipo $\delta p/p \propto p$: esso aumenta al crescere dell'impulso, in quanto la particella tende a seguire una traiettoria più rettilinea e questo rende la misura della curvatura tecnicamente più difficile.

Nell'esperimento HADES è stato utilizzato un campo magnetico, di forma toroidale ($B_{\max} = 3.8$ T), generato da 6 bobine superconduttrici poste in contenitori individuali collegati tra loro, e mantenute alla temperatura di 4°K tramite elio liquido.

Il magnete deve essere in grado di accettare simultaneamente un ampio intervallo di impulsi ($0.1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 1.5 \text{ GeV}$) all'interno di un grande angolo solido ($\theta = 18^\circ \div 85^\circ$, tutti gli angoli azimutali) ed ottenere l'impulso delle particelle cariche con sufficiente risoluzione: $\delta p/p = 1\%-1.5\%$ (σ). Inoltre, per l'identificazione dei leptoni con il rivelatore RICH, si richiede una regione libera dal campo magnetico attorno al bersaglio.

La Fig. 4.8 mostra una sezione verticale (a sinistra) e una vista frontale del magnete includendo la struttura di supporto delle sei camere metalliche per le bobine. La scelta dei materiali con numero atomico basso (alluminio invece di acciaio inossidabile) è di particolare importanza per mantenere la produzione di reazioni secondarie la più bassa possibile.

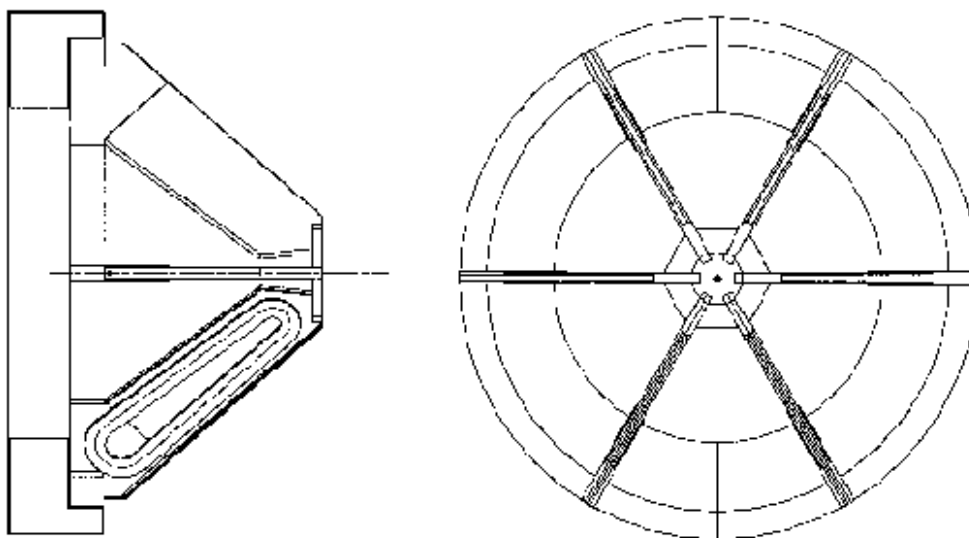


Fig. 4.8 : sezione verticale (a sinistra) e vista frontale (a destra) della struttura magnetica toroidale superconduttori.

La forma e l'orientamento delle bobine porta ad un impulso trasverso più forte ad angoli polari più piccoli (vedi).

Tabella 4-1: momento trasverso per vari angoli polari ad un angolo azimutale di 15°.

θ [gradi]	25	45	60	80
δp [MeV/c]	103	70	62	55

La Fig. 4.9 mostra le curve di livello della componente principale del campo magnetico ad angoli azimutali rispettivamente di 0°, 15° e 25°. Il massimo campo di circa 3.8 T è ottenuto all'interno della superficie della bobina. In mezzo alle bobine (Fig. 4.9 in alto) il campo si estende su una regione significativamente più grande paragonata alla regione azimutale vicina alle bobine (Fig. 4.9, in basso).

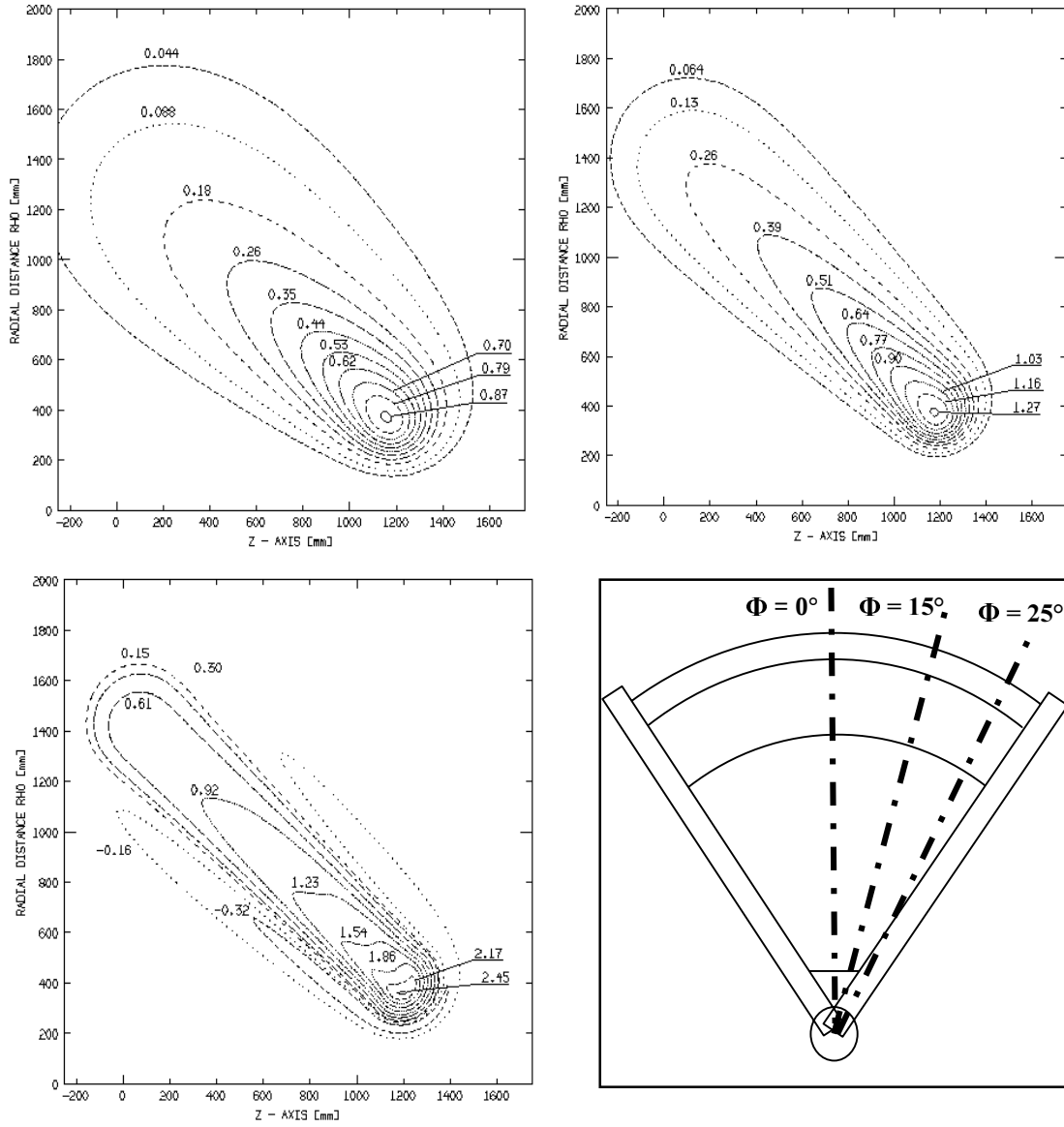


Fig. 4.9: Curve di livello del campo magnetico B_ϕ in mezzo alle bobine: $\phi = 0^\circ$ (in alto a sinistra), $\phi = 15^\circ$ (in alto a destra) e $\phi = 25^\circ$ (in basso a sinistra). La figura accanto mostra la distanza azimutale dei vari piani di curve di livello.

4.2.2 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento di *HADES* consiste di quattro camere a deriva (Multiwire Drift Chambers: *MDC1*, *MDC2*, *MDC3* e *MDC4*), due poste prima (*MDC1* e *MDC2*) e altri due poste dopo il magnete (*MDC3*, *MDC4*), in ciascun settore di *HADES*, secondo la geometria esagonale dello spettrometro, per un totale di 24 camere a forma trapezoidale.

La Fig. 4.10 mostra la disposizione delle camere a deriva per un solo settore.

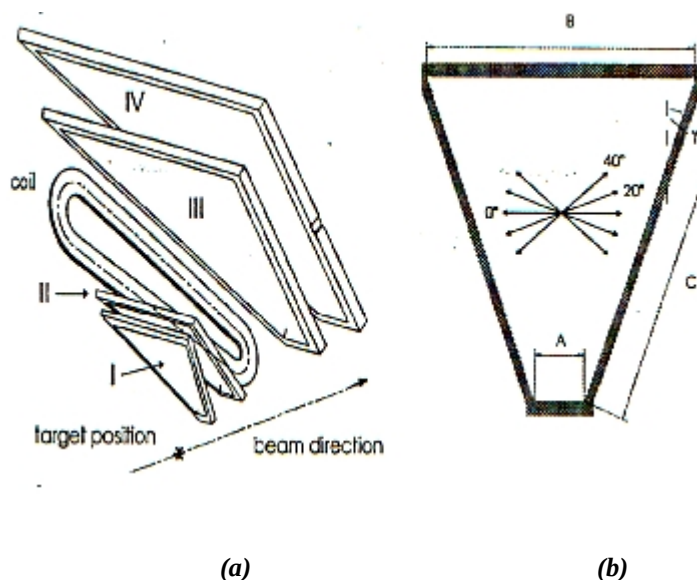


Fig. 4.10 : (a) Vista 3-D di un settore completo, includendo una bobina del campo magnetico toroidale. Il settore copre 60° di angolo azimutale. (b) Disegno schematico della geometria della camera a deriva. Le frecce indicano l'orientamento dei sei piani di fili, due con segno opposto per ogni angolo.

Ogni settore copre un angolo azimutale di 60° e angoli polari tra 18° e 85°.

La minima distanza tra il punto bersaglio e il primo strato è di 56 cm, quella tra il punto bersaglio e il quarto è 166 cm. La distanza che separa il terzo strato dal quarto è di circa 30 cm. Le superfici sensibili del rivelatore variano da 88x80 cm² della prima camera fino a 280x230 cm² dell'ultima camera (altezza per la base più

grande). Ogni camera è costituita da un telaio metallico di forma trapezoidale, sigillato sulle facce di ingresso/uscita delle particelle tramite due fogli sottilissimi di Mylar alluminizzato per delimitare un ambiente ad atmosfera controllata (una miscela extra-pura di 80% Elio e 20% Isobutano), necessaria al funzionamento del rivelatore stesso.

All'interno ciascuna camera è costituita da 6 strati (*drift cell layers*), cioè sei piani anodici e 7 piani di fili catodici. I piani anodici contengono alternativamente fili anodici (in tungsteno ricoperto di oro, $\phi = 20 \mu\text{m}$) e fili di campo (in alluminio, $\phi = 100 \mu\text{m}$) con una distanza reciproca di 6 mm. I fili nei 6 piani anodici, hanno rispettivamente un orientamento a: $+40^\circ$, $+20^\circ$, 0° , 0° , -20° , -40° (vedi Fig. 4.11), in modo da ottimizzare la risoluzione spaziale nella direzione radiale, che come già detto è determinante per una buona precisione nella determinazione del momento. I fili nei piani catodici (alluminio, $\phi = 80 \mu\text{m}$) hanno sempre lo stesso orientamento di $+90^\circ$ e una distanza tra i fili di 3 mm.

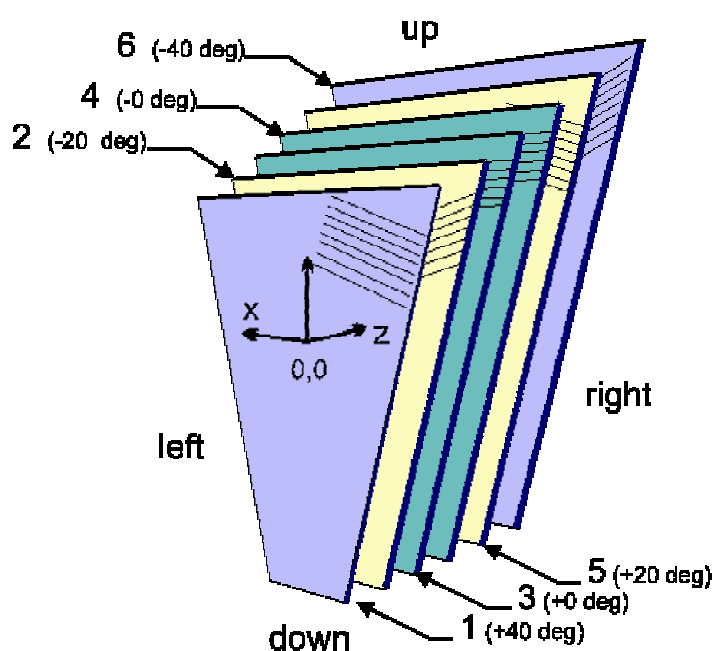


Fig. 4.11: Sistemazione schematica dei piani anodici all'interno di una camera a deriva. Ogni piano contiene i fili anodici opportunamente orientati.

L'*MDC* è un rivelatore a gas sensibile alla posizione di impatto, esso misura il tempo che la carica prodotta dalla particella ionizzante nel gas impiega per raggiungere l'elettrodo di raccolta (in questo caso un filo).

Le particelle cariche che passano attraverso il gas ionizzano gli atomi che incontrano lungo la traiettoria e liberano così una certa quantità di elettroni, i quali migreranno verso i fili di anodo, in un tempo proporzionale alla distanza della traccia dall'elettrodo.

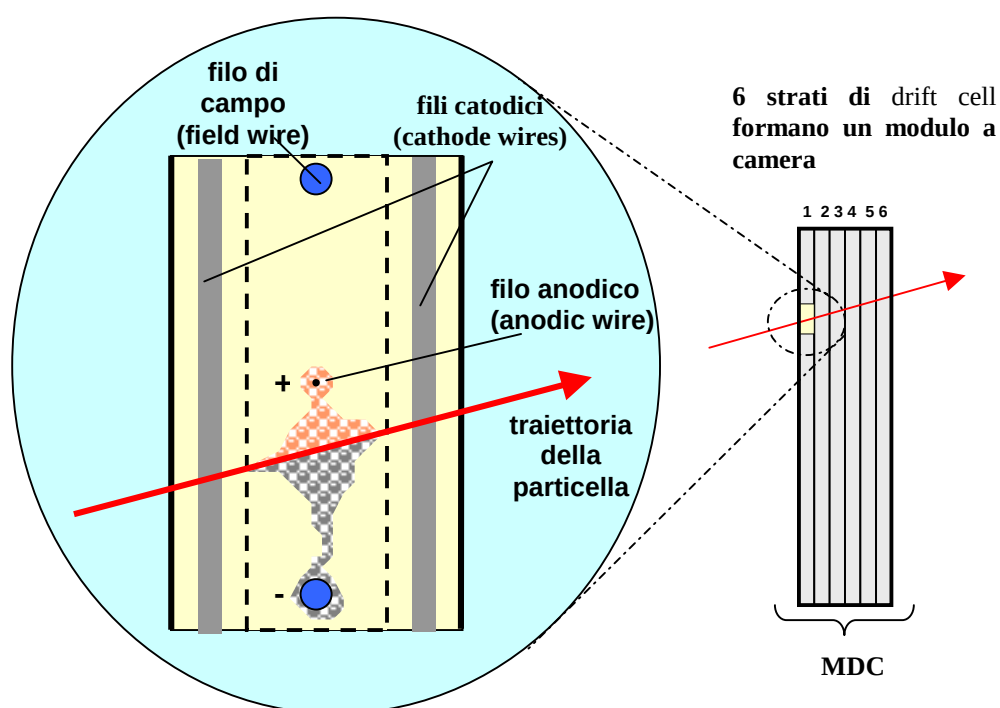


Fig. 4.12 : La figura a destra rappresenta un modulo di MDC composto da 6 piani, la piccola regione in giallo è chiamata drift cell; nella parte sinistra si può vedere il passaggio di una particella carica con la raccolta delle cariche nei rispettivi elettrodi. La zona all'interno del rettangolo tratteggiato individua la drift cell (la regione è un volume).

La Fig. 4.12 rappresenta una regione della camera a deriva delimitata dai piani dei fili catodici e i fili di campo (la zona tratteggiata in figura). Le dimensioni variano da $5 \times 5 \text{ mm}^2$ a $14 \times 10 \text{ mm}^2$ dal *MDCI* al *MDCIV*, per ottenere una granularità costante.

Il numero totale di fili in gioco è di quasi 27000, che permette di ottenere una risoluzione spaziale $\sigma_r/r \leq 60 \text{ } \mu\text{m}$ e di tollerare un elevato tasso di conteggio, circa 10^5 eventi/s.

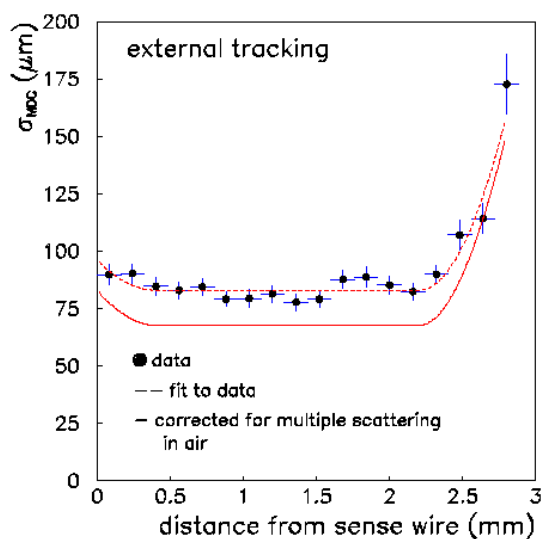


Fig. 4.13: Risoluzione spaziale delle MDC in funzione della distanza di deriva misurata per protoni ionizzanti al minimo.

4.3 Il TOF, lo SHOWER e il rivelatore start-veto

L'insieme di rivelatori TOF e SHOWER rappresenta la componente più esterna dello spettrometro HADES. Le principali funzioni di questo sistema sono:

- Caratterizzazione veloce dell'evento: ciò viene realizzato tramite una misura della molteplicità di particelle cariche, che permette di selezionare le collisioni centrali. Questa informazione viene utilizzata come primo livello di trigger.
- Seconda identificazione dei leptoni e soppressione del *background*: questo è ottenuto usando la misura del tempo di volo del rivelatore TOF per angoli $> 45^\circ$ e l'informazione del rivelatore SHOWER ad angoli polari $< 45^\circ$. In congiunzione con il *RICH*, è possibile ottenere le tracce dei leptoni.

L'utilizzo del rivelatore SHOWER, a piccoli angoli polari, è necessario per poter discriminare leptoni da pioni veloci, questo è dovuto al fatto che, le particelle emesse nella reazione, per ragioni cinematiche, possiedono in media una velocità più elevata via via che il loro angolo di emissione è piccolo rispetto alla direzione del fascio incidente. A causa di ciò, al di sotto di circa 45° l'identificazione delle particelle tramite il tempo di volo diventa sempre più problematica, e si fa dunque ricorso ad un *rivelatore di sciame*.

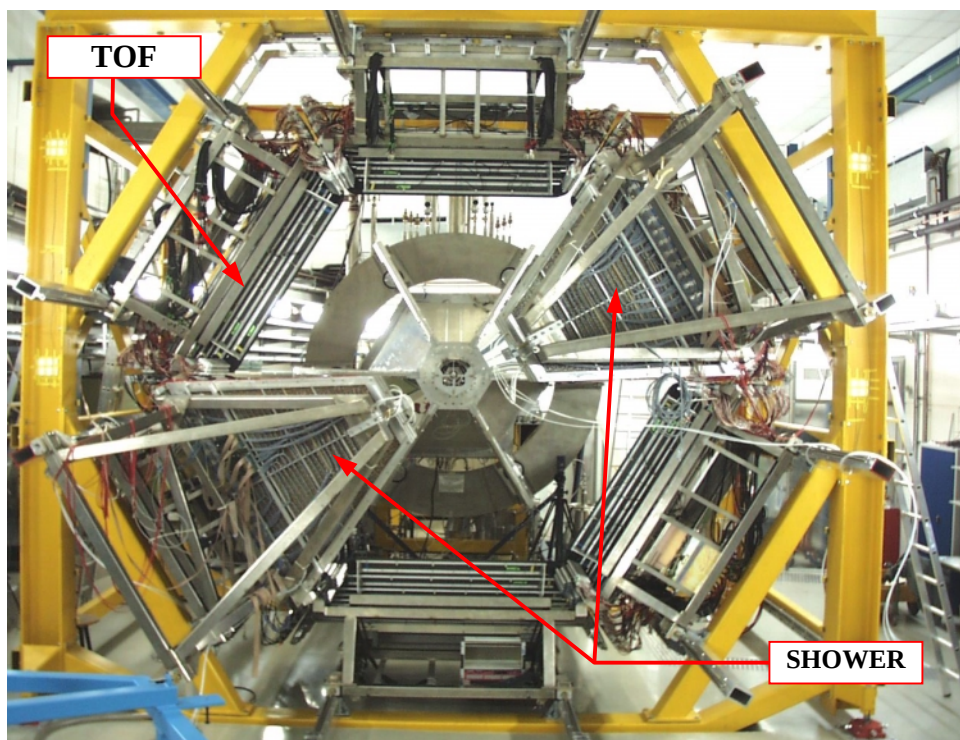


Fig. 4.14: tutti e sei settori completi del TOF, e due settori del rivelatore SHOWER il n° 3 e il n° 6.

4.3.1 Il rivelatore di start

Per le misure di tempo di volo, il TOF deve essere accoppiato ad un sistema, che fornisca un preciso riferimento temporale della collisione avvenuta.

La precisione del rivelatore TOF per la misura di intervalli di tempo di volo ($\sigma/t \leq 100$ ps) presuppone che anche sia la determinazione dell'istante di *start* sia di elevata precisione. E' dunque necessario un sistema, detto *rivelatore di start*, che permetta di determinare il verificarsi di una collisione nucleare ed in tale circostanza generi un segnale di riferimento temporale estremamente preciso.

Il sistema di start prescelto è una coppia di rivelatori al diamante-CVD (Chemical Vapor Deposition).

I rivelatori al diamante mostrano vari vantaggi come rivelatori di start per esperimenti di ioni pesanti con bersaglio fisso. Essi sono resistenti alla radiazione, hanno una capacità di conteggio fino ad intensità di fascio di 10^8 particelle/s e producono segnale con tempo di salita al di sotto di 500 ps.

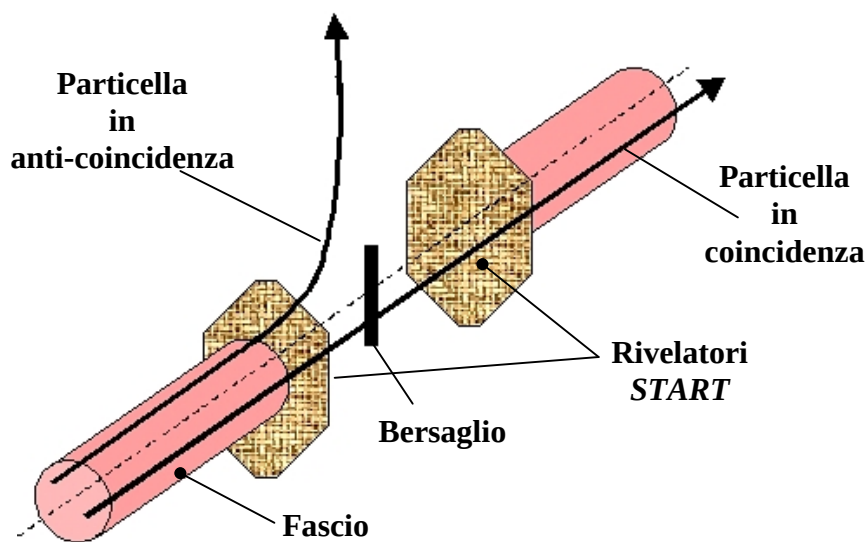


Fig. 4.15 : Sistema di rivelazione START in anti-coincidenza.

I due rivelatori al diamante, con una forma ottagonale scelta per meglio adattarsi al profilo del fascio, vengono posti rispettivamente uno a monte e l'altro a valle del bersaglio, entrambi a 75 cm di distanza da questo, ed utilizzati in anticoincidenza.

Cioè, quando ad una particella del fascio rivelata prima del bersaglio non fa riscontro una dopo, significa che ha reagito con il bersaglio stesso.

Quindi, il compito del secondo rivelatore (veto) è di selezionare solo gli eventi per i quali c'è stata reazione nel bersaglio. Il segnale di start viene quindi prodotto con un tasso di oltre 10^7 particelle al secondo. Questi tipi di rivelatori presentano un'eccellente risoluzione temporale ($\sigma = 29.2$ ps).

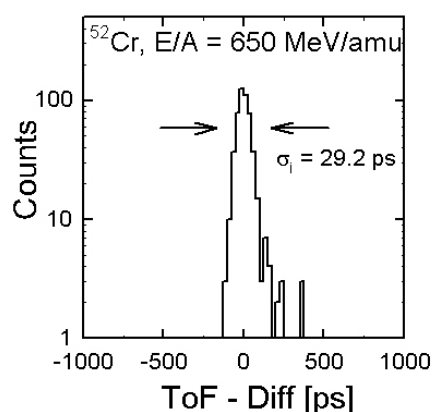


Fig. 4.16: Risoluzione temporale del diamante CVD con un fascio di ^{52}Cr di energia 650 AMeV.

I due rivelatori al diamante sono divisi in 8 strisce di larghezza differente, che variano da 1.55 mm fino a 5.4 mm. Le larghezze sono ottimizzate affinché il tasso di conteggio sia circa uguale su tutte le strisce, inoltre una anti-coincidenza di una striscia con tre strisce corrispondenti del secondo rivelatore (veto) è sufficiente per ottenere una efficienza di veto del 95%.

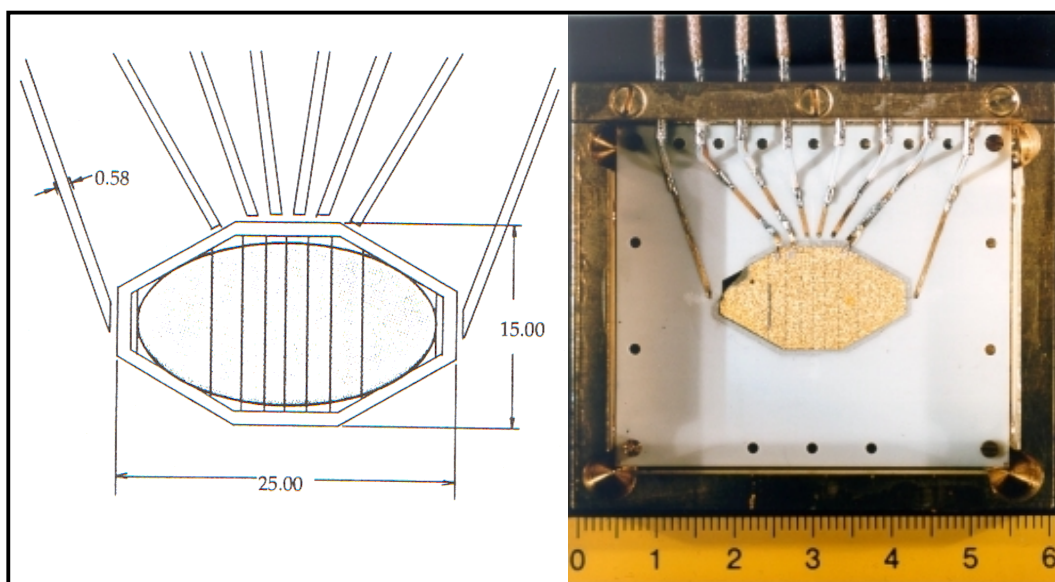


Fig. 4.17: rivelatore a diamante CVD.

Le dimensioni dei rivelatori sono $25 \times 15 \text{ mm}^2$, e per ridurre lo scattering multiplo e le reazioni secondarie, lo spessore è di $100 \mu\text{m}$.

4.3.2 Il rivelatore di sciame

Lo *SHOWER* è un sistema che permette di discriminare con buona efficienza gli elettroni dagli adroni. Il principio fisico su cui si basa il rivelatore è l'effetto combinato di emissione di *bremsstrahlung* e produzione di coppie (e^+e^-), attraverso elettroni e fotoni di alta energia. Inoltre, il rivelatore è una camera a gas che opera in regime *Self-Quenching Streamer (SQS)*.

Un elettrone (*positrone*) di alta energia nella materia emette fotoni energetici di *bremsstrahlung*, questi successivamente si convertono in coppie di e^+e^- , che a loro volta emettono fotoni, e così via. Il risultato è una cascata o *sciame* di fotoni, elettroni e positroni, attorno alla traiettoria primaria. Questo continua sino a che l'energia degli elettroni e positroni della coppia prodotta scende al di sotto dell'energia critica. A questo punto le coppie e^+e^- perderanno la loro energia per collisione atomiche piuttosto di emissione *bremsstrahlung*. Lo sviluppo di uno sciame è, naturalmente, un processo statistico.

Per descrivere il numero medio di particelle prodotte e la loro energia media, utilizziamo un semplice modello, usando la nozione di lunghezza di radiazione. Questo parametro è definito come la distanza in cui l'energia dell'elettrone è ridotta di un fattore $1/e$ a causa soltanto della perdita per radiazione, e cioè:

$$E = E_0 \left(-\frac{x}{L_{rad}} \right)$$

Dove x è la distanza attraversata e L_{rad} è la lunghezza di radiazione.

Supponiamo che un fotone di energia E_0 produca, dopo una lunghezza L_{rad} , una coppia e^+e^- , in cui ogni membro possiede una energia media $E_0/2$. Dopo due lunghezze di radiazione, l'elettrone e il positrone emettono ognuno un fotone di bremsstrahlung con metà dell'energia della particella carica. Dopo due lunghezze di attenuazione vi sono così quattro particelle (due fotoni e una coppia elettrone - positrone), ognuna con energia $E_0/4$. Continuando in questo modo, alla fine di t lunghezze di interazione, il numero di particelle presenti sarà

$$N \approx 2^t$$

Ognuna con energia

$$E(t) \approx \frac{E_0}{2^t}$$

Se assumiamo che lo sciame si fermi bruscamente all'energia critica E_c , abbiamo allora che

$$E(t_{\max}) = \frac{E_0}{2^t} = E_c$$

da cui si ricava che

$$t_{\max} = \frac{\ln \frac{E_0}{E_c}}{\ln 2}$$

Il numero massimo di particelle prodotte è così,

$$N_{\max} \approx \frac{E_0}{E_c}.$$

L'energia persa per radiazione dipende fortemente dal materiale assorbitore. Per ogni materiale si conosce l'energia critica, E_c , dove la perdita per radiazione è uguale alla perdita per collisione. Nel nostro caso, il materiale assorbitore è il

piombo, con $E_c = 9.51$ MeV, la sua lunghezza di radiazione è $L_{rad} = 0.56$ cm, e il suo spessore è di 1.12 cm.

La discriminazione tra elettroni e adroni è basata sul fatto che solo gli elettroni creano uno sciame all'interno del materiale assorbitore (Pb). Questo può essere spiegato dalla sezione d'urto di *bremsstrahlung*. La probabilità di emissione varia con l'inverso del quadrato della massa della particella, cioè $\sigma \propto r_e^2 = (e^2/mc^2)$.

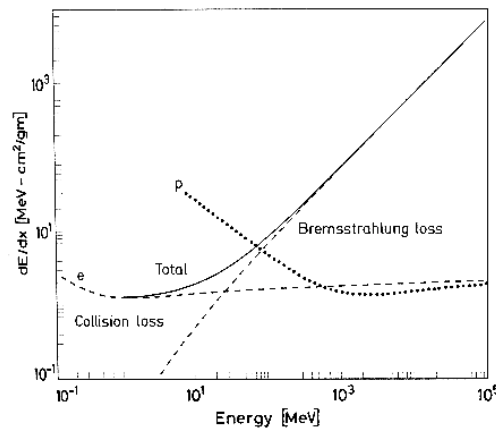


Fig. 4.18: Perdita di energia per radiazione contro la perdita di energia per collisione per elettroni nel rame. Per confronto, è mostrata anche la perdita di energia del protone.

La radiazione persa, ad esempio, per i protoni (938 MeV), risulta all'incirca 10^6 volte più piccola di quella per gli elettroni. Quindi il numero di particelle cariche prodotte dal protone è di un fattore 10^6 più piccolo di quello degli elettroni, per cui il protone non produce sciame.

Quindi, per poter discriminare gli elettroni (o positroni) dagli adroni, si fa il confronto tra la carica totale prima e dopo il materiale convertitore (Pb, ad alto numero atomico Z). La Fig. 4.19 mostra la struttura del rivelatore che è costituito da tre camere identiche, differiscono solo nelle dimensioni, (Pre-Shower, Shower I e Shower II), fra cui sono inseriti due piani di piombo.

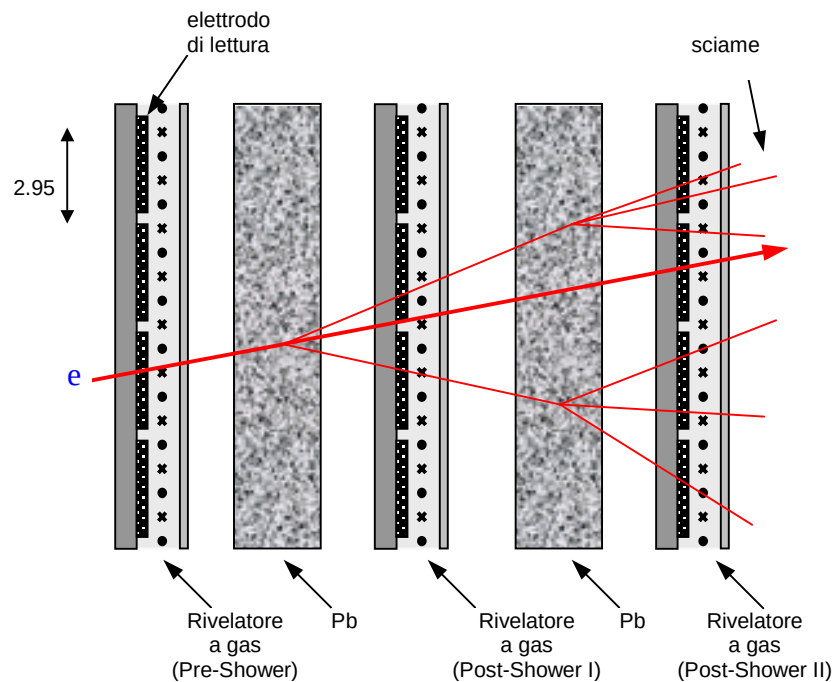


Fig. 4.19: Vista schematica del rivelatore Shower; sono rappresentati i rivelatori a gas separati dai convertitori di piombo, con un esempio di sciame di leptone.

Con questa sistemazione, in corrispondenza di un elettrone incidente sul piano Pre-Shower (linea rossa) si può misurare un aumento consistente del numero di particelle rivelate sui piani Post-Shower I e Post-Shower II. Se la particella incidente è un adrone, tale aumento non si verifica. Sono stati realizzati dei rivelatori a fili, all'interno di un gas (argon e isobutano (quencher), 1:3), con sensori a *pad*, che operano in regime *Self-Quenching Streamer (SQS)*.

Il regime *SQS* è fondamentale per poter discriminare elettrone/adrone; esso si basa sul fatto che, quando una particella ionizza il gas del rivelatore, la carica prodotta sul *pad* è indipendente dall'energia rilasciata dalla particella, cioè ogni particella attraversando una camera crea lo stesso valore di carica. Così la carica raccolta sui *pads*, attorno ad una traccia, dipenderà soltanto dal numero di particelle prodotte attorno ad essa. L'idea di base, della identificazione

elettrone/adrone, è confrontare la carica totale prima e dopo il convertitore di piombo. La Fig. 4.20-(a) in basso mostra una simulazione di due distribuzioni di carica integrata, la prima prodotta nel pre-shower, la seconda nel primo post-shower, da elettroni di energia 850 MeV. Nella Fig. 4.20-(b), invece le due distribuzioni sono prodotte da protoni di energia 2.1 GeV.

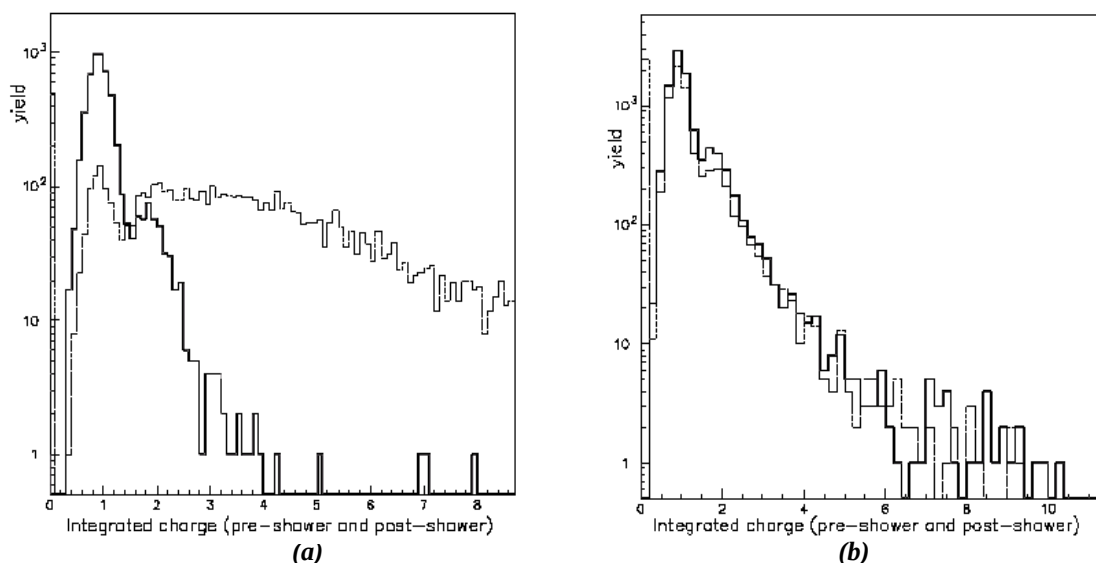


Fig. 4.20: (a) Distribuzione di carica integrata prodotta da leptoni di energia 850 MeV nel rivelatore pre-shower (linea continue) e nel primo post-shower (linea tratteggiata). (b) Distribuzione di carica integrata prodotta da protoni di energia 2.1 GeV nel rivelatore pre-shower (linea continue) e nel primo post-shower (linea tratteggiata).

Può accadere che, un protone lento sia identificato come un elettrone dal rivelatore SHOWER. Questo è dovuto al fatto che, l'energia depositata dal protone, all'intero del rivelatore, è così grande che il rivelatore stesso non opera più in regime SQS.

Davanti al rivelatore SHOWER, esattamente agli angoli polari $13^\circ \div 44^\circ$, il progetto originale del 1995 prevedeva una continuazione del muro di tempo di volo TOF, al quale si è dovuto rinunciare per motivi progettuali. In alternativa si è dunque installato un muro a granularità estremamente ridotto, detto TOFINO, che

ha il compito di escludere le particelle troppo lente, che potrebbero indurre in errore lo SHOWER, tramite una misura grossolana ma efficace del loro tempo di volo.

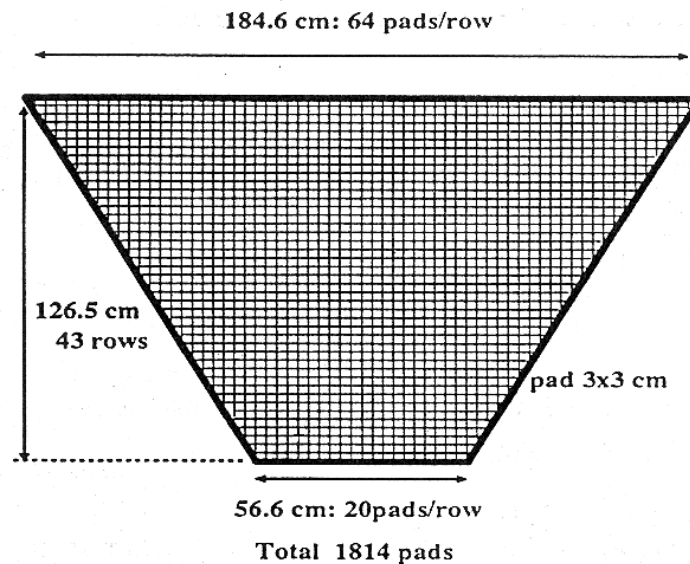


Fig. 4.21: vista frontale di una camera a gas dello SHOWER.

4.3.3 Il rivelatore TOF

Il rivelatore *TOF* ha lo scopo di selezionare le collisioni centrali, che sono quelle di maggior interesse perché per esse è massima la probabilità di produrre i mesoni vettori, misurando la molteplicità di particelle evento per evento. Il rivelatore, inoltre, deve poter determinare il tempo di volo di ciascuna particella allo scopo di identificarla, e misurarne la posizione di impatto per ottenere informazioni sulla sua traiettoria.

A tale scopo si è dunque realizzato un sistema, ancora a simmetria esagonale, costituito di barre di materiale scintillante lette alle due estremità per mezzo di tubi fotomoltiplicatori. Ciascuno dei sei segmenti consta di 8 blocchi,

ciascun blocco contiene 8 barre di scintillatore, di sezione quadrata da 2×2 e 3×3 cm^2 rispettivamente per gli angoli polari più interni e più esterni.

Il TOF è stato progettato ed analizzato da noi, presso il Laboratorio Nazionale del Sud (LNS) di Catania (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare), e sarà descritto più in dettaglio nel prossimo capitolo.

5 IL TOF

5.1 Struttura del TOF

Il TOF è costituito da sei piani (settori), di forma trapezoidale, disposti in simmetria esagonale attorno alla direzione del fascio, ognuno dei quali copre 60° nella direzione azimutale, mentre in direzione polare ha una copertura angolare compresa tra 45° ÷ 88° .

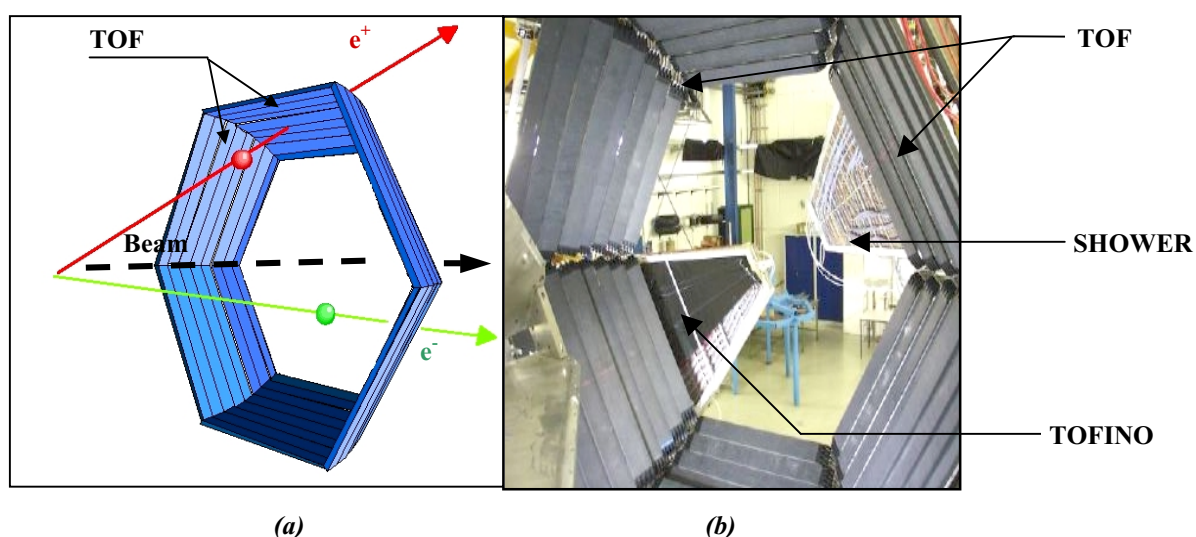


Fig. 5.1: (a) Il muro di TOF. (b) Foto del muro di TOF; il TOF copre tutti e sei i settori, mentre il TOFINO sarà completato successivamente.

La configurazione del TOF consiste di 384 barre di scintillatori, 64 per ogni settore, disposte in simmetria esagonale attorno al fascio. Alle estremità d'ogni barra, sono accoppiati otticamente tramite guide di luce i fotomoltiplicatori per un totale di 768 fotomoltiplicatori; da ogni fotomoltiplicatore si e-

straggono due segnali (tempo e ampiezza), i quali discriminati e convertiti in segnali digitali, sono infine acquisiti.

Gli elementi principali di un rivelatore a scintillazione sono schematizzati nella Fig. 5.2.

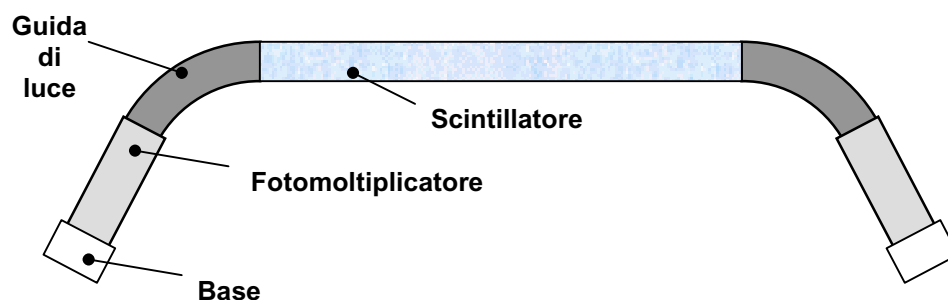


Fig. 5.2: Rappresentazione schematica di un rivelatore a scintillazione.

Il rivelatore è costituito da un materiale di scintillazione (Bicron **BC408**) accoppiato otticamente ad un fotomoltiplicatore (Electron-Tubes **9311b**) attraverso guide di luce.

Quando la radiazione passa attraverso lo scintillatore, eccita gli atomi e le molecole che lo costituiscono, causando emissione di luce. Questa luce si propaga fino al fotomoltiplicatore (PMT abbreviazione di PhotoMultiplier Tube) dove è convertita in una debole corrente di fotoelettroni.

In generale, il segnale dello scintillatore è capace di fornire una varietà d'informazioni. Fra le principali abbiamo:

- 1) *Sensibilità all'energia.* Al di sopra di una certa energia minima, la maggior parte degli scintillatori ha un comportamento quasi lineare rispetto all'energia depositata, cioè l'uscita di luce di uno

scintillatore è direttamente proporzionale all'energia d'eccitazione. Poiché il PMT è un dispositivo lineare, l'ampiezza del segnale elettrico finale sarà anche proporzionale a quest'energia. Questo fa dello scintillatore uno strumento adatto come spettrometro d'energia, sebbene non è lo strumento ideale per questo scopo.

- 2) *Risposta di tempo veloce.* I rivelatori a scintillazione sono strumenti veloci nel senso che la loro risposta e i loro tempi di recupero (tempo necessario al rivelatore per processare un evento) sono brevi rispetto agli altri tipi di rivelatori. Questa risposta più veloce permette di estrarre informazioni temporali, per esempio, la differenza di tempo tra due eventi, che può essere ottenuta con più precisione. Questa caratteristica e anche il tempo di recupero veloce permette ai rivelatori a scintillazione di accettare un tasso di conteggio più alto.
- 3) *Discriminazione nella forma d'impulso.* Con determinati rivelatori, è possibile distinguere tra i differenti tipi di particelle analizzando la forma dell'impulso di luce emessa. Questo è dovuto all'eccitazione di meccanismi di fluorescenza differenti attraverso particelle con potere ionizzante differente.

Il motivo principale, per il quale si è preferito un rivelatore di scintillatore nel TOF è l'ottima velocità di risposta temporale rispetto a qualsiasi altro tipo di rivelatore.

In seguito saranno descritte le caratteristiche delle varie parti che costituiscono il nostro rivelatore di scintillazione.

5.1.1 Gli scintillatori.

Il materiale di scintillazione mostra la proprietà conosciuta come *luminescenza*. I materiali di luminescenza, quando esposti a determinate forme d'energia, per esempio, radiazioni o particelle, assorbono ed emettono energia sotto forma di luce visibile, *scintillazione*. Se l'emissione avviene immediatamente dopo l'assorbimento o più precisamente entro i 10^{-8} s (il tempo tipico delle transizioni atomiche), allora il processo è chiamato *fluorescenza*. Se, invece, l'emissione è ritardata, perché lo stato eccitato è metastabile, il processo è chiamato *fosforescenza*.

Un buon materiale di scintillazione dovrebbe soddisfare i seguenti requisiti:

- Alta efficienza per la conversione dell'energia d'eccitazione a radiazione di fluorescenza;
- Trasparenza alla propria radiazione di fluorescenza per una buona raccolta di luce;
- Emissione in un intervallo spettrale consistente con la risposta spettrale dei fotomoltiplicatori esistenti
- Una costante di decadimento τ breve.

Esistono in commercio vari tipi di materiali di scintillazione, come ad esempio: cristalli organici, liquidi organici, plastici, cristalli inorganici, gassosi e vetro.

Il materiale di scintillazione selezionato per il TOF è il **BC408** (scintillatore organico di tipo plastico), con lunghezza variabile da 150 a 240 cm e sezione quadrata 2x2 e 3x3 cm² rispettivamente per gli angoli polari interni ($45^\circ \div 62^\circ$) ed esterni ($62^\circ \div 88^\circ$)

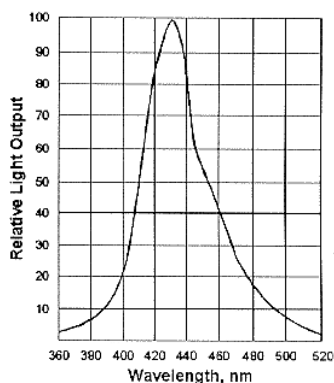
Le caratteristiche principali dello scintillatore BC408 sono le seguenti:

- λ d'emissione massima: **425 ns**;
- lunghezza d'attenuazione L_{at} (in *bulk*): **380 cm**;
- efficienza di scintillazione ε : **10^4 fotoni/ MeV**;
- costante di decadimento τ : **2.1 ns**;
- larghezza d'impulso, FWHM: **2.5 ns**;
- tempo di salita t : **0.25 ns**;
- Indice di rifrazione n : **1.58**.
- Velocità di gruppo V_{gr} : **~ 15 cm/ns**

Il materiale selezionato offre un segnale molto veloce con una costante di decadimento di 2.1 ns ed un impulso d'uscita alto. L'evoluzione temporale del processo d'emissione può essere descritta matematicamente dalla convoluzione di una Gaussiana con un esponenziale,

$$N(t) = N_0 f(\sigma, t) \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (5.1)$$

dove N è il numero di fotoni emessi al tempo t , N_0 è il numero totale di fotoni emessi, τ è la costante di decadimento e $f(\sigma, t)$ è una Gaussiana con deviazione standard $\sigma = 1.06$ ns (dalla relazione $FWHM = 2.35\sigma$).



Nella figura a fianco è rappresentato lo spettro d'emissione di luce del materiale *BC408*, da cui si ricava l'emissione massima $\lambda = 425$ nm. Vedremo più avanti che, queste informazioni saranno importanti nella scelta del fotocatodo del PMT.

La luce d'uscita dello scintillatore è legata alla sua efficienza nel convertire l'energia di ionizzazione a fotoni. Questa è una qualità veramente importante per determinare l'efficienza e la risoluzione dello scintillatore. In generale la luce d'uscita è differente per diversi tipi di particelle alla stessa energia. Inoltre, per un dato tipo di particella non varia sempre linearmente con l'energia. L'energia totale rappresentata dalla luce di scintillazione (ottenuta come il numero di fotoni per energia media di fotone) è una piccola frazione dell'energia della particella originale depositata nello scintillatore. Questa frazione rappresenta l'efficienza di scintillazione del materiale.

Per ragioni storiche, l'antracene ($C_{14}H_{10}$) è usato come riferimento per la luce prodotta dal materiale di scintillazione. L'efficienza del BC408 è 64% dell'efficienza dell'antracene (l'efficienza di scintillazione assoluta di un cristallo di antracene è dell'ordine di 0.05).

In generale l'intensità della luce emessa per fluorescenza, L , è direttamente proporzionale all'energia E , depositata attraverso la particella ionizzante.

$$L \propto E$$

Questa relazione di linearità non è esatta, sebbene per molte applicazioni può essere considerata come una buona approssimazione. In realtà, la risposta dello scintillatore è una funzione complessa che dipende non solo dall'energia ma anche dal tipo di particella e dalla sua ionizzazione specifica. In ogni caso laddove la perdita d'energia dE/dx è piccola, vale l'approssimazione

$$\frac{dL}{dx} \cong k \frac{dE}{dx} \quad \text{con } k \ll 1 \quad (5.2)$$

dove dL/dx rappresenta l'energia di fluorescenza emessa per unità di lunghezza di cammino.

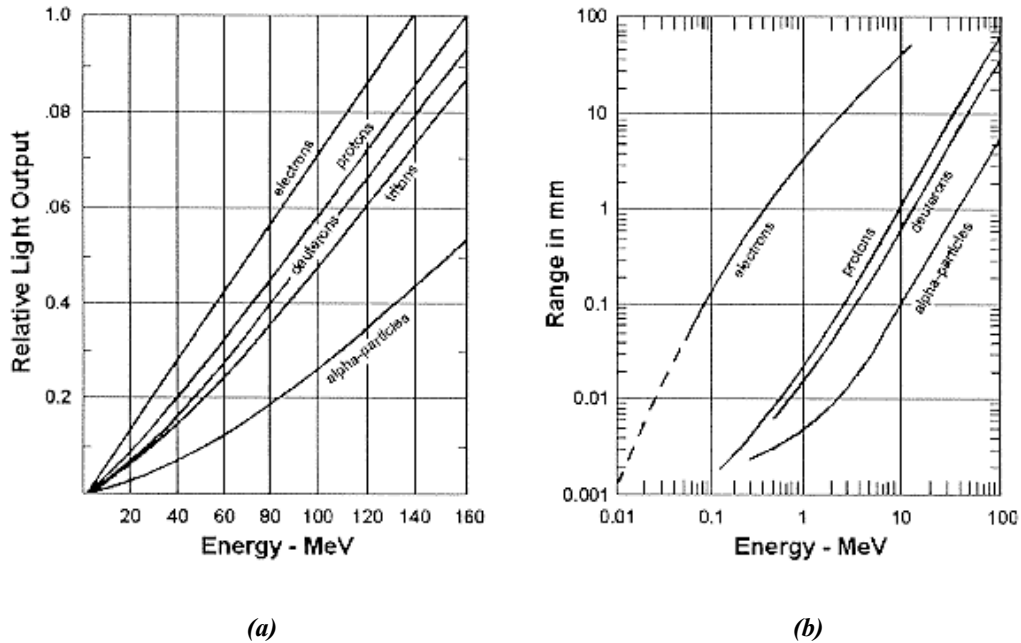


Fig. 5.3: Risposta dello scintillatore plastico BC408 per differenti particelle. (a) Luce d'uscita in funzione dell'energia della particella incidente; (b) Distanza percorsa dalla particella in funzione dell'energia.

Una considerazione importante che bisogna fare è che le particelle ad energie relativistiche sono *ionizzanti al minimo*, e cioè il dE/dx (potere frenante) è dominato dal fattore $1/\beta^2$ (dove $\beta = v/c$) e diminuisce con l'aumentare della velocità, fino a raggiungere il valore minimo di ionizzazione.

La luce prodotta all'interno del materiale di scintillazione deve essere raccolta e trasportata opportunamente ai fotomoltiplicatori posti alle due estremità dello scintillatore. Può accadere che una parte di luce sia persa durante il percorso, questo può avvenire principalmente in due modi:

1. perdite attraverso i bordi del rivelatore
2. assorbimento da parte del materiale scintillatore.

Il secondo effetto entra in gioco solo quando le dimensioni dello scintillatore sono tali che, le lunghezze di cammino dei fotoni sono confrontabili alla *lunghezza d'attenuazione*. Questo parametro è definito come la distanza in cui l'intensità di luce si riduce di un fattore e^{-1} .

L'intensità di luce in funzione della distanza percorsa è allora

$$L(x) = L_0 \exp\left(\frac{-x}{l}\right),$$

dove l è la lunghezza d'attenuazione, x la distanza percorsa dalla luce e L_0 l'intensità di luce iniziale.

Il BC408 ha una lunghezza di attenuazione (in *bulk*) $L_{at}^{bulk} = 380$ cm, questo significa che l'intensità di luce si è ridotto di un fattore e^{-1} , dopo aver attraversato lo scintillatore per una lunghezza pari a 380 cm in linea retta, cioè senza alcuna riflessione con le pareti interne. In realtà l'effettiva lun-

ghezza d'attenuazione (L_{at}^{meas} , misurata) è minore della quantità L_{at}^{bulk} a causa di riflessioni multiple di fotoni sulle pareti prima di arrivare alle due estremità (vedi Fig. 5.4).

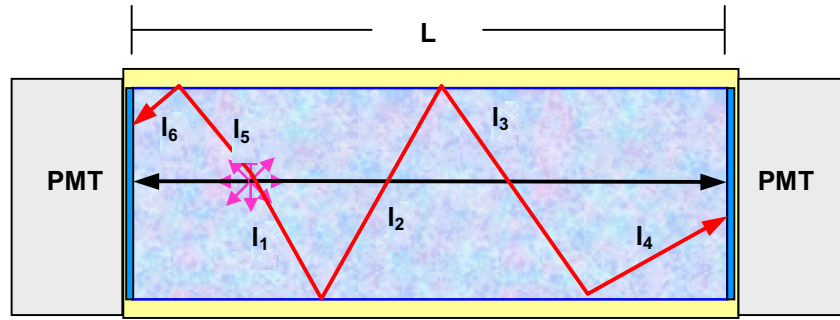


Fig. 5.4: Traiettoria della luce senza riflessioni (linea nera) e traiettoria della luce con riflessioni interne (linee rosse). Ovviamente, il secondo percorso della luce ($L = l_1 + l_2 + l_3 + l_4 + l_5$) sarà maggiore della prima traiettoria.

La luce emessa in qualunque punto dello scintillatore viaggia in tutte le direzioni, solo una frazione raggiunge il fotomoltiplicatore, il resto, a secondo dell'angolo d'incidenza, viaggia verso i bordi dello scintillatore. Per la luce che urta con un angolo più grande dell'angolo di *Brewster*, θ_B

$$\theta_B = \arcsin \left(\frac{n_{out}}{n_{scint}} \right) \quad (5.3)$$

con n_{scint} l'indice di rifrazione dello scintillatore e n_{out} quello del mezzo circostante, avviene riflessione interna totale. Per angoli minori di θ_B avviene riflessione parziale (vedi Fig. 5.5).

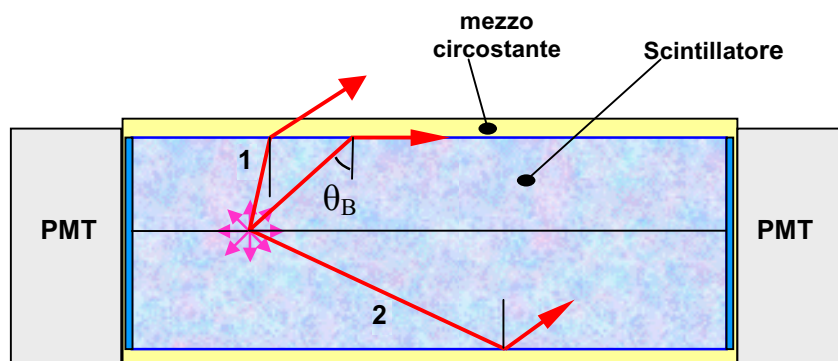


Fig. 5.5: Traiettorie di luce all'interno dello scintillatore. Il raggio 1 può fuggire ($\theta > \theta_B$), il raggio 2 ($\theta < \theta_B$) sarà interamente riflesso alla superficie.

Vari test su banco sono stati eseguiti sulle barre di BC408, qui sotto sono riportate alcune misure sulla lunghezza d'attenuazione effettiva L_{at}^{meas} per tre barre di diverse dimensioni.

Si può vedere dalla tabella che il valore di L_{at}^{meas} nella barra di scintillatore è minore del valore L_{at}^{bulk} .

Tabella 5-1

Dimensione Axbxc (cm ³)	Lunghezza d'attenuazione effettiva L_{at}^{meas} (cm)	Lunghezza d'attenuazione in bulk L_{at}^{bulk} (cm)
40 x 1 x 1 "corto"	130	380
150 x 2 x 2 "medio"	173	380
220 x 3 x 3 "lungo"	203	380

Naturalmente L_{at}^{meas} dipende anche dalla condizione di superficie (levigatura, copertura). La lunghezza d'attenuazione di luce è stata studiata per le barre di scintillatore misurando lo spettro d'energia di una sorgente ^{137}Cs collimata, in funzione della sua posizione lungo la barra.

Se assumiamo valida la legge

$$N(x_i) = N_0 \cdot e^{-\frac{x_i - x_0}{L_{at}}} \quad (5.4)$$

dove $N(x_i)$ e N_0 sono i numeri di fotoni rivelati dai PMT rispettivamente a distanza x_i e x_0 , x_i è la distanza della sorgente dal PMT e L_{at} è la lunghezza d'attenuazione effettiva del materiale di scintillatore. Otteniamo:

$$\ln \frac{N_0}{N_i} = \frac{x_i}{L_{at}} + k \quad (5.5)$$

Nello spettro d'energia, la posizione del picco d'energia (Ch_{pk}) è proporzionale al numero di fotoni rivelati. Nella Fig. 5.6 in basso è rappresentato

$$\ln \frac{Ch_{pk}(x = x_0)}{Ch_{pk}(x = x_i)} = \ln \frac{N_0}{N_i} \quad \text{verso la posizione della sorgente lungo la barra, ottenendo } L_{at} = L_{at}^{meas}.$$

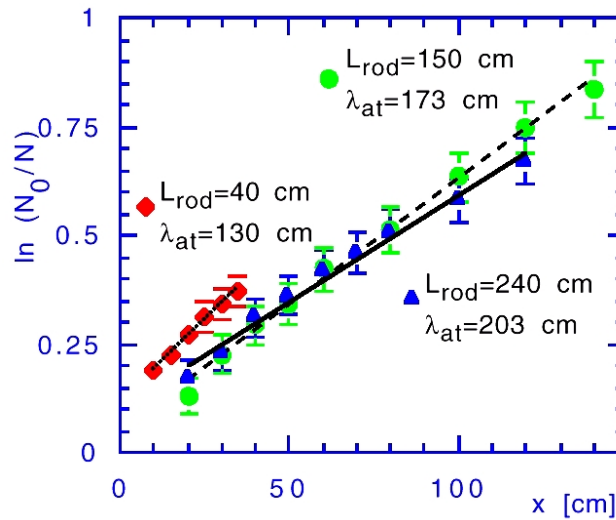


Fig. 5.6: Lunghezza di attenuazione effettiva misurata per tre barre di BC408 di dimensioni rispettivamente 40x1x1, 150x2x2 e 240x3x3 cm³.

La perdita per attenuazione, naturalmente, riduce la risoluzione di energia del rivelatore.

Per recuperare la luce che fugge dalla superficie dello scintillatore nel TOF sono state utilizzate delle superfici riflettenti ai bordi del rivelatore, ogni barra di scintillazione è poi ricoperta da nastro nero e infine, l'intero blocco (costituito da otto barre) è ricoperto da un sottile involucro di fibra di carbonio, come è mostrato nella Fig. 5.7 in basso.

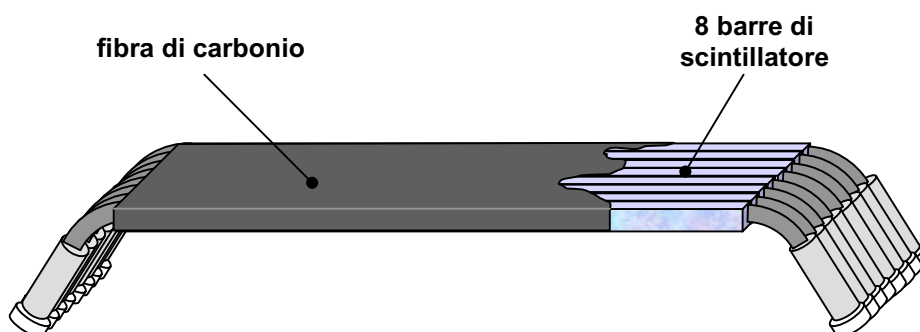


Fig. 5.7: Le barre di scintillazione sono rivestite da un sottile involucro in fibra di carbonio in gruppi di otto.

Per quanto riguarda la scelta delle dimensioni del materiale di scintillazione, è stata fatta in funzione di determinate osservazioni. La larghezza è definita dalla molteplicità delle particelle cariche e quindi attraverso un valore accettabile di probabilità di *double-hit* (doppio colpo), così come la disposizione delle barre di scintillatore, lungo l'asse Y o lungo l'asse X. Questo concetto sarà ampiamente discusso più avanti.

Un'altro parametro importante dello scintillatore è la velocità di gruppo V_{gr} , cioè la velocità media della propagazione del segnale di luce, che diminuisce all'aumentare della qualità riflettente delle superfici. Queste quanti-

tà possono essere monitorate per mezzo di un sistema di calibrazione *on-line* per controllare lo stato del rivelatore. A questo proposito, è stato sviluppato e testato in HADES un sistema prototipo, basato su un laser (azoto) UV accoppiato agli scintillatori per mezzo di fibre di quarzo.

5.1.2 Guide di luce

Per la forma dello scintillatore e per la presenza della struttura del magnete è impossibile accoppiare direttamente scintillatore e fotomoltiplicatore, perciò vengono utilizzate delle guide di luce, che hanno il compito di accoppiare i fotomoltiplicatori all'estremità di ogni barra di scintillatore. Queste guide lavorano sul principio di riflessione interna, cioè, la luce entrando da un estremo è guidata lungo il tubo riflettendo internamente. Naturalmente, solo quella frazione della luce incidente ad angoli più grandi dell'angolo di Brewster può essere trasferita in questo modo.

L'accoppiamento tra lo scintillatore e il PMT deve essere fatto in modo tale da permettere la massima trasmissione di luce. Il contatto ottico tra i due mezzi dovrebbe essere quindi di un materiale con indice di rifrazione il più vicino possibile a quello dello scintillatore e alla finestra del PMT.

Sono state esaminate varie forme differenti per le guide di luce e compiute varie simulazioni di trasporto di luce. La scelta finale, basata su un compromesso tra meccanica ed efficienza di raccolta, è una guida in plexiglas piegata a 67° rispetto alla direzione della barra. La sua sezione trasversale inizialmente quadrata, per adattarsi alla forma e alla dimensione dello scintillatore, incomincia ad affusolarsi dopo la curva, prendendo una forma a sezione

circolare, per adattarsi al fotocatodo del PMT. La lunghezza totale è 20 cm per la guida 3x3 cm² e 10 cm per quella 2x2 cm².



Fig. 5.8: Sono mostrate le due differenti guide di luce per le barre di scintillatore con sezioni differenti.

Le simulazioni e i test hanno mostrato che la risoluzione di tempo non peggiora più del 5%, introducendo le guide di luce tra lo scintillatore e il PMT.

5.1.3 Fotomoltiplicatori

I fotomoltiplicatori sono dispositivi che consentono di convertire la luce di scintillazione entrante in un corrispondente segnale elettrico misurabile. Le parti principali di un fotomoltiplicatore sono:

- un catodo di materiale fotosensibile;
- un sistema di raccolta di elettroni;
- un moltiplicatore di elettroni;

- un anodo da cui esce il segnale finale.

Tutti i componenti sono racchiusi in un tubo di vetro a vuoto.

Il fotocatodo converte la luce incidente in una corrente di elettroni per effetto fotoelettrico. Dalla formula di Einstein:

$$E = h\nu - \phi \quad (5.6)$$

dove E è l'energia cinetica dell'elettrone emesso, ν è la frequenza della luce incidente e ϕ è la funzione di lavoro. E' chiaro che è richiesta una frequenza minima affinché avvenga l'effetto fotoelettrico.

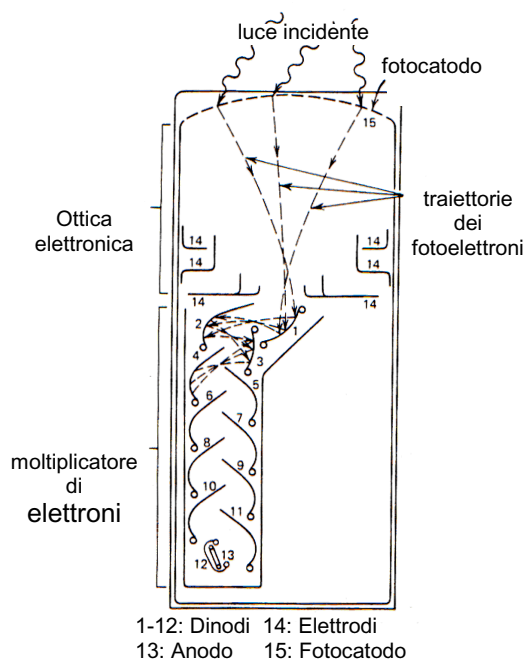
L'efficienza di conversione fotoelettrica varia fortemente con la frequenza della luce incidente e la struttura del materiale. La risposta spettrale è espressa dall'*efficienza quantica*:

$$Q(\nu) = \frac{N_{\text{fotoelettroni}}}{N_{\text{fotoni}}(\lambda)} \quad (5.7)$$

dove $N_{\text{fotoelettroni}}$ è il numero di fotoelettroni rilasciati e $N_{\text{fotoni}}(\lambda)$ è il numero di fotoni incidenti sul catodo dipendente dalla lunghezza d'onda della luce incidente.

Dopo l'emissione dal fotocatodo, gli elettroni nel PMT devono essere raccolti e focalizzati sul primo *stadio* o *dinodo* del moltiplicatore di elettroni. Questo compito è eseguito da un sistema *elettro-ottico*, con l'applicazione di un campo elettrico. Un requisito importante del sistema è di rendere il tempo di transito dei fotoelettroni dal fotocatodo al primo dinodo, il più possibile indipendente dal punto di emissione.

Il sistema moltiplicatore di elettrone amplifica la fotocorrente primaria debo-

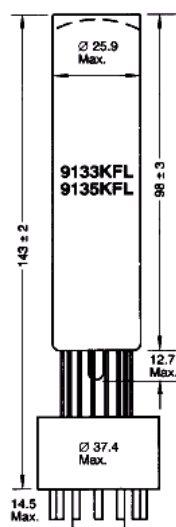


le usando una serie elettrodi di emissione secondaria o dinodi per produrre una corrente misurabile all'anodo del fotomoltiplicatore. Il guadagno di ogni elettrodo è noto come fattore di emissione secondaria, δ . La teoria di emissione di elettrone secondario è molto simile

a quella descritta per l'emissione fotoelettrica eccetto che il fotone è sostituito da un elettrone. L'energia trasferita dal fotoelettrone agli elettroni nel materiale del dinodo, permette l'emissione di un numero di elettroni secondari. Tra i dinodi è mantenuto un campo elettrico per accelerare e guidare gli elettroni lungo il moltiplicatore. Attraverso un partitore di tensione, costituito da un'insieme di resistenze, ad ogni dinodo si ha la tensione desiderata.

La linearità del PMT dipende dalla configurazione dei dinodi e dalla corrente prodotta, che deve essere interamente raccolta in modo da mantenere la proporzionalità con la radiazione incidente. La corrente raccolta dipende dalla differenza di potenziale applicata; aumentando la tensione, cresce linearmente la corrente, fino a raggiungere un valore di saturazione in cui tutta la corrente è stata raccolta. La corrente di saturazione è proporzionale al flusso incidente. E' in questa regione di potenziale che devono operare catodo, dinodi e anodo.

Il fotomoltiplicatore che è stato utilizzato nell'esperimento è il Electron-Tubes **9133B** ($\Phi = 26$ mm), le sue caratteristiche principali sono:



- il fotocatodo è $RbCs$, con efficienza QE: **25%**;
- numero di dinodi: **9**;
- tempo di salita dell'impulso d'uscita: **2.5 ns**;
- larghezza di impulso d'uscita (FWHM): **4 ns**;
- tempo di transito: **22.5 ns**;
- jitter temporale(FWHM): **1.9 ns**;
- il Gain (G): **2×10^5** ;

Per la scelta del PMT, la considerazione primaria deve essere la sua sensibilità alla lunghezza d'onda della luce incidente, proveniente dal materiale di scintillazione. Per il fotocatodo in questione ($RbCs$), come si può osservare nella

Fig. 5.9 in basso, il picco di efficienza quantica è centrata all'incirca sui 400 nm, in buon accordo con l'emissione massima di luce di scintillazione che è 425 nm.

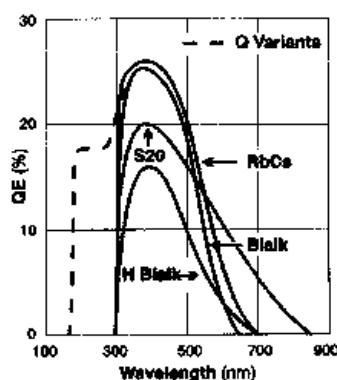
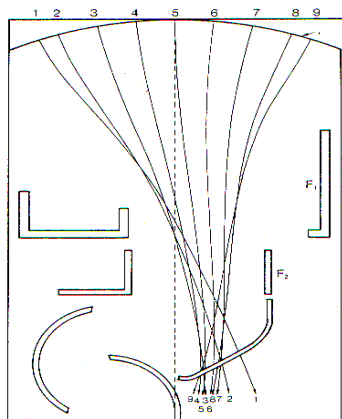


Fig. 5.9: Spettro di efficienza quantica in funzione di λ , tra cui il $RbCs$.

La risoluzione dei fotomoltiplicatori è influenzata da due fattori principali:

1. variazioni del tempo di transito dell'elettrone attraverso il PMT
2. fluttuazioni dovute a rumore statistico.



Le variazioni del tempo di transito possono nascere dalle differenti lunghezze di cammino percorse dai fotoelettroni e dall'energia con cui essi sono emessi dal fotocatodo. La figura accanto illustra il primo effetto mostrando le differenze nella distanza percorsa in un dato intervallo di tempo per gli

elettroni emessi da vari punti del fotocatodo. Quest'effetto è conosciuto come *differenza di tempo di transito* ed è associato alla geometria del sistema. Gli elettroni emessi con una energia alta raggiungeranno il dinodo più velocemente di quelli ad energia più bassa. Inoltre, gli elettroni emessi in una direzione più vicina alla normale del catodo arriveranno prima di quelle emesse in una direzione parallela alla superficie. Quest'effetto è chiamato *spread di tempo*.

La seconda sorgente di *jitter temporale* è dovuta alle fluttuazioni naturali della corrente del PMT, poiché l'effetto fotoelettrico e il processo di emissione secondaria sono di natura statistica. Questo è conosciuto come *rumore statistico* e costituisce un limite fondamentale alla risoluzione temporale del PMT. Poiché i fotomoltiplicatori sono estremamente fotosensibili, è chiaro che bisogna prendere le dovute precauzioni all'esposizione del PMT alla luce visibile. Un'altro fattore che può condizionare le prestazioni del PMT sono i campi magnetici. Quest'ultimi possono condizionare l'operazione dei

fotomoltiplicatori, deviando gli elettroni dalla loro traiettoria ottimale, diminuendo così l'efficienza del PMT. La parte più sensibile del PMT ai campi magnetici è il sistema di raccolta di elettroni. Qui gli elettroni possono essere deviati oppure non raggiungere per niente il primo dinodo. Anche l'orientamento del tubo rispetto al campo chiaramente è un fattore determinante, così come la sua simmetria rispetto al suo asse.

Per ovviare a quest'inconveniente, generalmente è sufficiente schermare solo la superficie attorno al tubo. Per questo scopo, è stato sviluppato un tipo di protezione, un nastro, spesso $30\text{ }\mu\text{m}$ e largo 30 mm , da una lega di $\text{Co} + \text{Fe} + \text{Cr} + \text{Si} + \text{B}$, che avvolge il PMT in nove strati, in maniera da ottenere lo spessore totale voluto. La massima componente trasversale del campo magnetico prevista nella zona dei PMT è di 65 G , nei test non si è osservato alcun cambiamento fino a 75 G nella risoluzione temporale (vedi Fig. 5.10).

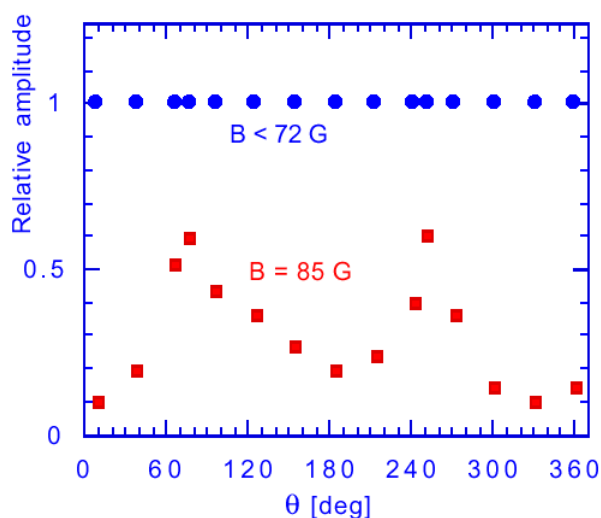


Fig. 5.10: Test per la schermatura magnetica in un campo trasversale. L'ampiezza di segnale relativo al PMT è disegnato in funzione dell'angolo tra il campo magnetico e una tacca sul socket del PMT. Fino a 72 G lo schermo impedisce l'influenza magnetica sul comportamento del PMT, mentre a 85 G è evidente una chiara dipendenza dall'orientamento del tubo.

In conclusione, da ogni fotomoltiplicatore vengono prelevati due segnali, di tempo e di ampiezza, il primo è raccolto dall'anodo, mentre il secondo proviene dall'ultimo dinodo, da cui viene mandato alla catena di conversione.

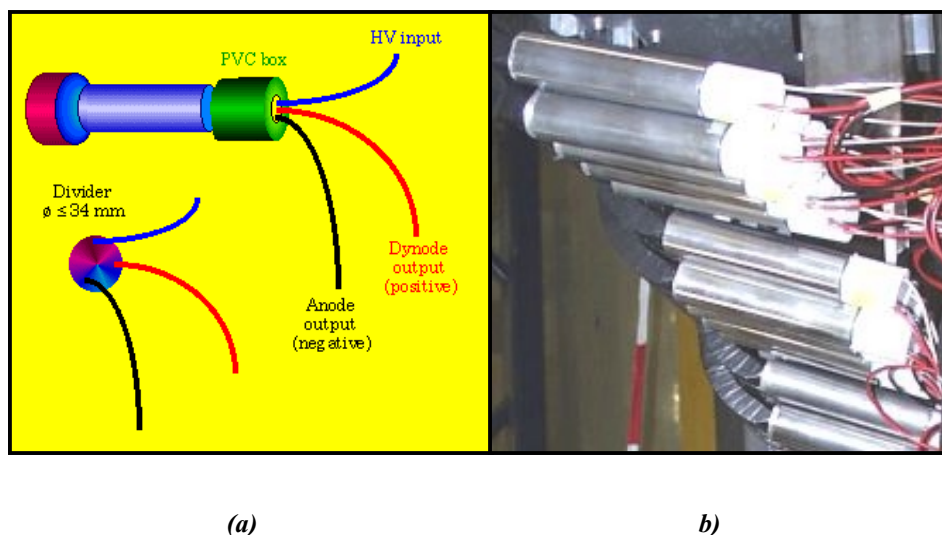


Fig. 5.11 : (a) Rappresentazione schematica del fotomoltiplicatore; (b) immagine reale di fotomoltiplicatori montati nel TOF.

5.2 Prestazioni richieste

Il rivelatore TOF deve essere capace di identificare gli elettroni basandosi sulle misure di tempo di volo e di coordinate del colpo, inoltre deve essere in grado di selezionare le collisioni centrali e di selezionare gli eventi di elettroni.

Dunque il TOF deve possedere le seguenti caratteristiche:

- Possedere una buona risoluzione di tempo di volo, per ottenere una discreta separazione elettrone/adrone;
- Possedere una granularità sufficiente, sia per misurare in maniera attendibile la molteplicità di particelle cariche e sia per ridurre la perdita di elettroni per *double-hit*;

- Possedere una buona risoluzione di posizione, per la ricostruzione della traccia con i rivelatori RICH e SHOWER.

5.2.1 La molteplicità.

Per studiare la materia nucleare ad alta densità e temperatura, bisogna selezionare le collisioni nucleari in cui queste condizioni sono raggiunte, poiché in esse è massima la probabilità di produzione di mesoni vettori. Queste corrispondono a collisioni centrali, dove il parametro d'impatto è piccolo. Il parametro d'impatto non è direttamente misurabile, ma si possono trovare delle grandezze ad esso legate. Una di queste è la *molteplicità* di particelle prodotte in un evento, che è tanto maggiore quanto più l'urto è centrale. Il TOF misura la molteplicità di particelle cariche, allo scopo di selezionare le collisioni centrali. La Fig. 5.12 mostra la molteplicità totale delle particelle cariche in funzione del parametro di impatto, per collisioni Au + Au ad energia 1 AGeV. Fissando il valore della soglia di molteplicità N_{thr} è possibile definire il parametro di impatto e quindi la centralità della reazione. Poiché, noi sappiamo che, per collisioni centrali, è massima la probabilità di formare mesoni vettore, andremo a considerare solo quegli eventi per i quali la molteplicità è alta.

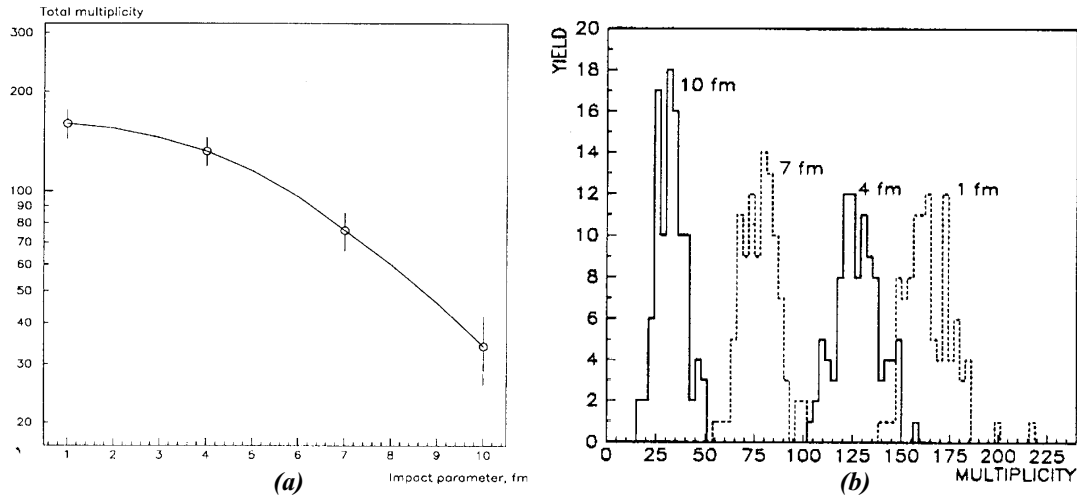


Fig. 5.12: (a) molteplicità di particelle cariche in funzione del parametro d'impatto. (b) Distribuzione di molteplicità di particelle cariche, simulato sul TOF per differenti parametri di impatto per collisioni Au + Au di 1A GeV.

5.3 Identificazione della particella

Per poter caratterizzare gli elettroni il TOF deve essere capace di distinguere le diverse particelle. Per far questo, utilizza la misura del loro tempo di volo, cioè il tempo impiegato da una particella, che viaggia ad una determinata velocità, a percorrere la distanza tra il punto in cui viene prodotta (bersaglio) e il rivelatore da cui viene rivelata (TOF).

Una particella relativistica ha energia:

$$E = \gamma mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (5.8)$$

dove $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, $\beta = \frac{v}{c}$, v la velocità della particella, m sua la massa a riposo e c la velocità della luce.

Da questa si ricava:

$$\beta^2 = 1 - \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \quad (5.9)$$

Per definizione si ha inoltre:

$$\beta = \frac{L}{tc} \quad (5.10)$$

con L spazio percorso dalla particelle e t il tempo di volo.

Quindi uguagliando la (5.9) e la (5.10) si ottiene il tempo di volo per particelle relativistiche:

$$t = \frac{L}{\beta c} = \frac{L}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2}} \quad (5.11)$$

Mettendo in relazione l'equazione di *Mass-shell*:

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 \quad (5.12)$$

e la (5.5), otteniamo le seguenti uguaglianze:

$$\begin{aligned} \frac{1}{1 - \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2} &= \frac{E^2}{E^2 - mc^2} = \frac{E^2}{p^2 c^2} \\ &= \frac{E^2}{c^2} \frac{1}{p^2} = \frac{p^2 + m^2 c^2}{p^2} = 1 + \left(\frac{mc}{p} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.13)$$

Quindi, l'espressione del tempo di volo della particella con massa m e impulso p :

$$t = \frac{L}{\beta c} = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{mc}{p} \right)^2} \quad (5.14)$$

L'identificazione è basata su differenti tempi di volo delle particelle con impulso e masse m_1 e m_2 fissati:

$$\delta t_{12} = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m_1 c}{p} \right)^2} - \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m_2 c}{p} \right)^2} \quad (5.15)$$

Se consideriamo σ_{TOF} , come deviazione standard delle misure di tempo di volo allora le particelle possono essere identificate con un livello di confidenza del 95% (più precisamente 95.4 %) quando:

$$\delta t_{12} \geq 4\sigma_{TOF}$$

Se consideriamo i tempi di volo t_e e t_π (t_p) di due particelle, rispettivamente elettrone e pione (protone), conoscendo il valore della deviazione standard del TOF, possiamo rappresentare queste misure come i valori centrali delle distribuzioni Gaussiane.

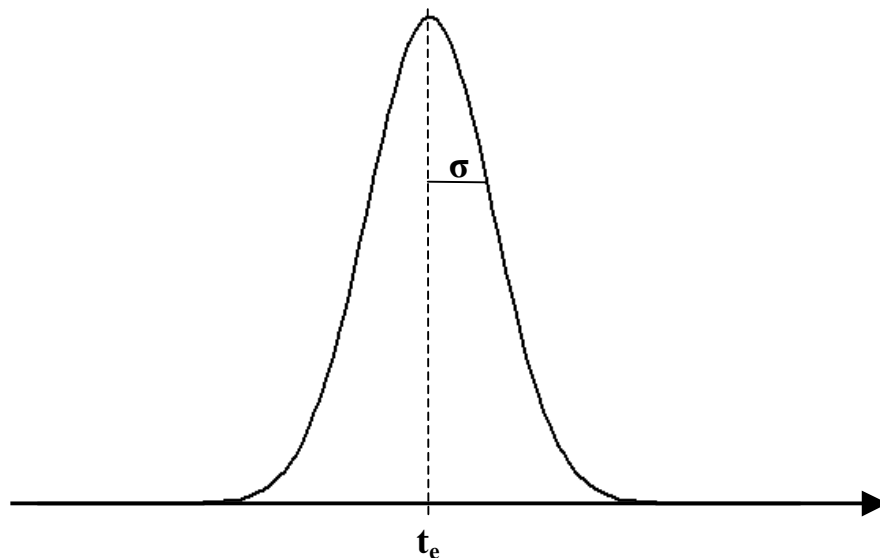


Fig. 5.13: La distribuzione di Gauss ha la forma simmetrica a campana. Il valore di tempo di volo dell'elettrone t_e corrisponde al valore centrale della Gaussiana.

Con σ viene indicato il parametro di larghezza della funzione di Gauss, il quale coincide con l'incertezza (deviazione standard) σ_{TOF} .

Dalla differenza dei due tempi di volo possiamo distinguere due casi:

- 1) Probabilità di distinguere le due particelle 95%:

$$\delta_{I2} \geq 4\sigma_{TOF}$$

- 2) Probabilità di distinguere le due particelle < 95%:

$$\delta_{I2} < 4\sigma_{TOF}$$

Nel primo caso, il rivelatore ha una probabilità 95% che la particella all'interno dell'intervallo temporale $[T_e - 2\sigma, T_e + 2\sigma]$ sia un elettrone ed una probabilità 5% (area tratteggiata) che sia un pione.

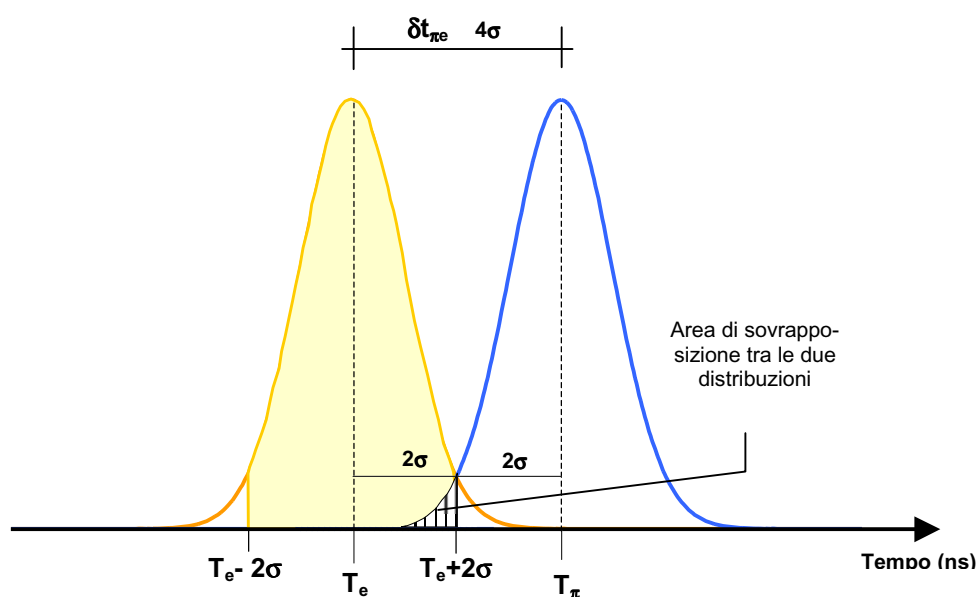


Fig. 5.14: La differenza tra i due valori centrali delle distribuzioni risulta uguale a 4σ .

Il secondo caso è la condizione peggiore, in cui l'area di sovrapposizione delle due curve è molto grande, per cui il potere risolutivo del rivelatore è scarso.

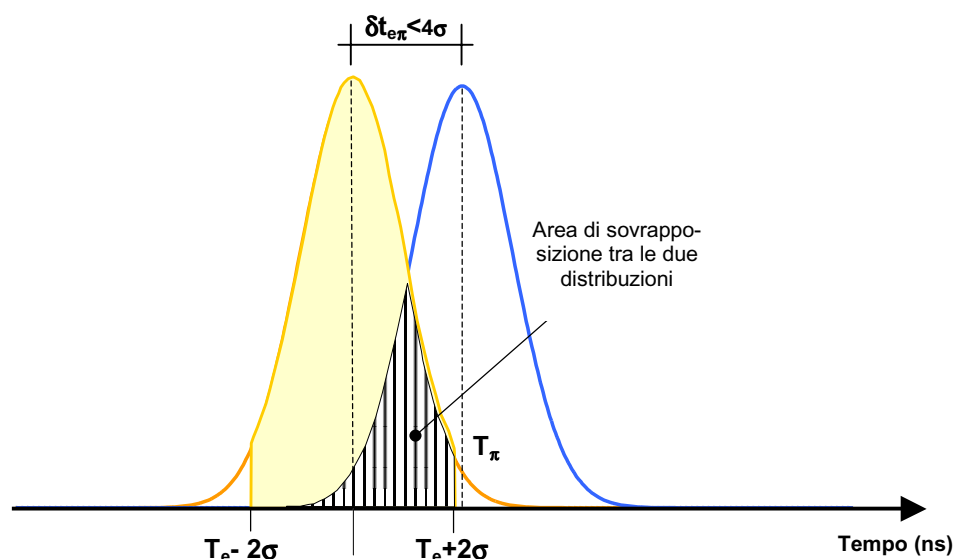


Fig. 5.15: La differenza tra i due valori centrali delle distribuzioni risulta minore di 4σ .

L'area di sovrapposizione delle due curve diventa sempre più grande al diminuire della risoluzione temporale, questo significa che la probabilità di

distinguere un elettrone da un pione è molto bassa. Per cui il pione, all'interno della regione tratteggiata può essere visto dal rivelatore come un elettrone, da qui il nome di “falso” elettrone.

Lavori di simulazioni (per collisioni Au + Au di 1AGeV) hanno permesso di quantizzare il numero di “falsi” elettroni in funzione della risoluzione temporale.

Consideriamo le distribuzioni d'impulso nell'intero intervallo di angolo polare θ , del protone e del pione. Le Fig. 5.16 e Fig 5.17 mostrano la distribuzione di impulso per pioni e protoni, per quattro differenti intervalli angolari: $\theta < 30^\circ$, $30^\circ < \theta < 45^\circ$, $45^\circ < \theta < 60^\circ$ e $\theta > 60^\circ$.

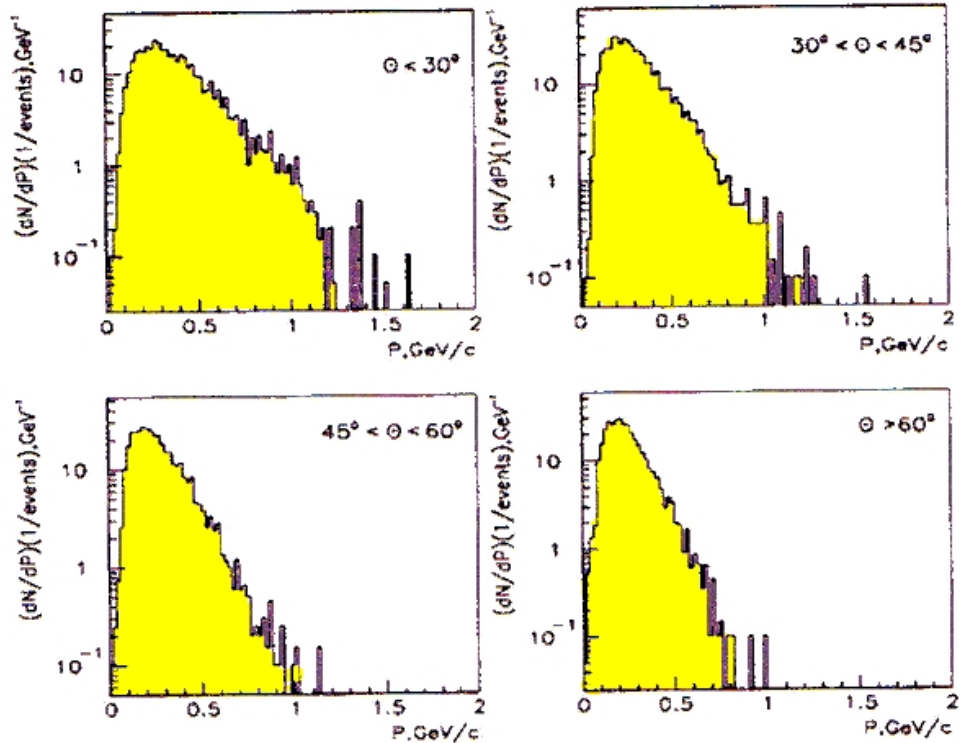


Fig. 5.16: Distribuzione di impulso dei pioni carichi (π^+ e π^-) per differenti intervalli di angolo polare θ , per collisioni Au + AU di 1AGeV.

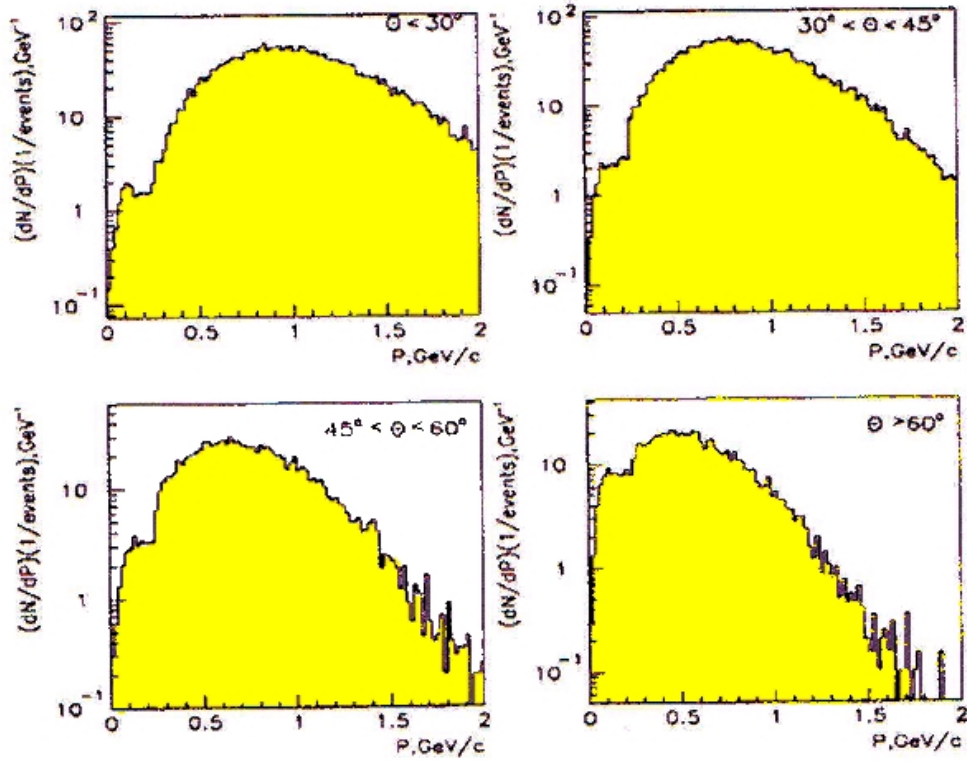


Fig. 5.17: Distribuzione di impulso dei protoni per differenti intervalli di angolo polare θ , per collisioni Au + Au di 1A GeV.

Consideriamo le distribuzioni di differenza di tempo di volo per pioni e protoni $\delta t = (t_{\pi p} - t_e)$ dall'equazione (5.15), dove m_1 è la massa, rispettivamente, del pione e del protone, e m_2 è la massa dell'elettrone. Le Fig. 5.18 (a) e (b) mostrano le distribuzioni di differenze di tempo di volo dei pioni e dei protoni.

Per poter definire il numero di “falsi” elettroni, occorre calcolare il valore del contributo adronico nella regione $\delta t \geq 2\sigma$. Il numero di falsi elettroni è in funzione della risoluzione temporale.

Consideriamo l'esempio in cui la risoluzione $\sigma_{\text{TOF}} = 250$ ps con un livello di confidenza del 95% ($\delta t \geq 4\sigma$), per calcolare il valore di contributo adro-

nico nella regione $\delta t < 2\sigma$, che in questo caso corrisponde a $\delta t < 500$ ps, occorre integrare l'istogramma da 0 a 500 ps (0.5 ns).

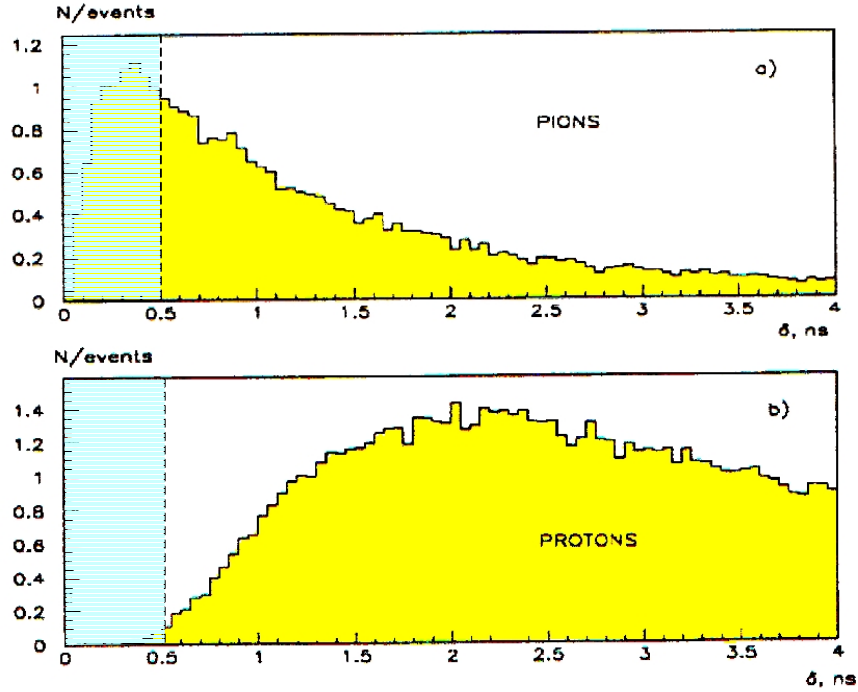


Fig. 5.18: Distribuzioni di differenze di tempo di volo $\delta = t_{\pi p} - t_e$ per collisioni Au + Au di 1A GeV a) per pioni; b) per protoni. I due rettangoli rappresentano la regione di integrazione.

Integrando le distribuzioni nell'intervallo, evidenziato sopra, otteniamo il numero di adroni “pericolosi”, cioè quei pioni e protoni che possono imitare il segnale dell'elettrone. Quindi il numero di queste particelle, definite come “falsi elettroni”, dipendono anch'esse dalla risoluzione temporale.

La Fig. 5.19 mostra i risultati dei calcoli per π/e e p/e ; si può vedere che per una risoluzione temporale di $\sigma = 150 \div 250$ ps il numero di falsi elettroni è uguale a $n_{falsi} = 1 \div 2$ per angoli più grandi e $n_{falsi} = 4 \div 5$, per angoli più piccoli.

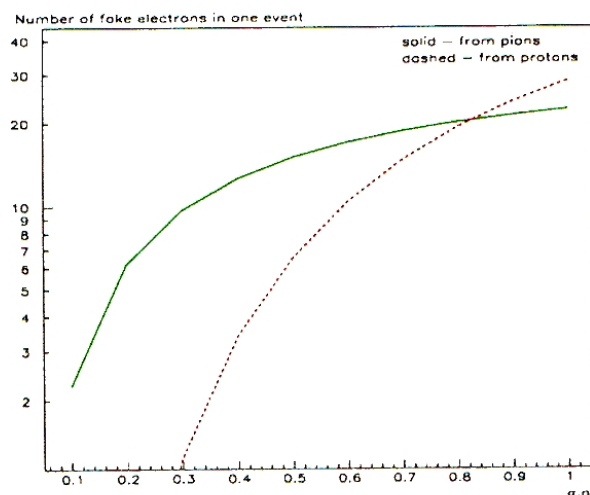


Fig. 5.19: Numero di falsi elettroni in funzione della risoluzione temporale

E' ovvio che l'identificazione di elettroni e il numero di falsi elettroni dipendono dalla risoluzione temporale totale.

Il sistema per la misura di tempo di volo è costituito di un rivelatore *start* (rivelatore a diamante), che fornisce un segnale relativo al tempo in cui la particella è stata prodotta, ed un rivelatore *stop* (il rivelatore TOF) che fornisce un segnale relativo al tempo in cui la particella arriva al rivelatore, avendo percorso una distanza di volo L . Per essere sicuri che i segnali di start e di stop provengano dalla stessa particella, bisogna definirne la traiettoria. E' necessario quindi determinare il punto di impatto della particella sul muro di TOF. La coordinata y , è data dalla larghezza della barra di scintillatore colpita. (2 o 3 cm), mentre, per quanto riguarda la coordinata x , si determina nel modo seguente.

Il passaggio di una particella genera un impulso di luce, che viene raccolta dai fotomoltiplicatori posti agli estremi della barra di scintillatore. Il se-

gnale, all'intero della barra, si propaga con una velocità di gruppo V_g . Gli intervalli di tempo misurati a destra t_R e a sinistra t_L risultano dati dalla somma di due termini:

$$t_R = \text{tof} + \tau_R \quad (5.19)$$

$$t_L = \text{tof} + \tau_L \quad (5.20)$$

Dove tof è il tempo di volo, t_R e t_L sono i tempi di raccolta, cioè il tempo che la luce di scintillazione impiega per raggiungere rispettivamente il fotomoltiplicatore di destra e quello di sinistra. Se con x indichiamo la distanza dal centro dello scintillatore, con l'asse delle x positivo verso destra, i tempi di raccolta si possono esprimere come:

$$\tau_R = \left(\frac{L_{\text{bar}}}{2} - x \right) \frac{1}{V_g} \quad (5.21)$$

$$\tau_L = \left(\frac{L_{\text{bar}}}{2} + x \right) \frac{1}{V_g} \quad (5.22)$$

Sostituendo queste espressioni nell'equazioni (5.19) e (5.20), e sommandole algebricamente, otteniamo

$$t_R + t_L = 2\text{tof} + \frac{L_{\text{bar}}}{V_g} \quad (5.23)$$

da cui si ottiene l'espressione di tempo di volo

$$\text{tof} = \frac{t_R + t_L}{2} - \tau_0 \quad (5.24)$$

dove

$$\tau_0 = \frac{L_{\text{bar}}}{2V_g} \quad (5.25)$$

e corrisponde al tempo impiegato dalla luce di scintillazione per percorrere mezza barra.

5.3.1 Doppio conteggio (*double-hit*).

Un'alta molteplicità di particelle cariche favorisce il fenomeno di un *double-hit* sulla barra di scintillatore, con la conseguente perdita di informazione dell'elettrone, diminuendo così l'efficienza di rivelazione degli elettroni.

Consideriamo il caso in cui un adrone colpisce la barra di scintillatore, un istante dopo che è stata colpita dall'elettrone. Noi sappiamo, dall'equazioni (5.19) e (5.20), che il tempo necessario per formare il segnale elettronico consiste di due parti, il tempo di volo dal bersaglio al muro di TOF e il tempo di raccolta di luce nello scintillatore. Quest'ultimo dipende dalla lunghezza della barra di scintillatore.

$$t = \text{tof} + \tau \quad (5.25)$$

Quindi, se le particelle hanno un tempo di volo $\text{tof}_x < t$ creano il fenomeno di doppio colpo. Mentre, tutte quelle che hanno $\text{tof}_x > t$ non sono rivelate dal contatore, poiché rimane bloccato, il tempo necessario, per poter trattare il segnale dell'elettrone.

Nella Fig. 5.20 è rappresentato il fenomeno di doppio colpo tra un elettrone e un protone. Il risultato finale è che l'informazione temporale e di posizione dell'elettrone è falsa, riducendo così l'efficienza di rivelazione di elettroni.

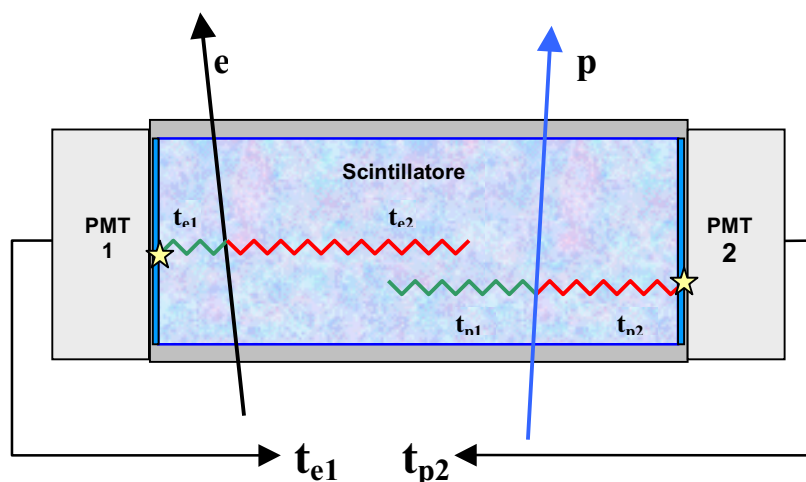


Fig. 5.20: Rappresentazione schematica del processo double-hit in una barra di scintillatore. Caso in cui $\text{tof}_p < t$, si ottiene in questo modo un'informazione falsata e conseguente la perdita d'informazione dell'elettrone.

Quest'effetto è causato principalmente da protoni, che colpiscono le barre di scintillatore nelle zone periferiche.

5.4 Risoluzione temporale

Per quanto riguarda la risoluzione temporale del rivelatore TOF sono stati fatti vari test, sia su banco sia durante il *beam* (U+Pb a 1 GeV nel luglio '97). Presso i Laboratori Nazionali del Sud sono state misurate su banco risoluzione temporale, lunghezza di attenuazione di luce e velocità effettiva delle barre di scintillatore di BC408.

Il set-up sperimentale era costituito da un sistema di trigger, per selezionare i colpi delle particelle in un punto della barra, composto da due scintillatori BaF₂ (1x1x5 cm³) ognuno accoppiato ad un PMT (contatori CTR1 e CTR2). Sono stati usati, raggi cosmici e sorgenti radioattive, il ¹³⁷Cs e il ⁶⁰Co. Per misurare la risoluzione temporale e la velocità di luce effettiva, i segnali provenienti dai due PMT furono discriminati attraverso un discriminatore a frazione costante (CFD), per generare i segnali di *stop* e *start*. Il segnale di *start* andava direttamente all'uscita di un convertitore di ampiezza dei tempo (TAC), mentre il segnale di *stop* veniva ritardato prima di raggiungere il TAC. I segnali discriminati da CTR1, CTR2 e PMT(*start*) furono utilizzati in un modulo di coincidenza. Nella Fig 5.21 è mostrato, in modo schematico, il set-up sperimentale.

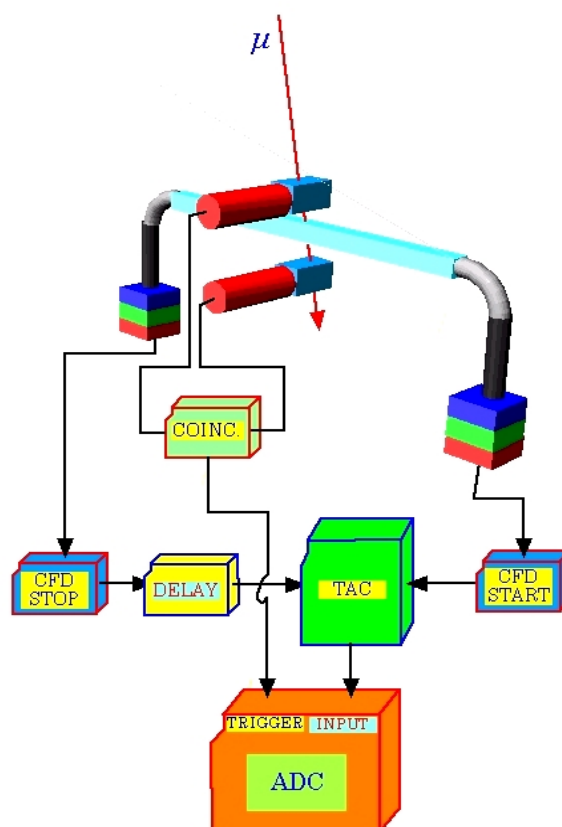


Fig. 5.21: Set-up sperimentale per misurare la risoluzione di tempo

Lo spettro di tempo misurato, dipende principalmente da tre fattori:

- Le caratteristiche dell'impulso di luce al fotocatodo: forma e numero di fotoni. Questi coinvolgono il tipo di scintillatore e la geometria della barra;
- Caratteristica del fotomoltiplicatore: la regione compresa tra il fotocatodo e il primo dinodo, e il moltiplicatore di elettroni sono caratteristiche importanti per ottenere un risultato temporale ottimale. Il diametro e la forma del fotocatodo sono importanti per minimizzare lo *spread* di tempo di transito tra i fotoelettroni che provengono dal centro e dall'estremità.
- L'elettronica di *read-out* e in particolare il discriminatore (*walk* e *jitter*).

Il valore che è stato trovato sperimentalmente è:

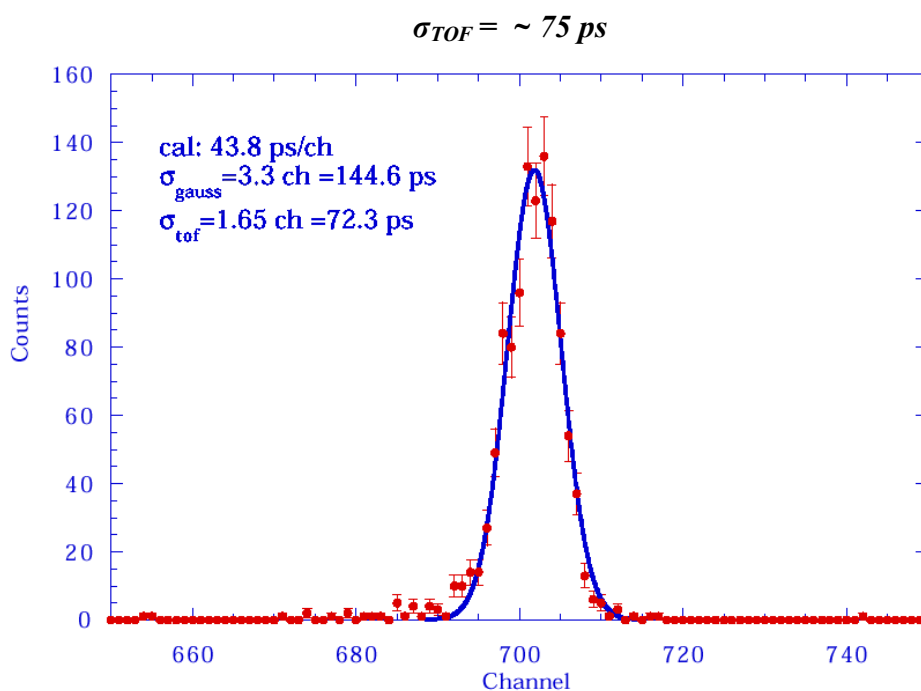


Fig. 5.22: Misura della risoluzione di tempo di volo su banco.

La risoluzione temporale ottenuta sperimentalmente è $\sigma_{\text{Gauss}} = 144.6$ ps, ed è il risultato della seguente formula:

$$\sigma_{\text{Gauss}} = \sqrt{\sigma_{t_L}^2 + \sigma_{t_R}^2} \quad (5.26)$$

dove con σ_{t_L} e σ_{t_R} è indicata l'incertezza temporale dei due fotomoltiplicatori, sinistro (L) e destro (R), collegati alle estremità della barra di scintillatore. Dopo un'attenta analisi, si può imporre la condizione che $\sigma_{t_L} \approx \sigma_{t_R}$ per motivi di simmetria del sistema (stessi PMT), quindi ne segue:

$$\sigma_{\text{Gauss}} \cong \sqrt{2} \sigma_{\text{PMT}} \quad (5.27)$$

dove con σ_{PMT} indichiamo la risoluzione temporale del fotomoltiplicatore indifferentemente che sia destro o sinistro.

Dalla relazione (5.27) otteniamo:

$$\sigma_{\text{PMT}} \cong \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\text{Gauss}} \quad (5.28)$$

così siamo in grado di poter calcolare la risoluzione temporale del fotomoltiplicatore.

Per poter calcolare il σ_{TOF} , bisogna applicare la formula di propagazione degli errori alla relazione di tempo di volo (eq. (5.24)) ne segue:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{TOF}} &= \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_{t_L}^2 + \sigma_{t_R}^2} \\ &\cong \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_{\text{PMT}} \end{aligned} \quad (5.29)$$

sostituendo σ_{PMT} con la relazione (5.28), otteniamo in definitiva:

$$\sigma_{TOF} \cong \frac{1}{2} \sigma_{Gauss} \quad (5.30)$$

Il test durante il fascio ha misurato una risoluzione temporale più alta (circa 90 ps), questo perché sono stati usati dispositivi (il segnale di trigger, etc.) diversi per cui l'accuratezza della misura temporale è ovviamente cambiata.

5.5 Calibrazione dei dati TOF con il laser

5.5.1 Parametri di calibrazione

Prima di discutere la calibrazione dei dati TOF, dobbiamo definire chiaramente il significato di questa procedura. Calibrazione significa valutazione di un insieme di parametri (unico per ogni barra di scintillatore), necessari per calcolare i valori di tempo di volo *tof* e di posizione *x*, a partire dai dati digitali grezzi, acquisiti tramite i convertitori analogico-digitale.

I dati grezzi, così come vengono letti sui convertitori sono chiamati *raw*, mentre i dati trasformati in millimetri e in nanosecondi sono chiamati *hit*.

Quindi, la trasformazione dal livello *raw* al livello *hit* può essere chiaramente separata in due procedimenti:

- Calcolare i parametri di calibrazione utilizzando l'apposito sistema basato su laser;

- Trattare i dati ottenuti con il fascio con i parametri di calibrazione.

La Fig. 5.23 mostra lo schema di una barra di scintillatore con il suo sistema di riferimento. Distinguiamo i dati rispetto ai lati differenti della barra come sinistra e destra.

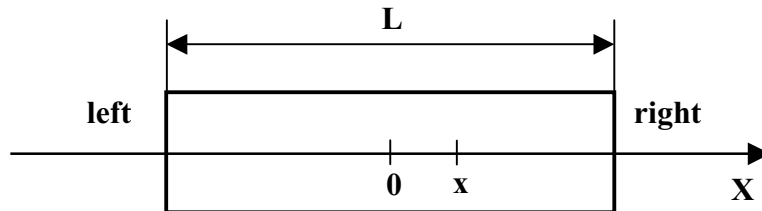


Fig. 5.23: barra di scintillatore con il suo sistema di riferimento.

Per prima cosa definiamo l'insieme di parametri di calibrazione introducendo le variabili che utilizzeremo nelle nostre relazioni matematiche.

Chiamiamo:

- t_L^{raw} [ch] – valore grezzo di tempo misurato sul lato sinistro;
- t_R^{raw} [ch] – valore grezzo di tempo misurato sul lato destro;
- t_L [ns] – tempo a sinistra;
- t_R [ns] – tempo a destra;
- L [cm] – lunghezza della striscia;
- V_{gr} [cm/ns] – velocità di gruppo;
- d_{trig} [ns] – offset introdotto dal trigger di start;
- d_L [ns] – offset introdotto dal canale di sinistra;

- d_R [ns] – offset introdotto dal canale di destra;
- tof [ns] – tempo di volo effettivo;
- x [cm] – posizione x lungo la barra;

avendo definito queste variabili, possiamo scrivere

$$t_L = tof + (L/2 + x)V_{gr} + d_{trig} + d_L \quad (5.31)$$

$$t_R = tof + (L/2 - x)V_{gr} + d_{trig} + d_R \quad (5.32)$$

Da queste equazioni possiamo facilmente ottenere le relazioni per calcolare tof e x .

$$tof = (t_L + t_R)/2 - k_1 \quad (5.33)$$

$$x = V_{gr} \cdot (t_L - t_R)/2 - k_2 \quad (5.34)$$

dove

$$k_1 = (1/2) \cdot (2d_{trig} + d_L + d_R) + l/(2V_{gr}) \quad (5.35)$$

e

$$k_2 = V_{gr} \cdot (d_L - d_R)/2 \quad (5.36)$$

Chiamiamo k_1 l'offset di tempo e k_2 l'offset di posizione.

Dalle relazioni (3-4) si può vedere che per calcolare tof e x è necessario conoscere i valori di velocità di gruppo (V_{gr}) e i due offset (k_1 di tempo e k_2 di posizione).

Finora, abbiamo parlato di tempi in termini di t_L e t_R , i quali presentano i valori espressi in nanosecondi, non dobbiamo dimenticare che, i dati misurati sono sempre espressi in numero di canali del corrispondente TDC. Per poter

trasformare i canali in nanosecondi, dobbiamo quindi introdurre due parametri aggiuntivi: k_L per il lato sinistro e k_R per il lato destro.

Quindi t_L e t_R possono essere espressi come

$$T_L = k_L \cdot t_L^{raw} \quad (5.37)$$

$$T_R = k_R \cdot t_R^{raw} \quad (5.38)$$

In conclusione possiamo dire che per calcolare il tempo di volo tof e la posizione x abbiamo bisogno di cinque parametri di calibrazione:

- k_L [ns/ch] – pendenza (*slope*) del TDC di sinistra
- k_R [ns/ch] – pendenza (*slope*) del TDC di destra
- k_I [ns] – offset di tempo
- k_2 [mm] – offset di posizione
- V_{gr} [mm/ns] – velocità di gruppo

Se i valori di questi parametri sono conosciuti allora l'hit è calcolato come

$$tof = (k_L \cdot t_L^{raw} + k_R \cdot t_R^{raw})/2 - k_I \quad (5.39)$$

$$x = V_{gr} \cdot (k_L \cdot t_L^{raw} - k_R \cdot t_R^{raw})/2 - k_2 \quad (5.40)$$

Nel prossimo paragrafo descriveremo il metodo per estrarre i valori dei parametri di calibrazione.

5.5.2 Calcolo dei parametri di calibrazione

La tecnica per ottenere i valori dei parametri di calibrazione implica l'applicazione di un laser. Ogni barra di scintillatore ha tre punti sulla sua su-

perficie, i quali possono essere illuminati con un laser. Le posizioni di questi punti sono conosciute con precisione.

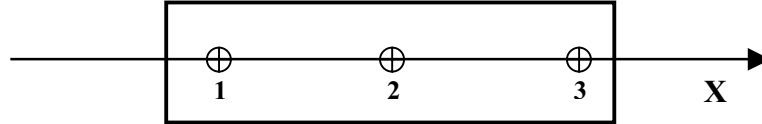


Fig. 5.24: Barra di scintillatore con i tre punti illuminati dal laser. Il secondo punto coincide con l'origine dell'asse X.

Usando t_L^{raw} e t_R^{raw} ottenute con il laser sotto opportune condizioni, che vedremo più avanti, siamo in grado di dedurre i parametri di calibrazione.

5.5.3 Determinare k_L e k_R

Il primo passo consiste nel calcolare la pendenza (slope) di TDC (k_L e k_R). Per far questo si sceglie un punto sulla striscia (prendiamo il numero 2 – il punto centrale) e si esegue un insieme di due misure. Durante la seconda misura viene introdotto un ritardo di tempo noto.

Chiamiamo:

- t_L^{raw} [ch] – misurato senza ritardo di tempo
- t_{Ld}^{raw} [ch] – misurato con ritardo di tempo
- t_R^{raw} [ch] – misurato senza ritardo di tempo

- t_R^{raw} [ch] – misurato con ritardo di tempo
- Δt [ns] – il valore di ritardo

Allora si può scrivere

$$k_L = \Delta t / (t_{Ld}^{raw} - t_L^{raw}) \quad (5.41)$$

$$k_R = \Delta t / (t_{Rd}^{raw} - t_R^{raw}) \quad (5.42)$$

Nelle figure in basso sono mostrati i risultati dei parametro k_L e k_R per i settori 3 e 6. In ascissa troviamo il numero di barre che vanno da 0 a 63, corrispondono alle barre di scintillazione del settore 3, quelle invece che vanno da 64 a 128 corrispondono al settore 6. In ordinata troviamo i valori dei parametri, per ogni canale, e rappresentano la larghezza del canale del TDC in picosecondi (10^{-12} s).

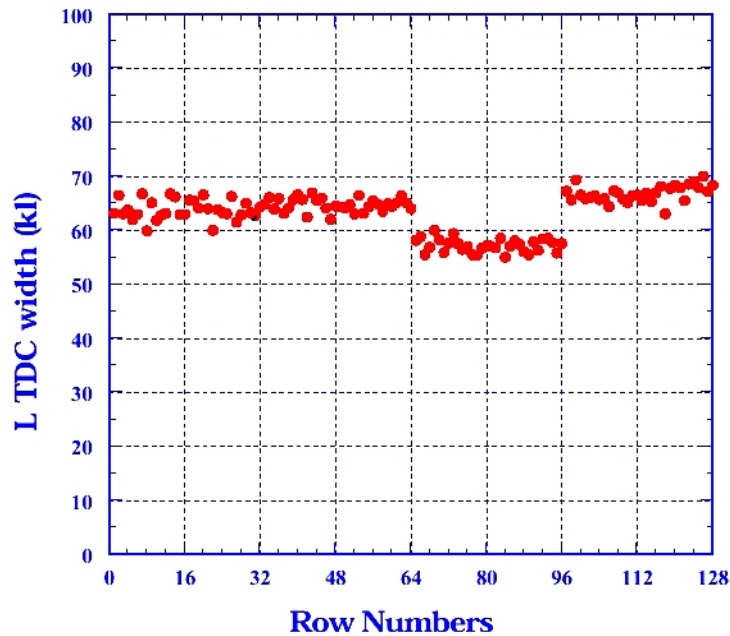


Fig. 5.25: Istogramma del parametro K_L in funzione dei numeri di barra dei settori 3 ($N^\circ 0 \div 63$) e 6 ($N^\circ 64 \div 128$). Il parametro è espresso in picosecondi.

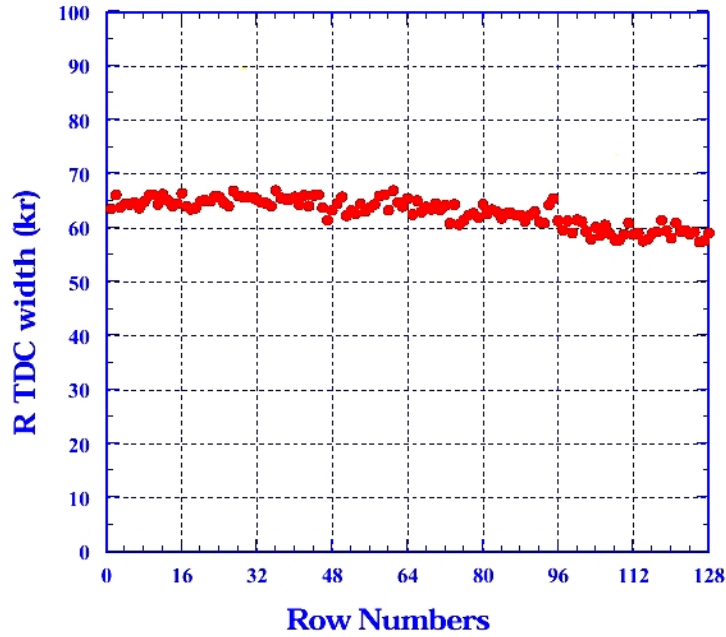


Fig. 5.26: Istogramma del parametro K_L in funzione dei numeri di barra dei settori 3 ($N^\circ 0 \div 63$) e 6 ($N^\circ 64 \div 128$). Il parametro è espresso in picosecondi.

5.5.4 Determinare V_g

La prossima fase consiste nell'estrarre il valore della velocità di gruppo. Per far questo, tutti e tre i punti sulla barra sono stati illuminati uno dopo l'altro, ottenendo un insieme di misure di tempi: per il punto 1 – t_{1L} e t_{1R} , per il punto 2 – t_{2L} e t_{2R} e per il punto 3 – t_{3L} e t_{3R} . Tutti i tempi sono espressi in nanosecondi dato che conosciamo già i valori delle pendenze dei TDC. Le distanze tra i punti sono conosciute con precisione.

Il tempo è dato dalle seguenti relazioni:

$$t_{iL} = k_i^{Laser} + \frac{d_i}{V_i} \quad (5.43)$$

$$t_{iR} = k_i^{Laser} + \frac{d_i}{V_i} \quad (5.44)$$

dove

- d_i = distanza del punto i-esimo dall'estremità;
- t_{iR} = tempo misurato a destra illuminando il punto i-esimo;
- t_{iL} = tempo misurato a sinistra illuminando il punto i-esimo;
- k_i^{Laser} = offset introdotto dal laser;

con $i = 1, 2, 3$ che corrispondono ai punti sulla barra.

Ricaviamo, adesso la velocità di gruppo dalle precedenti equazioni, si ha

$$t_{iR} - t_{iL} = \frac{L - 2d_i}{V_i} \quad (5.45)$$

$$V_i = \frac{L - 2d_i}{t_{iR} - t_{iL}} \quad (5.46)$$

Così otteniamo in totale sei valori, la loro media può essere presa come la velocità di gruppo (V_{gr}) per una selezionata barra.

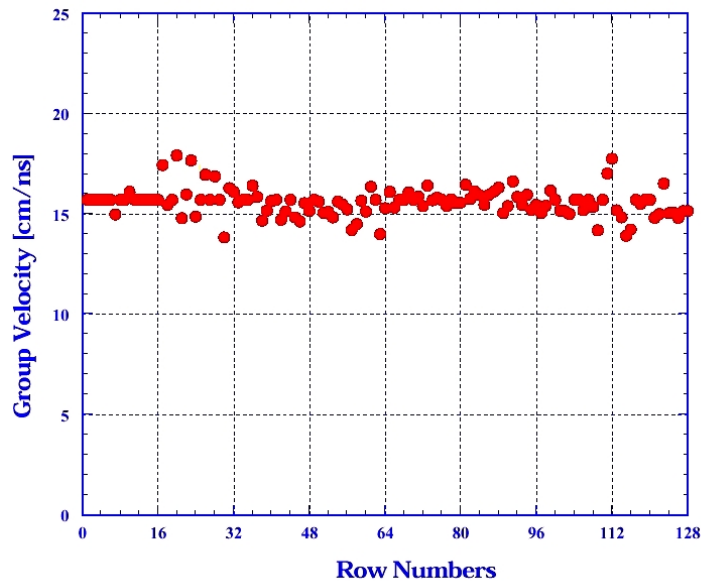


Fig. 5.27: Istogramma del parametro V_{gr} (velocità di gruppo) in funzione dei numeri di barra dei settori 3 ($N^\circ 0 \div 63$) e 6 ($N^\circ 64 \div 128$). Il parametro è espresso in cm/ nanosecondi.

5.5.5 Determinare k_1 e k_2

Abbiamo solo due parametri mancanti: k_1 e k_2 i quali sono rispettivamente gli offset del tempo e della posizione. Iniziamo da k_2 . Scegliamo ancora il punto centrale (numero 2) sulla striscia e lo illuminiamo, questo ci dà due tempi: t_L e t_R . La loro relazione con k_2 è data attraverso l'equazione

$$x = V_{gr} \cdot (t_L - t_R)/2 - k_2 \quad (5.47)$$

Dato che conosciamo esattamente x (nel caso del punto centrale è semplicemente 0), possiamo facilmente estrarre il valore di k_2

$$k_2 = V_{gr} \cdot (t_L - t_R)/2 \quad (5.48)$$

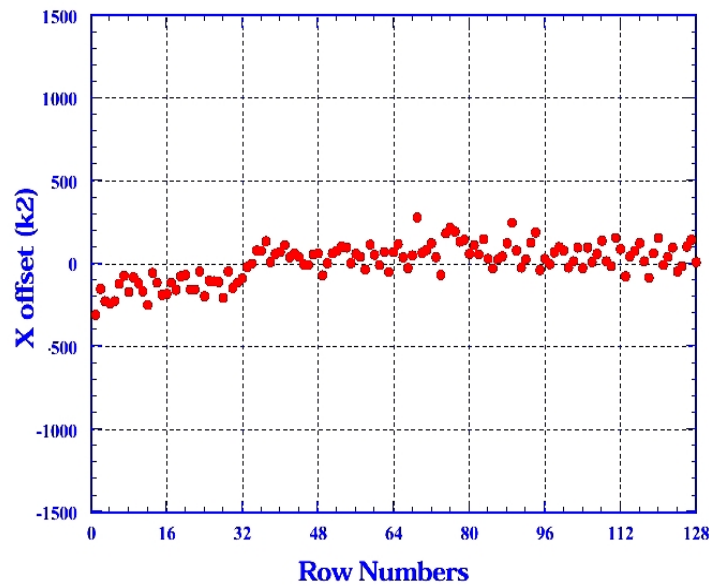


Fig. 5.28: Istogramma del parametro K_2 in funzione dei numeri di barra dei settori 3 ($N^\circ 0 \div 63$) e 6 ($N^\circ 64 \div 128$). Il parametro è espresso in centimetri.

L'ultimo parametro che deve essere calcolato è k_I . La tecnica per estrarre il valore di k_I sembra essere piuttosto semplice. Questo parametro è legato con il tempo di volo tof , e i tempi t_L e t_R sono misurati nel seguente modo

$$tof = (t_L + t_R)/2 - k_I \quad (5.49)$$

Se si conosce tof allora il calcolo di k_I diventa un compito banale. Il problema principale è che k_I dipende dall'offset introdotto attraverso il trigger di start (d_{trig}) (vedi relazione (5)). Questo d_{trig} non è lo stesso per il fascio, questo significa che il valore di k_I estratto per mezzo di un laser non è valido per le misure con il fascio. Quindi, il valore di k_I può essere ottenuto solo con il fascio.

La tecnica implica un *run* di misure di calibrazione, in cui viene selezionata una finestra sulla barra, in modo da garantire a tutte le particelle la stessa lunghezza di cammino.

Sapendo che la velocità degli elettroni è circa uguale alla velocità della luce e conoscendone la lunghezza di cammino (la chiamiamo L_{path}), il valore di k_I è ottenuto come

$$k_I = (t_L + t_R)/2 - L_{path}/c \quad (5.50)$$

dove c è la velocità della luce.

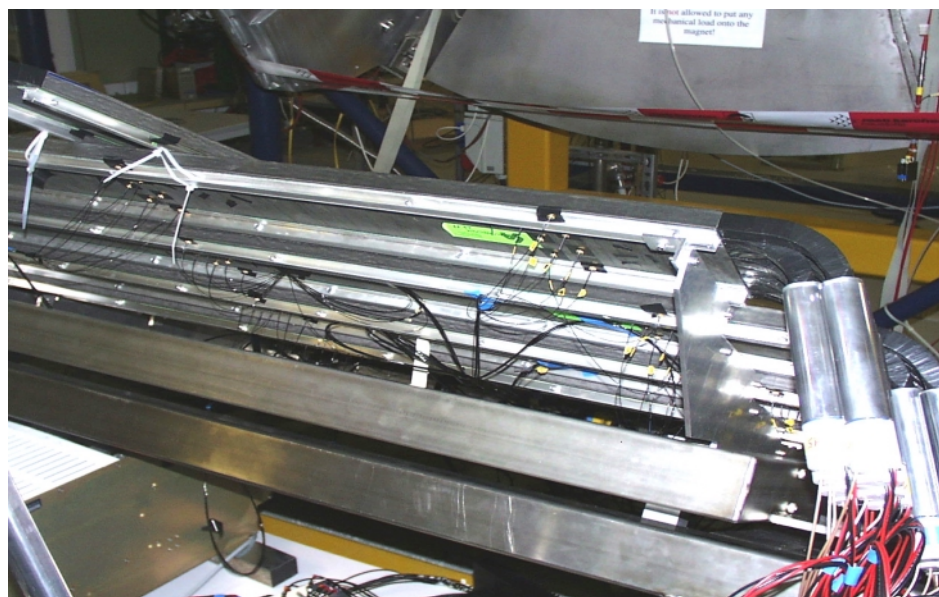


Fig. 5.29: Nella foto sono mostrate le fibre di quarzo collegate nelle barre di scintillatore, in tre punti differenti lungo la barra.

6 Il trigger

Il sistema di trigger dello spettrometro HADES è progettato per la selezione di decadimenti leptonici in reazioni tra ioni pesanti. Poiché la probabilità di produzione di di-leptoni è molto bassa (10^{-6} coppie da decadimenti ρ , ω - per collisione centrale Au + Au a 1 AGeV) ed inoltre si è in presenza di una quantità notevole di *background* adronico (fino a 400 adroni per evento), è necessario un sistema di trigger a più livelli molto selettivo, in grado di operare ad un tasso di eventi fino a $10^6/s$.

Il sistema di trigger di HADES è a tre livelli, che riducono il tasso dei dati da 10^6 eventi/sec a circa 100 eventi/sec includendo gli eventi che contengono coppie di “candidati” leptoni.

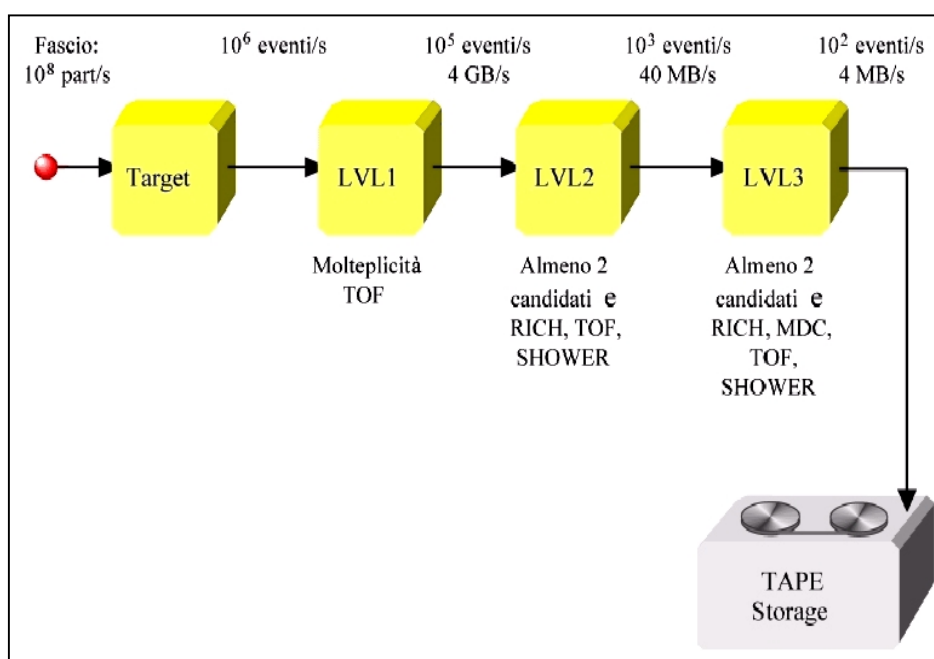


Fig. 6.1: Sistema di Trigger ed Acquisizione Dati.

6.1 Primo livello di trigger

Il primo livello di selezione (LVL1) è basato sulla molteplicità delle particelle cariche. Un evento è preso in considerazione soltanto quando il numero di particelle prodotte nella collisione supera un valore prestabilito, il che equivale ad un parametro di impatto sufficientemente piccolo per poter considerare prevalentemente collisioni centrali. Tale decisione deve esser presa in tempi di 400-500 ns, e dunque implica l'utilizzo di un sistema di rivelazione molto veloce.

Ogni settore del muro del TOF produce 256 segnali, di cui 128 temporali e 128 di ampiezza (attualmente solo i primi sono stati implementati).

E' stato utilizzato un *crate* CAMAC (Computer Automated Measurement And Control), contenente per ogni settore: 8 discriminatori a frazione costante (CFD), 4 dispositivi per ritardare i segnali logici (Delay) (vedi Fig. 6.2). Le due stazioni all'estrema destra all'interno del crate, sono occupate da un *Crate Controller*.

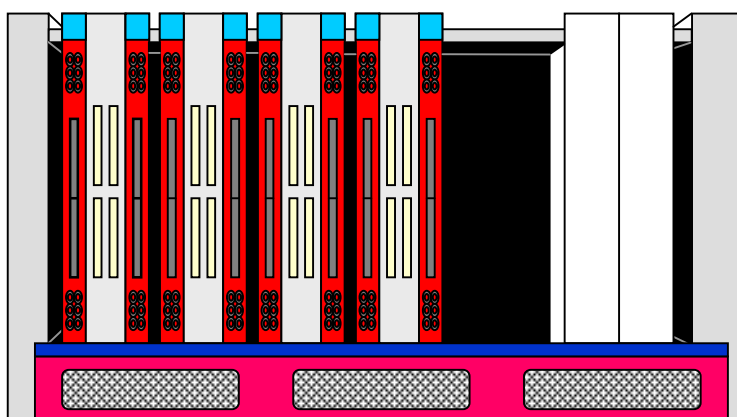


Fig. 6.2: Schema di un crate CAMAC con i vari moduli, per un settore del TO2. Fra ogni coppia di discriminatori (CFD) viene inserito un Delay.

Ciascun segnale temporale (segnale analogico), tramite cavo coassiale, viaggia dal PMT al discriminatore a frazione costante (CFD), che ha 16 canali d'ingresso e 16 canali d'uscita digitali, più un canale d'uscita analogico (MULT).

Ogni discriminatore permette di utilizzare l'uscita particolare detta MULT (molteplicità), facendo corrispondere ad ogni segnale un'ampiezza d'impulso costante di 20mV. In totale avremo 8 segnali MULT analogici provenienti da ciascun settore. Questi, tramite cavo coassiale, vanno ognuno al canale d'ingresso di un modulo di molteplicità (Analog Sum Unit), il quale somma tutti i segnali d'ingresso analogici.

Il segnale d'uscita raggiunge un discriminatore che ha il compito di generare il segnale *master trigger*. Tramite un controllo remoto della soglia, ci permette di selezionare gli eventi con la molteplicità desiderata.

Il segnale *master trigger* raggiunge la *Trigger Box* che ha il compito di abilitare tutti i TDC dei vari rivelatori per l'acquisizione dati. Se l'evento ha superato il livello di trigger, allora tutto lo spettrometro inizia l'acquisizione dati, in caso contrario l'evento viene scartato. Il segnale di stop per i TDC proviene dal segnale di uscita digitale dei CFD, tramite cavi twist-and-flat, e viene ritardato di 400 ns tramite un dispositivo di Delay in modo da avere il tempo necessario per generare il master trigger. Nella Fig. 6.3 si illustra la catena elettronica del primo livello di trigger.

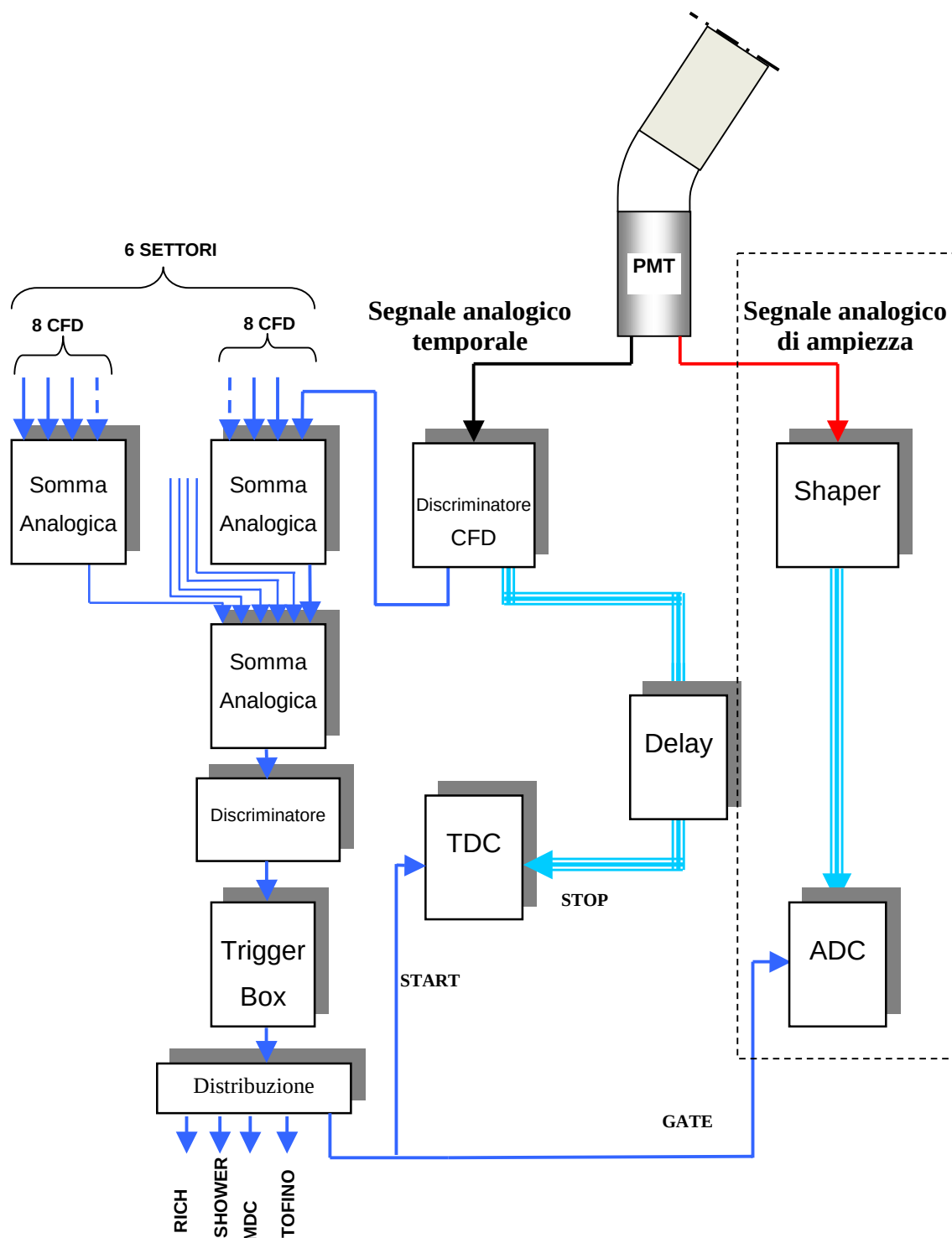


Fig. 6.3: Catena elettronica del primo livello di trigger.

6.2 Secondo livello di trigger

Il secondo livello di selezione (LVL2), ancora in fase di test, è basato sulla presenza di una coppia di “candidati” e^+e^- , cioè tra gli eventi che hanno superato il primo livello vengono presi in considerazione solo quelli che verosimilmente contengono una coppia e^+e^- . E ciò significa che tali eventi hanno dato luogo ad almeno due anelli nel RICH cui corrispondono grossomodo due particelle in moto (leptoni) a velocità c rivelate nel TOF, o due leptoni nello SHOWER, oppure uno nel TOF e l’altro nello SHOWER.

Il tasso di interazione di 10^{+6} e la riduzione di eventi ottenuta dal primo livello di trigger, fa sì che il tempo di elaborazione disponibile per il LVL2 è circa $10\ \mu\text{s}$. Questo richiede che i leptoni che vengono identificati fra i 40000 *pad* del RICH, tra i 2000 *pad* del rivelatore SHOWER e tra l’identificazione in tempo di volo del rivelatore TOF, dovranno tutti essere analizzati all’interno di questa finestra temporale di $10\ \mu\text{s}$. Questo notevole problema del riconoscimento della forma è risolto utilizzando un insieme di *chips* FPGA (Field Programmable Gate Arrys) della XILINX. Gli anelli identificati nel RICH, gli sciame riconosciuti nello SHOWER e i tempi di volo selezionati nel TOF, sono successivamente immessi ad un *Angle Matching Unit*. Questa unità controlla che le combinazioni tra i centri degli anelli e gli sciame soddisfino le correlazioni tra angoli polari θ e azimutali ϕ delle tracce.

Riassumendo, il secondo livello di trigger include le seguenti unità:

- Processo dedicato per la ricerca di anelli (RICH);
- Processo di rivelazione di sciame elettromagnetici (SHOWER);
- Processo per applicare finestre di tempo (TOF);

- Angle Matching Unit.

La decisione del LVL2 è basata sia sul riconoscimento della forma anulare (RICH) e sia sulle posizioni dei candidati elettroni derivati dal TOF e dallo SHOWER.

Il compito della ricerca di immagini anulari nel piano del *pad* del RICH, di sciami elettromagnetici nel rivelatore Pre-Shower e il tempo di volo appropriato nel TOF, è assegnato agli IPU (Image Processing Unit). Mentre, per quanto riguarda la correlazione delle posizioni di questi “candidati” tra il RICH, il TOF e lo SHOWER per l’identificazione un leptone, è assegnato all’Angle Matching Unit.

Per avere una valida coppia di di-leptoni devono essere presenti due di questi “candidati” con un certo angolo di apertura. Quindi vengono selezionati solo gli angoli di apertura maggiori di certo valore, in modo tale da poter ridurre la coppia di di-leptoni provenienti da processi di conversione e dal decadimento del mesone π_0 .

6.3 Terzo livello di trigger

Il terzo livello di selezione (LVL3), ancora in fase di progetto, è basato su un controllo di potenziali candidati elettroni che hanno superato la seconda selezione, e che quindi danno segnale sia al RICH come anelli, sia nel TOF e nello SHOWER, vengono confrontati con le tracce ricostruite con le MDC, per vedere che i vertici coincidano con il bersaglio.

Tale selezione riduce ancora il tasso di eventi di un fattore 10, portando così il numero di eventi da analizzare a 100 al secondo, che verranno registrati su nastro.

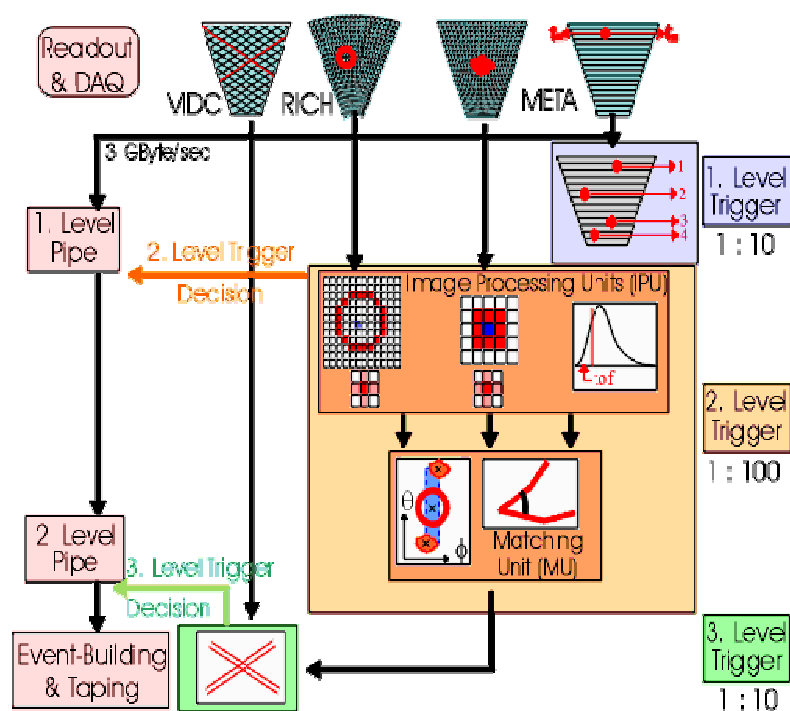


Fig. 6.4: Diagramma a blocchi del sistema di trigger HADES: il trigger di primo livello, include solo il rivelatore TOF, riducendo il tasso di eventi di 1:10; il trigger di secondo livello proviene da una Image Processing Unit (IPU) e include i rivelatori RICH, TOF e SHOWER, riducendo il tasso degli eventi di 1:1000; il trigger di terzo livello unisce le informazioni del trigger di secondo livello con una Matching Unit (MU), alle informazioni delle MDC e riduce ulteriormente il tasso degli eventi di 1:10.

7 Installazione e test dello spettrometro HADES

In questo capitolo torniamo a trattare del multirivelatore HADES, ed in particolare del rivelatore di tempo di volo TOF, per mostrarne il funzionamento, alla luce dei primi dati sperimentali. Tali dati si riferiscono a circa 200.000 eventi raccolti durante il *beamtime* del novembre 1999, in cui si utilizzava un fascio di ^{40}Ar con energia di 1750 MeV/A, un'intensità di 10^6 ioni/spill, e un tempo d'estrazione di 4 secondi. Il bersaglio era composto invece di ^{47}Ti , su un sottile ($7.5\text{ }\mu\text{m}$) strato di kapton, con le seguenti caratteristiche :

- Diametro = 1.62 mm
- Lunghezza = 1.60 mm
- Area 0.020 cm^2
- Massa = 13.94 mg
- Densità superficiale = 0.68 g/cm^2
- Volume = 3.3 mm^3
- Densità volumetrica = 4.23 g/cm^3 .

I rivelatori funzionanti durante l'esperimento erano:

- Il settore 3 del RICH;
- Il settore 3 del MDC2;
- I settori 3 e 6 del TOF;
- Il settore 3 dello SHOWER;

Tutti i dati sono stati acquisiti con campo magnetico spento e con solo il sistema di trigger di primo livello in funzione.

Dapprima saranno presentati gli *hit* sul rivelatore, allo scopo di mostrare il corretto funzionamento di ogni cella e di ogni canale del rivelatore. Successivamente saranno presentati gli istogrammi relativi alla molteplicità, parametro importante ai fini della selezione delle collisioni centrali.

Si mostreranno, infine, differenti correlazioni tra le posizioni angolari ed il tempo di volo tra i diversi sotto sistemi di rivelazione.

Il sistema di analisi dati che è stato utilizzato è HYDRA sviluppato dalla collaborazione, in ambiente ROOT. Il sistema ROOT è un software capace di fornire un *framework* (fit, istogrammi, grafici, etc.) con tutte le funzioni necessarie per manipolare e analizzare grosse quantità di dati. Il linguaggio di comando di tale sistema è il C++ (linguaggio di programmazione ad oggetti) facendo uso di un interprete CINT\C++. Il *framework* di un ambiente di sviluppo come il ROOT costituisce le fondamenta per la creazione di programmi ad interfaccia grafica (GUI – Graphical User Interface), in quanto offre una serie di classi C++ che definiscono il funzionamento di un programma ad interfaccia grafica (un programma GUI può essere controllato tramite il mouse e vari controlli standard). Dunque, è stato realizzato un software, che gira sotto ROOT, e quindi interamente in linguaggio C++, utilizzando la libreria del ROOT. Il risultato finale è un applicativo per il monitoraggio on-line del rivelatore TOF all'interno dello spettrometro HADES. Il punto di forza di questo programma è l'utilizzo di un'interfaccia grafica abbastanza intuitiva. In questo modo si ha la possibilità di sfruttare molte delle potenzialità del ROOT con il solo utilizzo del mouse.

Durante il lavoro di tesi, ho potuto cimentarmi con il ROOT e di conseguenza imparare i primi rudimenti del C++, sviluppando diverse macro per l'analisi dei dati TOF, i cui risultati saranno mostrati nei seguenti paragrafi.

7.1 RICH

Nel RICH, già ampiamente descritto nel precedente capitolo, i dati sono acquisiti dal rivelatore di fotoni, suddiviso in 28272 *pad*, di area variabile tra $7 \times 6.6 \text{ mm}^2$ per la parte interna e $4 \times 6.6 \text{ mm}^2$ per la parte esterna, per compensare l'aberrazione sferica dello specchio. Ad ognuno di questi *pad* sono associate due coordinate (x , y) che lo individuano univocamente. Nel nostro esperimento, l'unica parte sensibile del rivelatore era il settore tre.

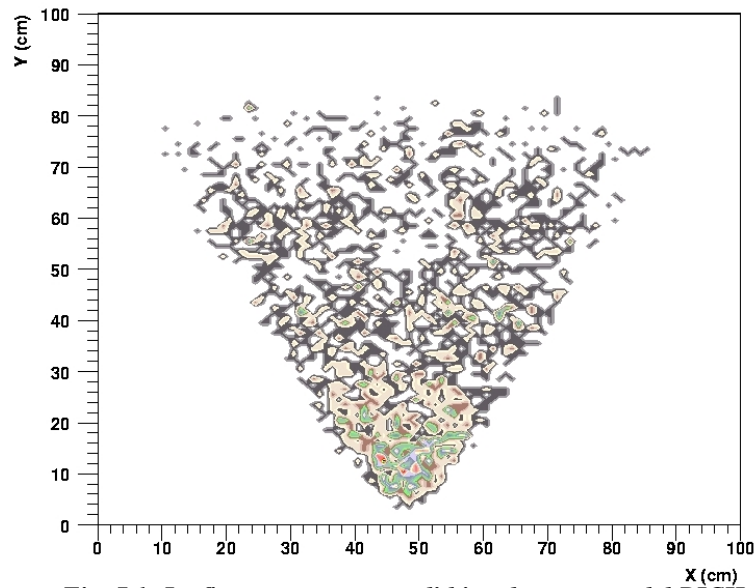


Fig. 7.1: La figura rappresenta gli hit nel settore tre del RICH.

Dalla Fig. 7.1 è possibile riconoscere la forma del settore del rivelatore : le coordinate x e y coincidono con le coordinate x e y del sistema di riferimento del RICH.

La Fig. 7.2, rappresenta ancora il settore 3 del RICH in visione tridimensionale, mostrando i conteggi dei vari *pad* che lo costituiscono.

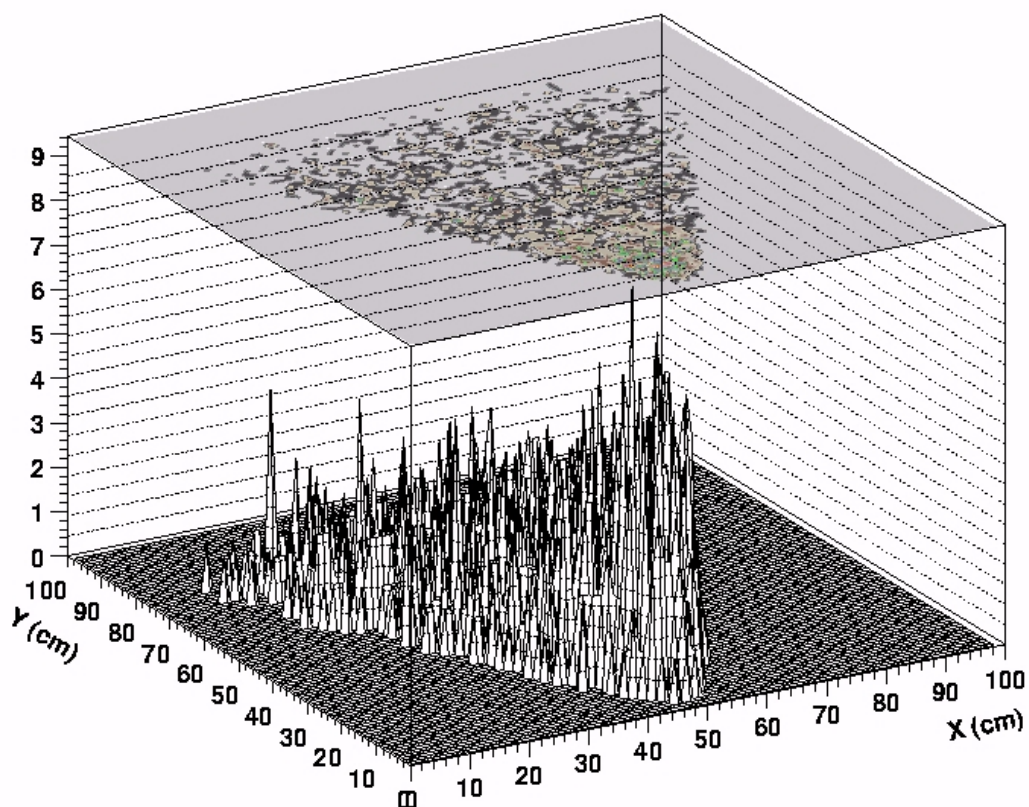


Fig. 7.2: Rappresentazione 3D del terzo settore del RICH.

Per quanto riguarda la molteplicità nel RICH, quest'ultima è rappresentata dagli istogrammi nelle seguenti figure.

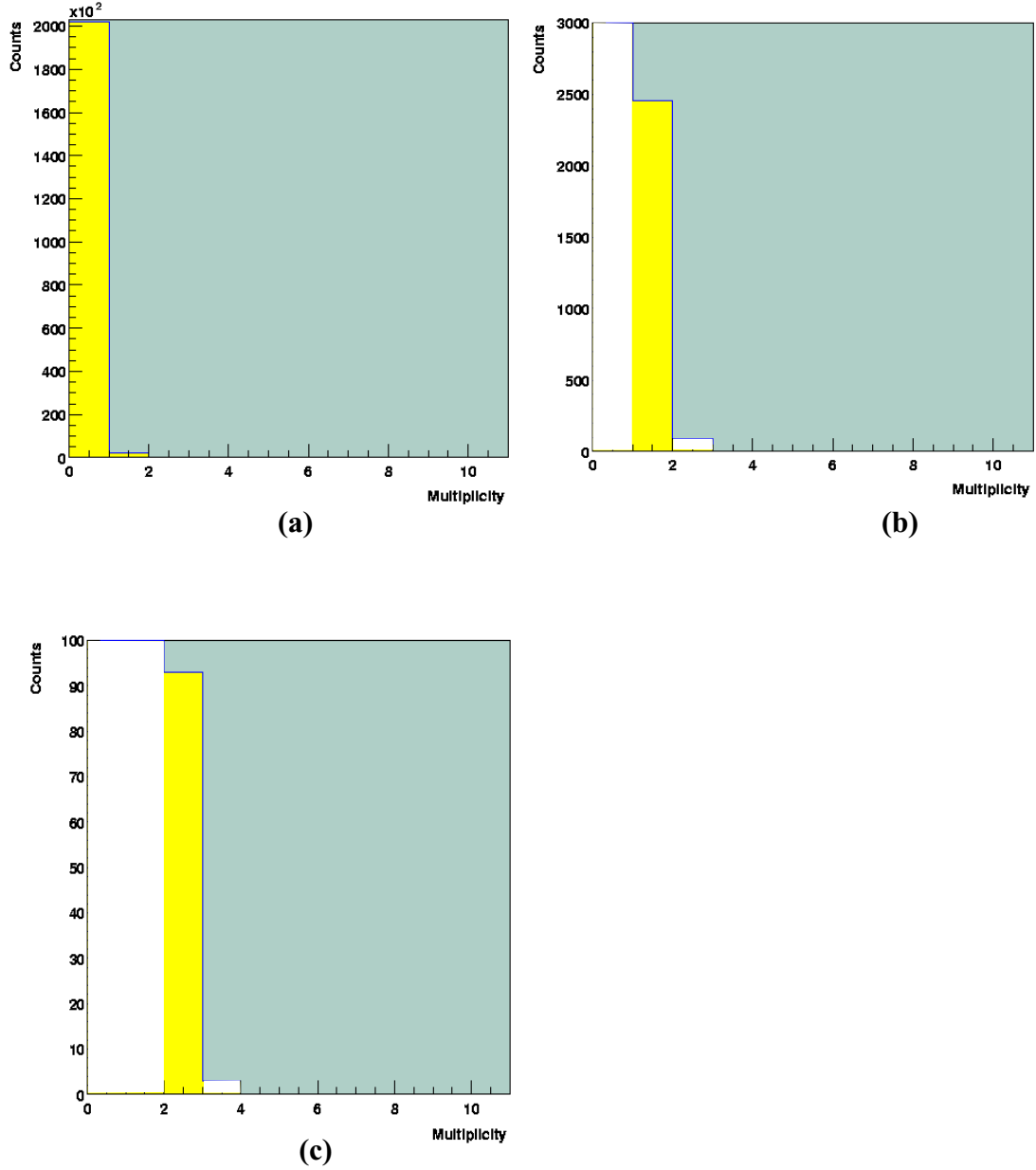


Fig. 7.3: Questi tre istogrammi rappresentano la molteplicità del RICH con differenti scale sui conteggi. L'istogramma (a) rappresenta la distribuzione di molteplicità del RICH, l'istogramma (b) mette in evidenza la molteplicità del RICH uguale ad uno, l'istogramma (c) mette in evidenza la molteplicità del RICH uguale a due.

Si sono inizialmente selezionati gli eventi con molteplicità 2 nel RICH i quali, come mostra la Fig. 7.3-(c), sono ben pochi (precisamente 93 eventi).

Questi sono gli eventi per cui sono stati identificati due leptoni nel RICH ; la possibilità che questi provengano dal decadimento di un mesone vettore è piuttosto bassa. Gli hit, degli eventi a molteplicità due nel RICH provengono, la maggior parte dalla conversione dei γ con il materiale circostante e dal decadimento del pione neutro π^0 . Costruiamo la distribuzione dell'angolo d'apertura (Fig. 7.4).

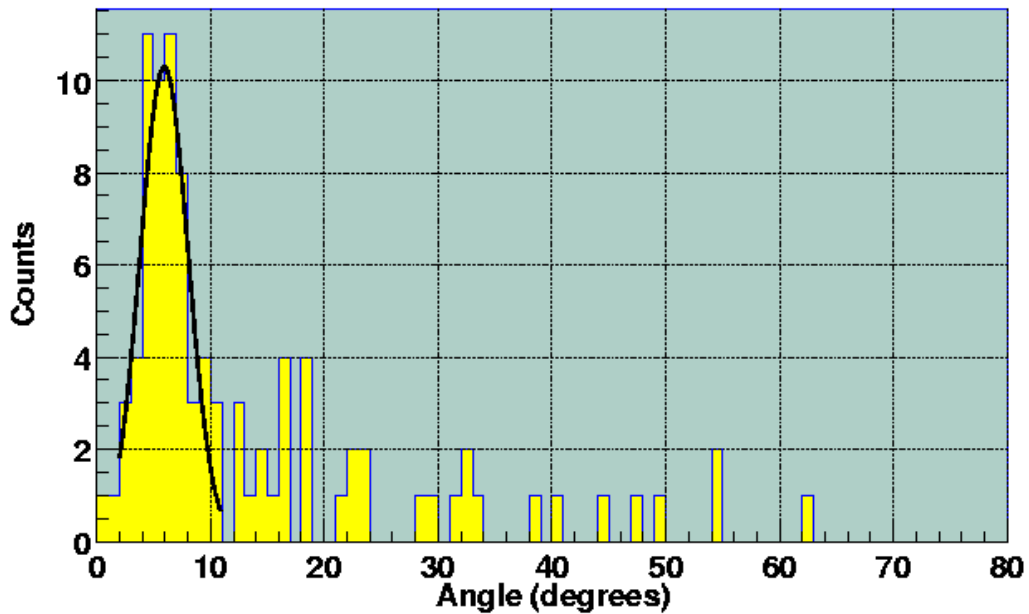


Fig. 7.4: Istogramma dell'apertura angolare degli hit con molteplicità due nel RICH (coppie di leptoni). L'angolo d'apertura medio è di circa 6°.

L'ipotesi più plausibile è che si tratti di coppie provenienti dalla conversione di fotoni originati dal decadimento di pioni neutri prodotti nella collisione ($\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$).

Uno dei due gamma passando nella materia può essere convertito in coppia $e^+ e^-$. Questo processo è chiamato creazione di coppia, il processo avviene nel campo di un nucleo del materiale assorbitore e corrisponde alla creazione di una coppia di elettrone – positrone nel punto della scomparsa completa del fotone del raggio gamma incidente. Poiché per creare una coppia elettrone - positrone è richiesta almeno un'energia di $2m_0c^2$, è necessaria un'energia minima del raggio gamma di 1.02 MeV affinché il processo sia energeticamente possibile. Se l'energia del raggio gamma incidente supera questo valore, l'eccesso di energia appare nella forma di energia cinetica suddivisa alla coppia elettrone – positrone.

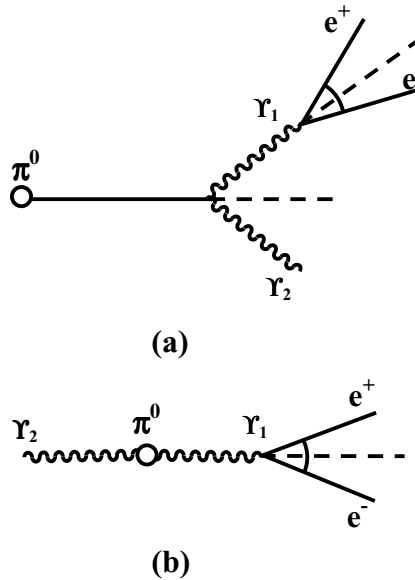


Fig. 7.5: In figura (a) è rappresentato il decadimento del pione neutro nel sistema di riferimento del laboratorio; in figura (b) è rappresentato lo stesso decadimento ma nel sistema di riferimento del pione neutro.

7.2 MDC

Per quanto riguarda le Mini Drift Chambers a novembre '99 era installato solo il modulo 2 per il settore 3. La Fig. 7.6 in basso ne mostra la disposizione spaziale rispetto agli altri moduli.

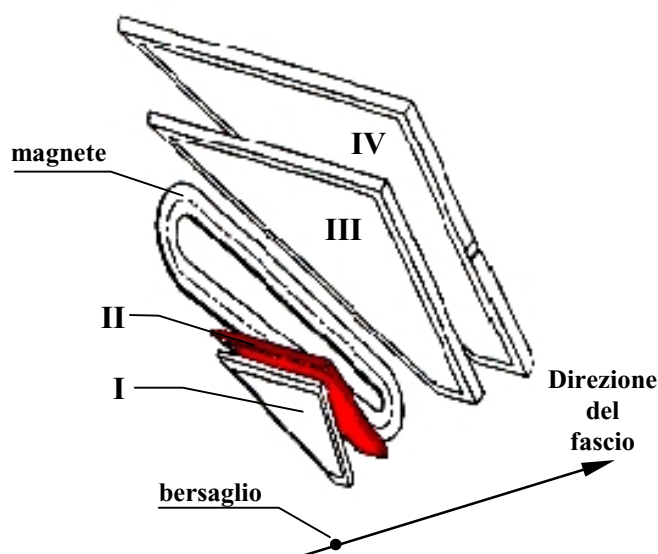


Fig. 7.6: Posizione del modulo 2 e forma del rivelatore con i vari orientamenti dei fili anodici.

La Fig 7.7 mostra la distribuzione delle coordinate di impatto nel sistema di riferimento locale della camera MDC2 e anche l'orientamento dei fili anodici. La Fig. 7.8 mostra invece la molteplicità di particelle misurata nel rivelatore.

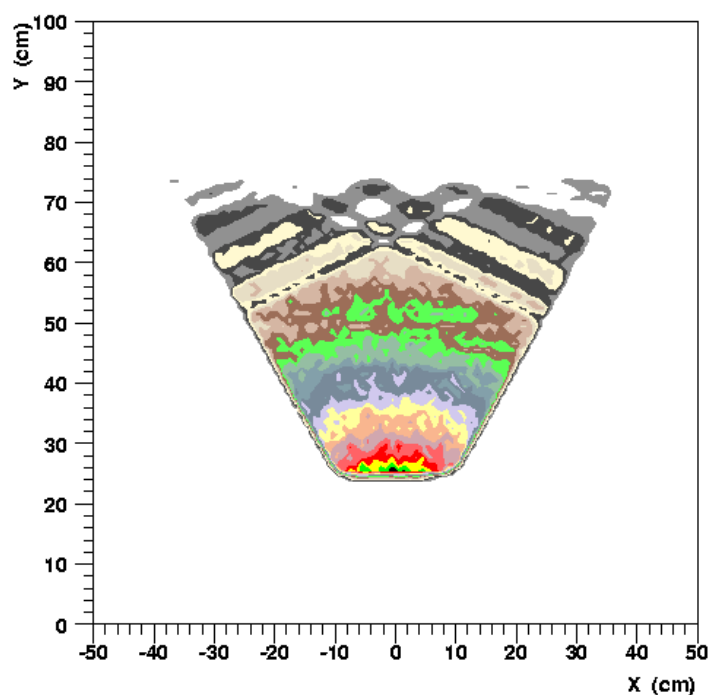


Fig. 7.7: Scatterplot xy del rivelatore MDC2 del settore 3 modulo 2 delle MDC.

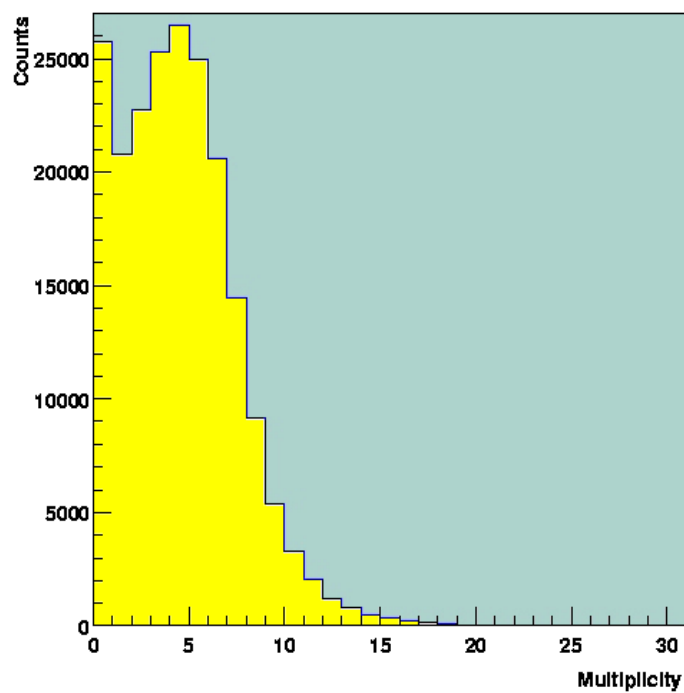


Fig. 7.8: Istogramma di Molteplicità del rivelatore MDC2 del settore 3 modulo 2 delle MDC.

7.3 SHOWER

Per quanto riguarda lo SHOWER, nel novembre '99 era installato solo il terzo settore. Ricordiamo che lo scopo principale di questo rivelatore è la determinazione della posizione d'impatto delle particelle, con discriminazione tra leptoni e adroni, nell'intervallo angolare $13^\circ \div 44^\circ$. Ogni modulo dello SHOWER è composto da 3 piani di rivelatori: pre-Shower, post-Shower I e post-Shower II.

In seguito saranno mostrati gli *hit* sui tre singoli piani e le correlazioni tra le coordinate degli *hit* tra piani differenti.

Le Fig. 7.9, Fig. 7.10 e Fig 7.11 mostrano la caratteristica forma trapezoidale, e in particolare si possono osservare i vari *pad* che costituiscono il rivelatore in ogni piano.

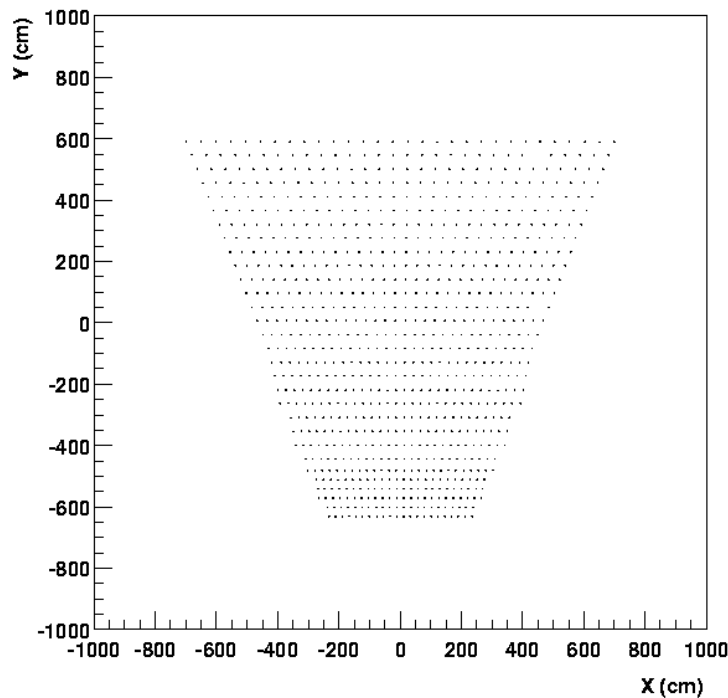


Fig. 7.9: Istogramma degli hit sul piano pre-Shower del terzo settore.

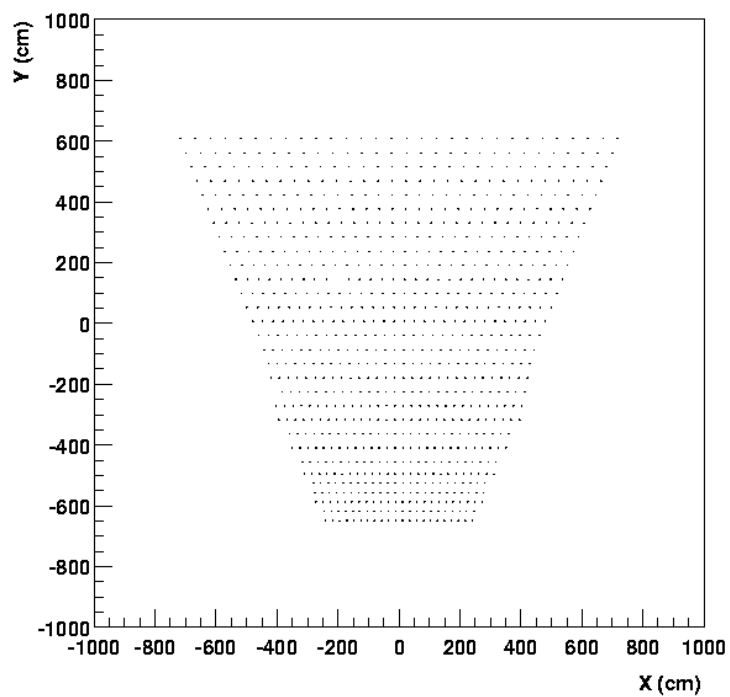


Fig. 7.10: Istogramma degli hit sul piano post-Shower del terzo settore.

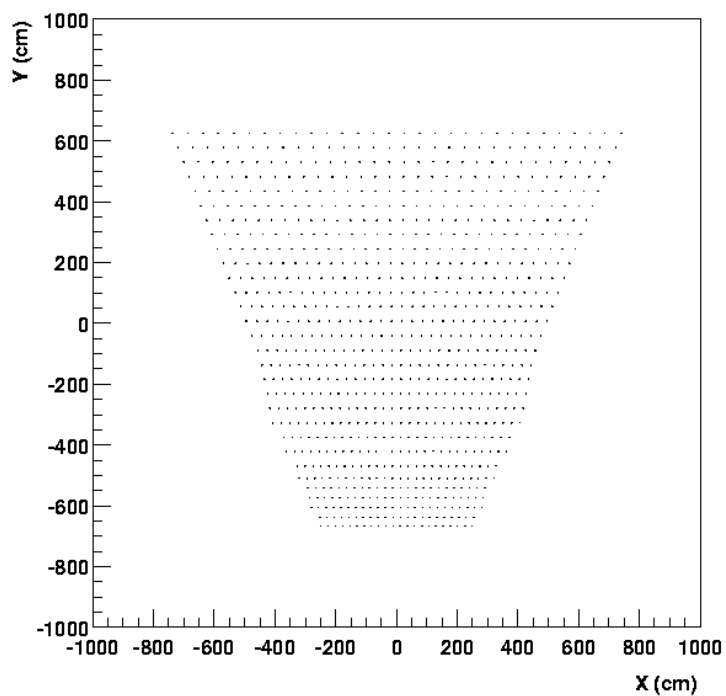


Fig. 7.11: Istogramma degli hit sul piano post-Shower II del terzo settore.

Nelle Fig 7.12, Fig. 7.13 e Fig. 7.14 si vede la correlazione esistente tra le coordinate x (lo stesso vale anche per le coordinate y , ma non saranno mostrate) degli *hit* rispettivamente tra i piani pre-Shower e post-Shower I, pre-Shower e post-Shower II e in fine post-Shower I e post-Shower II.

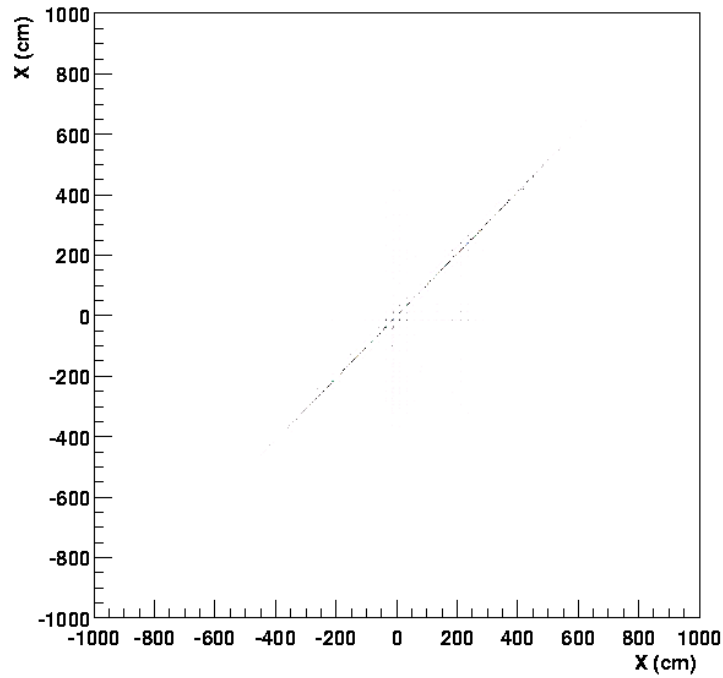


Fig. 7.12: Correlazione tra le coordinate x degli hit dei piani pre-shower e post-Shower I.

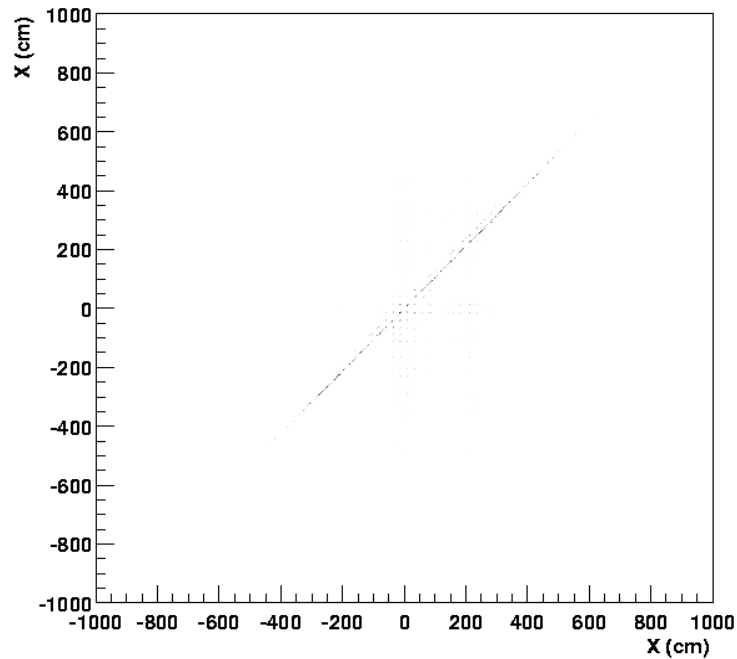


Fig. 7.13: Correlazione tra le coordinate x degli hit dei piani pre-shower e post-Shower II.

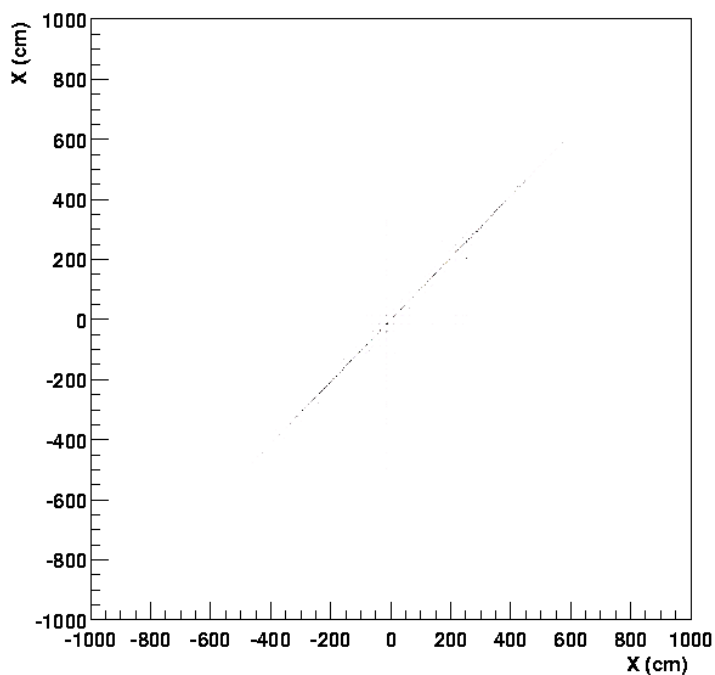


Fig. 7.14: *Correlazione tra le coordinate x degli hit dei piani post-Shower I e post-Shower II.*

In tutte le figure si può notare una retta a 45° , questa si traduce in una corrispondenza $x_i = x_j$ delle coordinate, dove con i e j è indicato il piano corrispondente. Questa nasce dal fatto che, la distanza tra i piani è molto piccola paragonata alla coordinata x dell'*hit* rispetto all'origine, quindi la differenza tra x_i e x_j è trascurabile.

La Fig. 7.15 mostra invece la molteplicità di particelle misurata nel rivelatore.

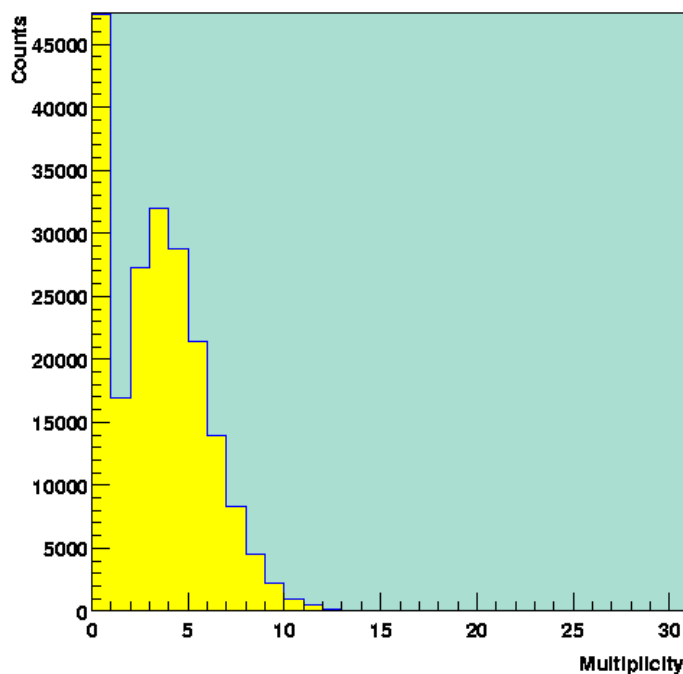


Fig. 7.15: Istogramma di molteplicità del settore tre dello SHOWER.

7.4 TOF

Nel novembre '99 erano installati, ed operativi, i settori tre e sei del rivelatore TOF, posto approssimativamente sulla superficie della sfera con centro nel bersaglio e raggio di circa 210 cm, coprendo angoli polari da 44 a 88 gradi ed angoli azimutale tra $0 \div 60$ e $180 \div 240$. Ogni settore è costituito da otto *moduli*, numerati dagli angoli polari più esterni a quelli più interni. Ogni modulo è formato da otto *celle*, ancora numerate dalla parte più esterna alla parte più interna del TOF. La cella rappresenta la barra di scintillatore con i due fotomoltiplicatori collegati

alle estremità tramite guide di luce. Per ogni settore si hanno quindi 64 barre di scintillatore, per un totale di 128 barre funzionanti.

I dati registrati durante il test di fascio, in gergo chiamati dati “grezzi” (dall’inglese *raw*), sono costituiti da: t_L^{raw} , t_R^{raw} e N_{CELL} , ampiamente descritti nel precedente capitolo. I dati *raw* sono successivamente trasformati in tempo di volo *tof* e coordinate dell’*hit*.

Quindi i dati provenienti dal TOF hanno il seguente formato:

$$x, cell,$$

per quanto riguarda la posizione dell’hit, e

$$T$$

per quanto riguarda l’informazione tempo di volo della particella espressa in nano secondi.

Con x è indicata la posizione del colpo lungo la barra di scintillatore, con $cell$ è indicato il numero di barra colpita (da 1 a 64), nel sistema locale del settore del TOF considerato.

La Fig. 7.16 mostra la disposizione degli assi cartesiani, nel sistema di riferimento locale, dove la posizione dell’asse x è zero nel centro della striscia e positiva dal lato sinistro del rivelatore. La Figura a destra mostra le 8 barre all’interno del modulo, disposte in modo sfasato l’una dall’altra per un motivo puramente tecnico (per poter alloggiare i PMT), ma di cui si dovrà tenere conto nel calcolare la posizione lungo l’asse x . Questa “traslazione” della barra lungo l’asse x risulta di una quantità $\delta = 2.0$ cm per le barre con sezione trasversale 20x20 cm e $\delta = 2.5$ cm per le barre con sezione 30x30 cm.

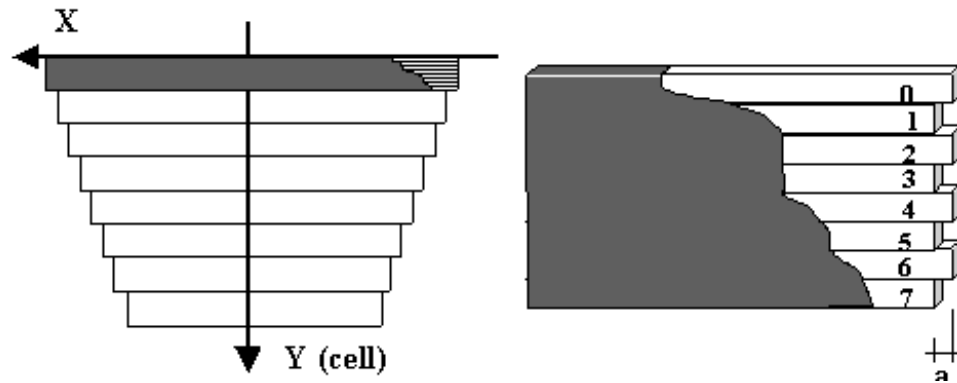


Fig. 7.16: La figura (a sinistra) rappresenta il sistema di riferimento locale per ogni settore del TOF. Sull'asse Y indichiamo la posizione dell'hit come numero di cella e sull'asse X la posizione dell'hit in cm. E' importante notare che le varie strisce in ogni modulo, sono traslati di una certa quantità δ l'una rispetto all'altra (figura a destra).

La Fig 7.17 in basso, illustra schematicamente, i settori funzionanti durante l'esperimento (il 3° e il 6° settore, evidenziati in grigio). Mentre nel primo settore del TOF, è mostrato il sistema di riferimento locale con la numerazione dei vari moduli.

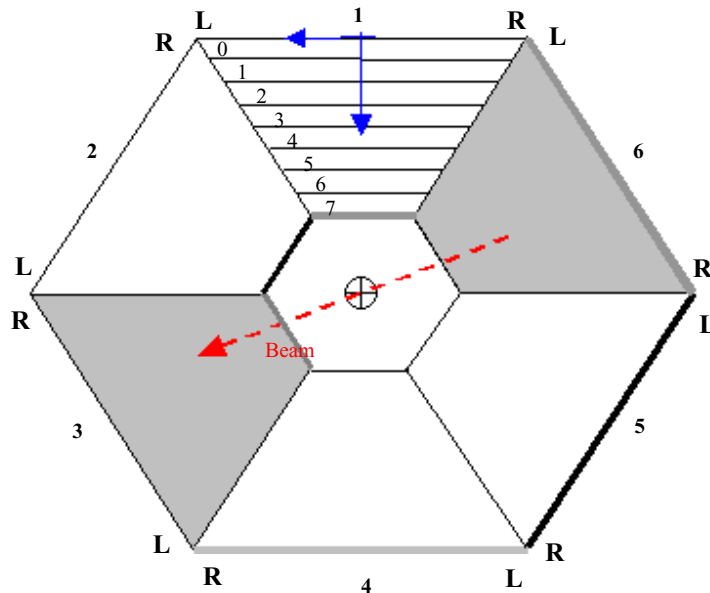


Fig. 7.17: I settori 3 e 6, evidenziati in grigio, sono quelli utilizzati durante il run di novembre del 1999. E' indicato il sistema di riferimento locale di un settore del TOF, nell'esempio il settore 1: sull'ordinata abbiamo il numero di modulo e sull'ascisse la distanza in cm. Inoltre L e R indicano, rispettivamente, l'estremo sinistro e l'estremo destro del modulo. Ogni modulo contiene 8 barre di scintillatore.

Per passare, invece dal sistema di riferimento locale al sistema di riferimento del laboratorio, si utilizzano i dati della Tabella 7.4-1 (nella successiva pagina), trasformando le coordinate dell'*hit* da:

$$x, y \rightarrow X, Y$$

dove X e Y sono le coordinate globali dello spettrometro.

In Fig. 7.18 è mostrata la disposizione spaziale del TOF nel sistema di laboratorio, dove l'asse Z coincide con il fascio (beam).

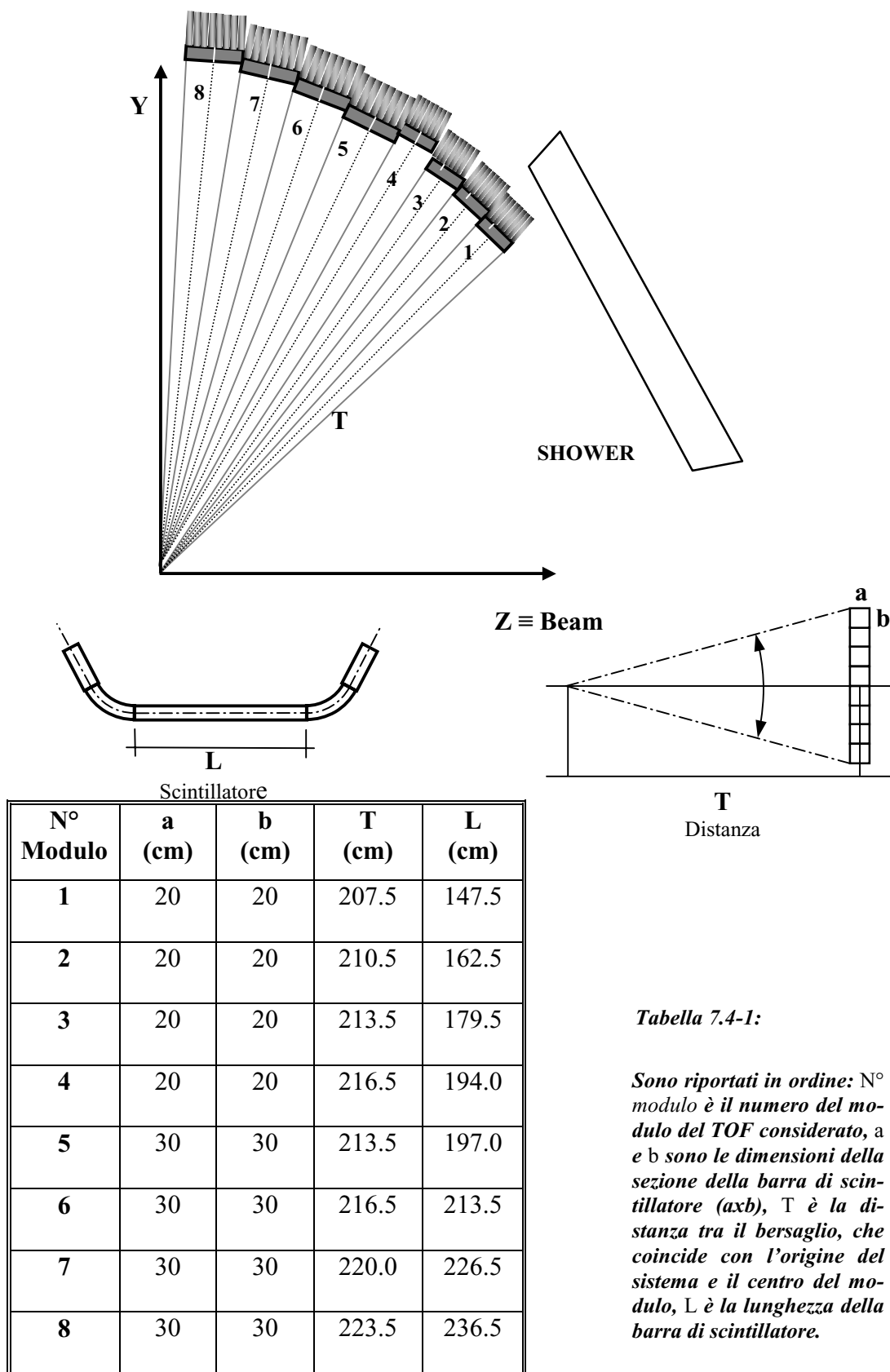


Fig. 7.18

Utilizzando le coordinate globali con i dati si può costruire il seguente istogramma, dove si può notare la disposizione spaziale dei vari moduli del rivelatore con all'interno le otto barre (rappresentati dai punti neri). Inoltre, si nota una differenza in altezza dei primi quattro moduli, partendo da sinistra, con i restanti moduli. Questa differenza è dovuta al semplice fatto che i primi quattro moduli contengono barre di scintillatore con sezione 30x30 cm mentre gli ultimi quattro con sezione 20x20 cm.

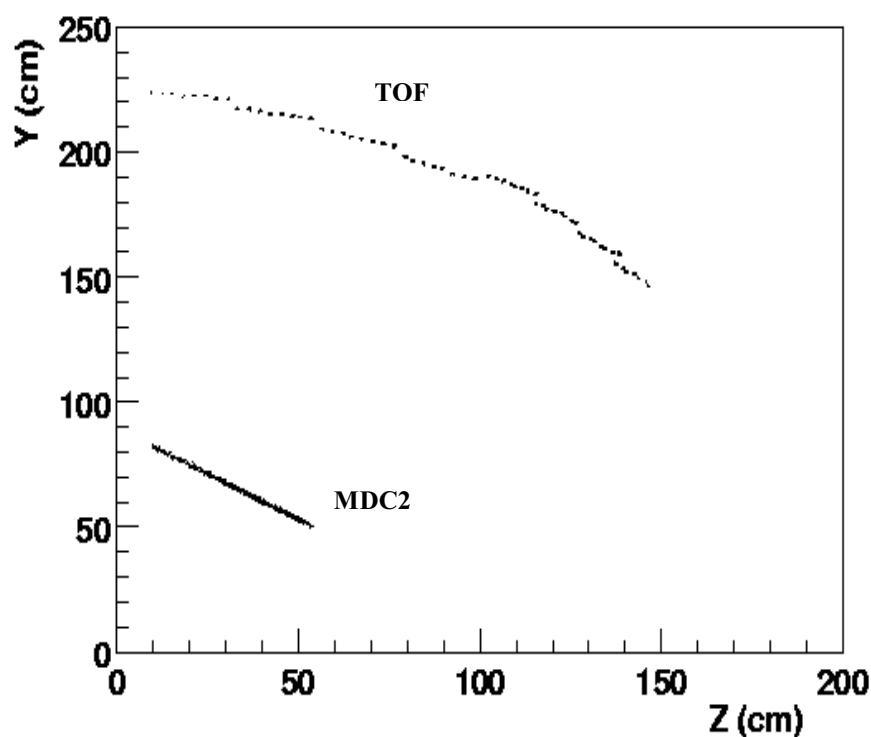


Fig. 7.19: In questo grafico sono illustrati gli hit sul TOF e sulle MDC proiettati sul piano mediano.

La Fig 7.20 mostra gli hit sui settori 3 e 6, utilizzando le coordinate globali del rivelatore TOF. Si può notare, oltre la forma trapezoidale di ciascun settore, le varie strisce nere, parallele fra loro, che rappresentano i moduli di ciascun settore, facilmente confrontabile con un'immagine reale.

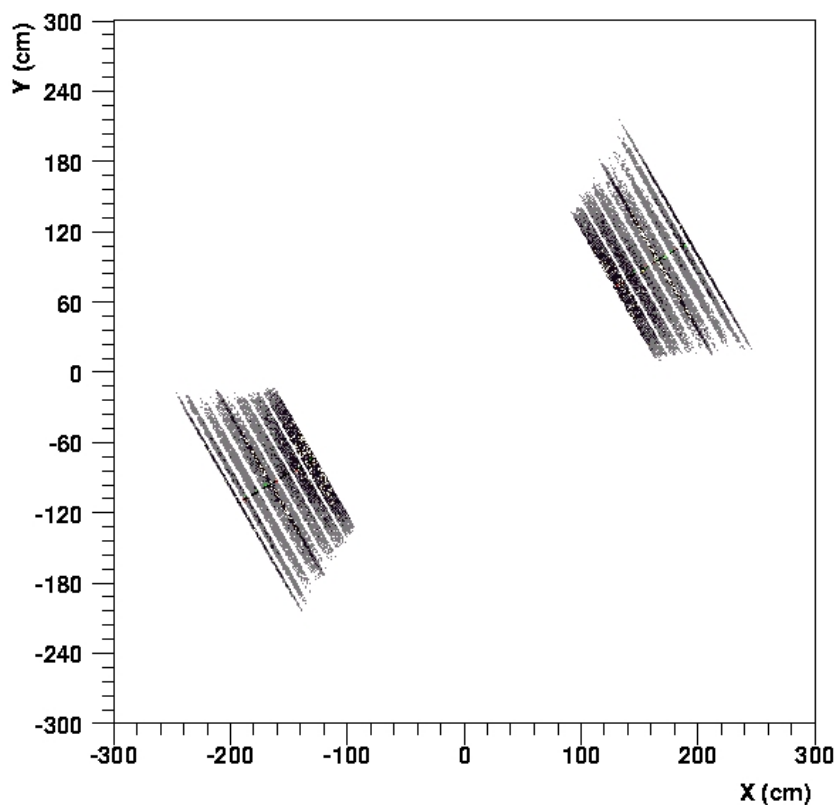


Fig. 7.20: Rappresentazione degli hit del settore 3 e 6 del TOF in coordinate globali.

7.4.1 Molteplicità del TOF

Il TOF, oltre a fornire una misura di tempo di volo e posizione della particella carica, fornisce una stima della *molteplicità* o numero di particelle cariche in un evento. Questo valore dà un'indicazione sulla centralità della reazione, come discusso precedentemente.

La molteplicità è stata contata separatamente su entrambi i settori, e le Fig. 7.21-(a) e Fig 7.22-(a) evidenziano una discrepanza nel numero di conteggi a favore del settore 6, dovuta all'impiego di fotomoltiplicatori differenti nei due settori. La molteplicità è stata anche contata nei due settori insieme, trovando come è facile presumere, un valor medio circa doppio di quello dei singoli settori (vedi pagina successiva).

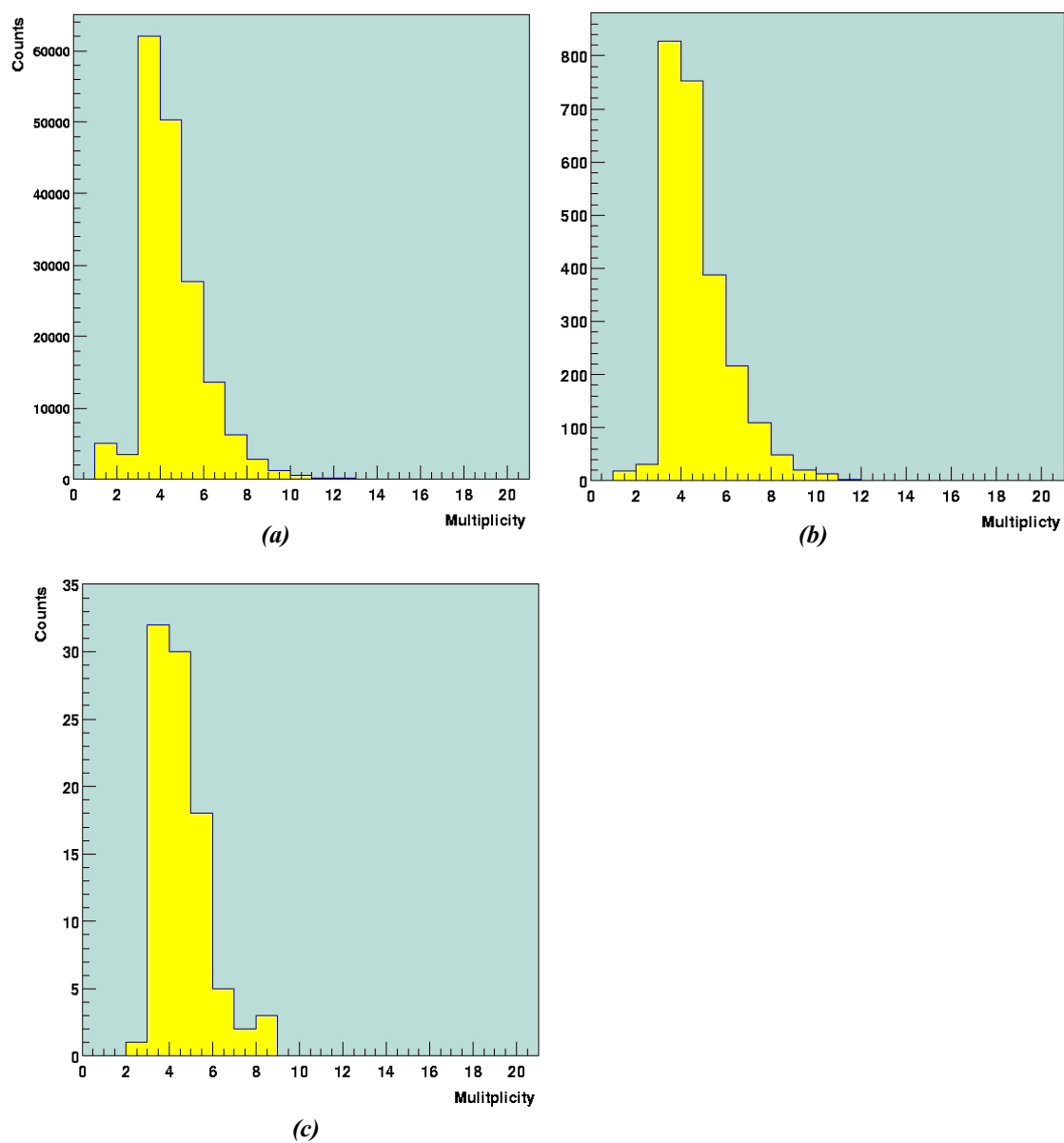


Fig. 7.21: (a) Distribuzione di molteplicità del settore 6 del TOF con molteplicità nel RICH nulla; (b) Distribuzione di molteplicità del settore 6 del TOF con molteplicità uno nel RICH; (c) sempre lo stesso settore, ma con molteplicità due nel RICH.

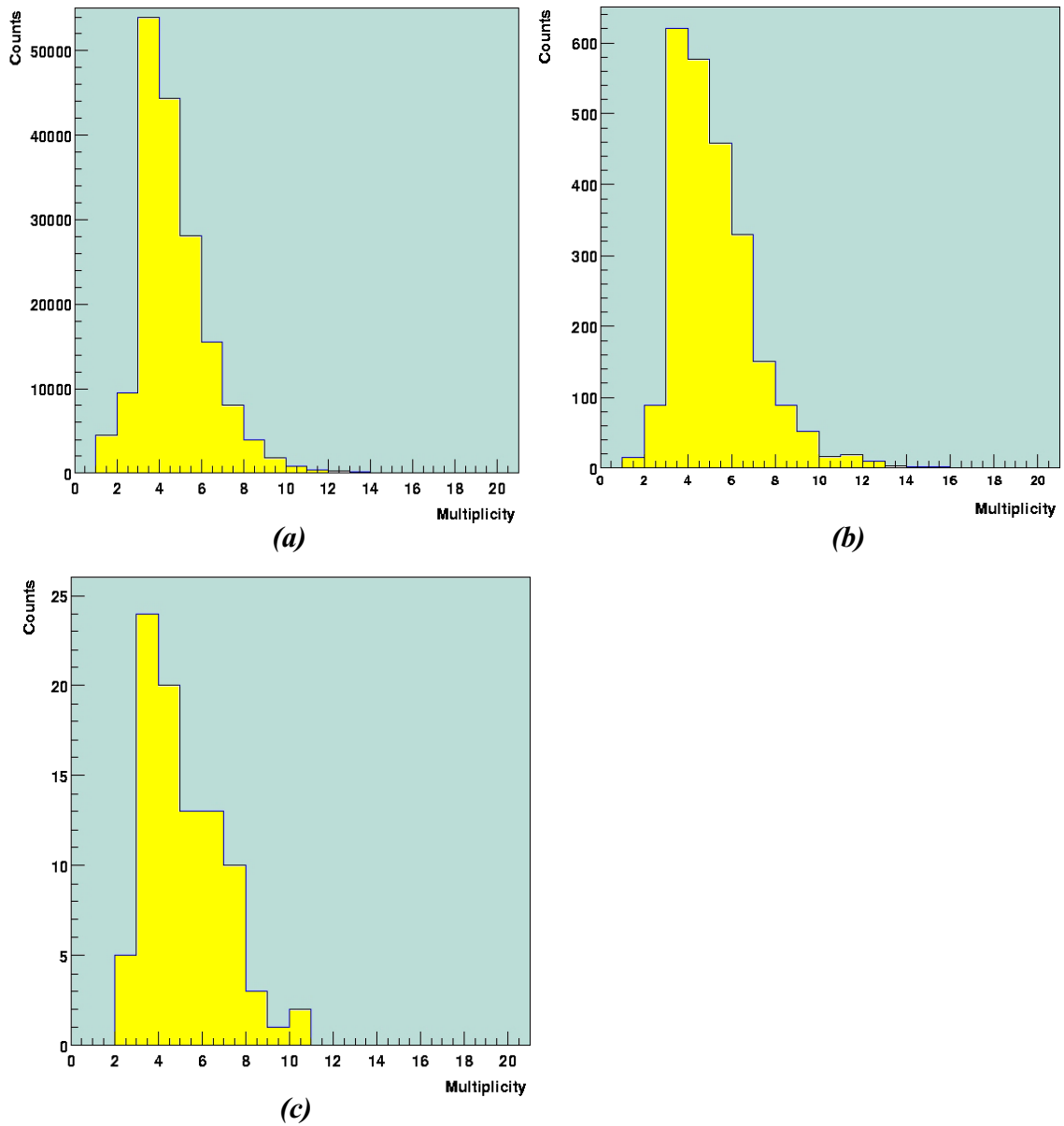


Fig. 7.22: (a) Distribuzione di molteplicità del settore 3 del TOF con molteplicità nel RICH nulla; (b) Distribuzione di molteplicità del settore 3 del TOF con molteplicità uno nel RICH; (c) sempre lo stesso settore, ma con molteplicità due nel RICH.

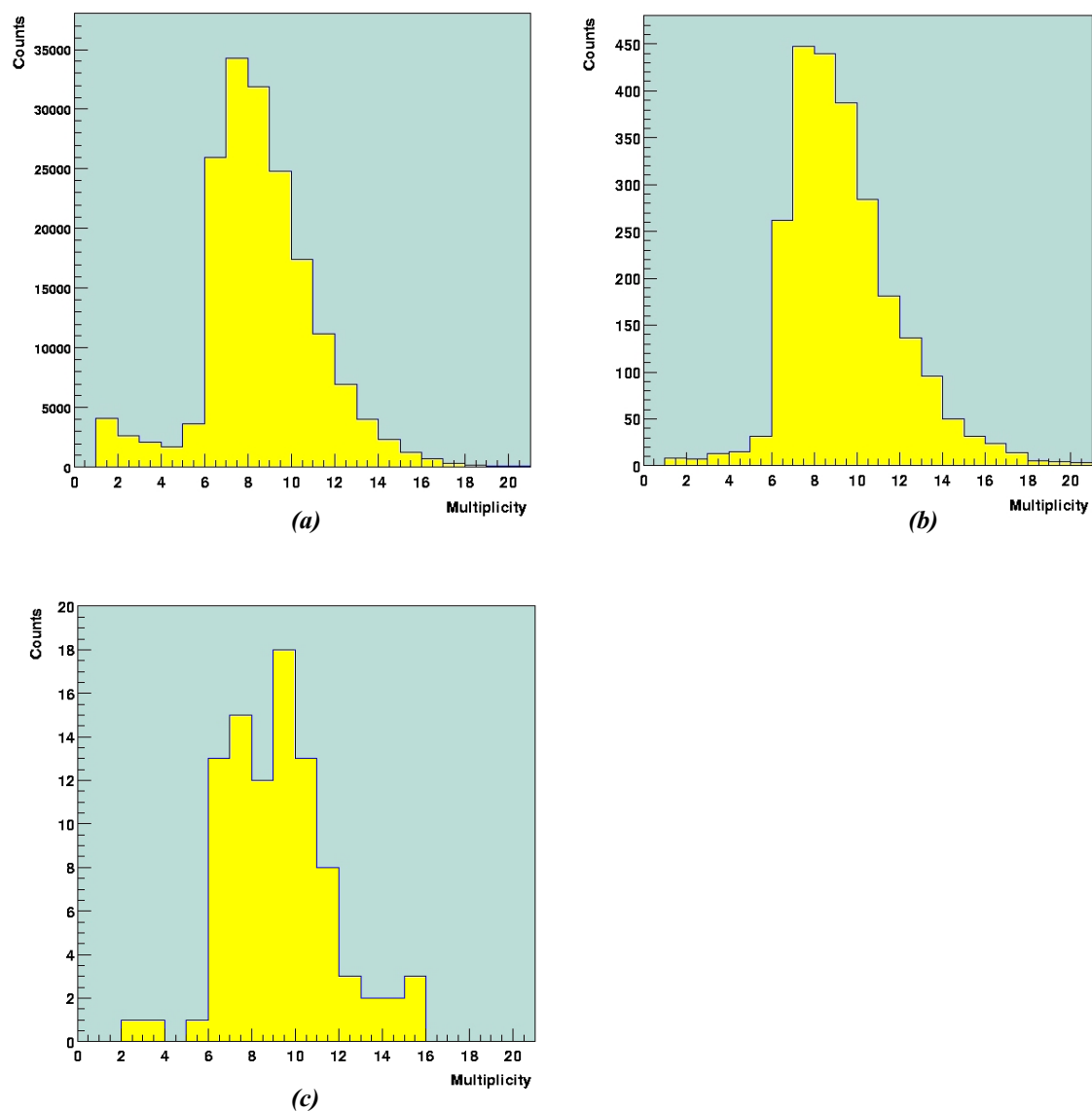


Fig. 7.23: (a Distribuzione di molteplicità del settore 3 e 6 del TOF con molteplicità nel RICH nulla; (b Distribuzione di molteplicità del settore 3 e 6 del TOF con molteplicità 1 nel RICH; (c) sempre lo stesso settore, ma con molteplicità 2 nel RICH.

La molteplicità è stata infine contata, insieme e separatamente per i due settori, dopo aver posto delle condizioni sulla molteplicità del RICH, si è cioè contata la molteplicità nel TOF solo per gli eventi che avevano, rispettivamente, molteplicità 0, 1, 2, nel RICH.

Dalle Fig 7.21(b) e (c) e Fig 7.22 si nota che il comportamento del settore 3 con la condizione di molteplicità 1 e 2 nel RICH è diverso dal settore 6 con le stesse condizioni sul RICH di molteplicità. La molteplicità, del settore, ha una distribuzione più larga verso valori alti rispetto al settore 6. Questo nasce dal fatto che, i dati provenienti dal RICH riguardano solo il settore 3, per cui quando imponiamo una determinata condizione sul RICH, implica che in un evento ci siano almeno 1 o 2 leptoni (molteplicità 1 o 2). Infatti la molteplicità si sposta a valori più alti nel settore 3, mentre rimane invariata nel settore 6.

7.4.2 Tempo di volo: RICH – TOF

Il rivelatore TOF per discriminare le varie particelle utilizza la misura di tempo di volo, e cioè il tempo che impiega la particella dal bersaglio al muro di TOF. Questa distanza, come si può vedere nella Tabella 7.4-1, varia da circa 200 a circa 220 cm, dipende da quale barra del rivelatore è colpita e dalla coordinata x dell'impatto. Questo non permette sempre un confronto di tempo di volo delle particelle. Per tenere conto di ciò, gli istogrammi di tempo di volo che sono stati costruiti, sono stati normalizzati a 3 m, in modo da poter fare un confronto omogeneo. Conoscendo il tempo di volo tof e la distanza r percorsa dalla particella, possiamo determinare la sua velocità, la quale, moltiplicando il suo inverso per

un valore di normalizzazione (300 cm), si ottiene il tempo impiegato dalla particella per percorrere 3 m.

$$T = \frac{tof}{r} \cdot 300$$

dove tof è espresso in nanosecondi (10^{-9}) e r in cm.

Si può, quindi, considerare il muro di TOF come se fosse la superficie di una sfera, di raggio 3 m e centro il bersaglio. Tutte le particelle percorrono lo stesso tragitto.

La Fig 7.24 mostra la distribuzione di tempo di volo senza nessuna condizione di molteplicità sul RICH, per cui include tutte le particelle rivelate dal TOF, da qui il nome dell'istogramma "inclusivo".

Negli istogrammi successivi sono state imposte, ancora una volta, le condizioni di molteplicità di RICH, nell'ordine: qualsiasi, 1 e 2. Così facendo si sono selezionati quegli eventi che o sono solo in coincidenza con il RICH (molteplicità qualsiasi), o inoltre hanno almeno 1 o 2 leptoni in un evento, da qui il nome degli istogrammi "esclusivo".

Nell'ultimo istogramma (Fig 7.27), si nota che, il numero di conteggi è diminuito di un fattore 2000 e la distribuzione è più piccata su un valore di circa 10 nanosecondi. Intorno a questo valore troviamo i leptoni. Gli elettroni rivelati dal TOF hanno una velocità circa uguale a quella della luce ($\beta \approx 1$), per cui avranno un tempo di volo

$$t_e \approx \frac{3}{c} = \frac{3}{3 \times 10^8} = \frac{1}{10^8} = 10^{-8} \text{ s}$$

dove 3 corrisponde alla distanza percorsa dal leptone in metri, c è la velocità della luce. Da questi istogrammi, in particolare l'ultimo, si distinguono le particelle veloci (candidati leptoni) rispetto alle particelle lente (protoni). Questo è dovuto alla condizione di molteplicità imposta nel RICH. Infatti, imponendo la condizione di molteplicità uguale a due, andiamo a considerare il tempo di volo solo per quelle particelle nel cui evento risultano almeno due leptoni nel RICH.

Questo significa che la statistica, in un tal evento, aumenta a favore dei leptoni rispetto agli adroni.

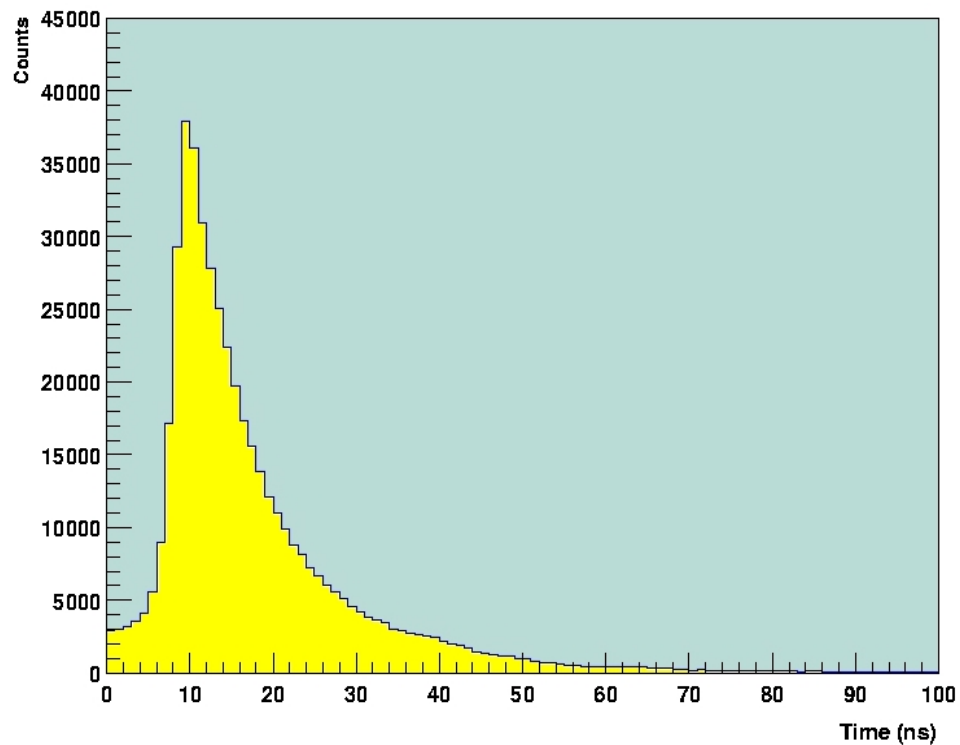


Fig. 7.24: Distribuzione “inclusiva” del tempo di volo delle particelle senza condizioni nel RICH

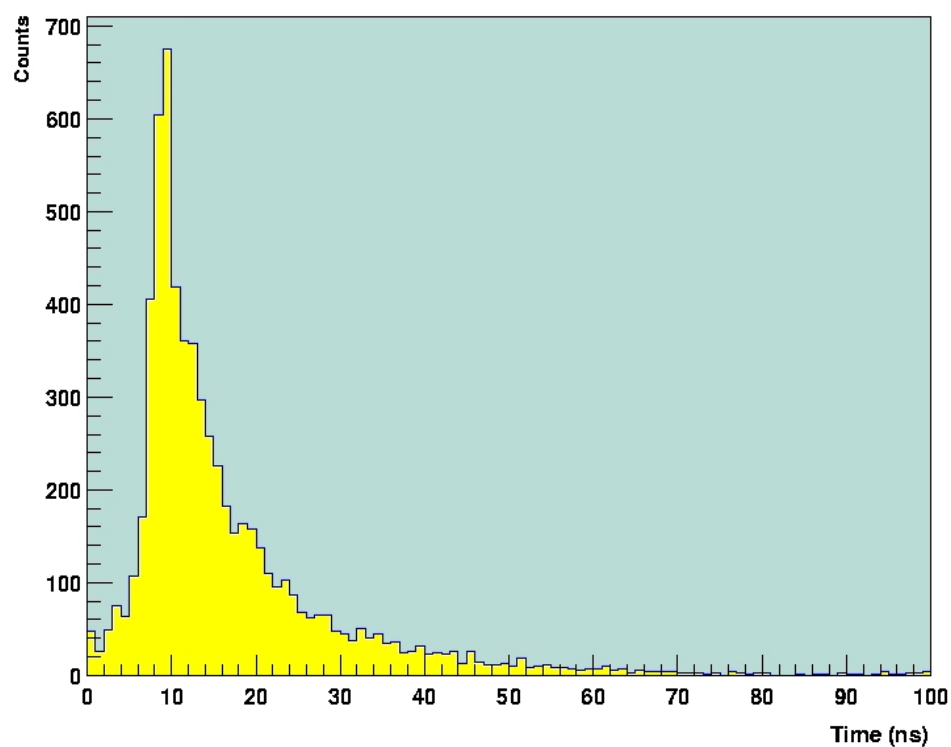


Fig. 7.25: Distribuzione “escusiva” del tempo di volo delle particelle con condizioni di conteggio nel RICH, molteplicità qualsiasi.

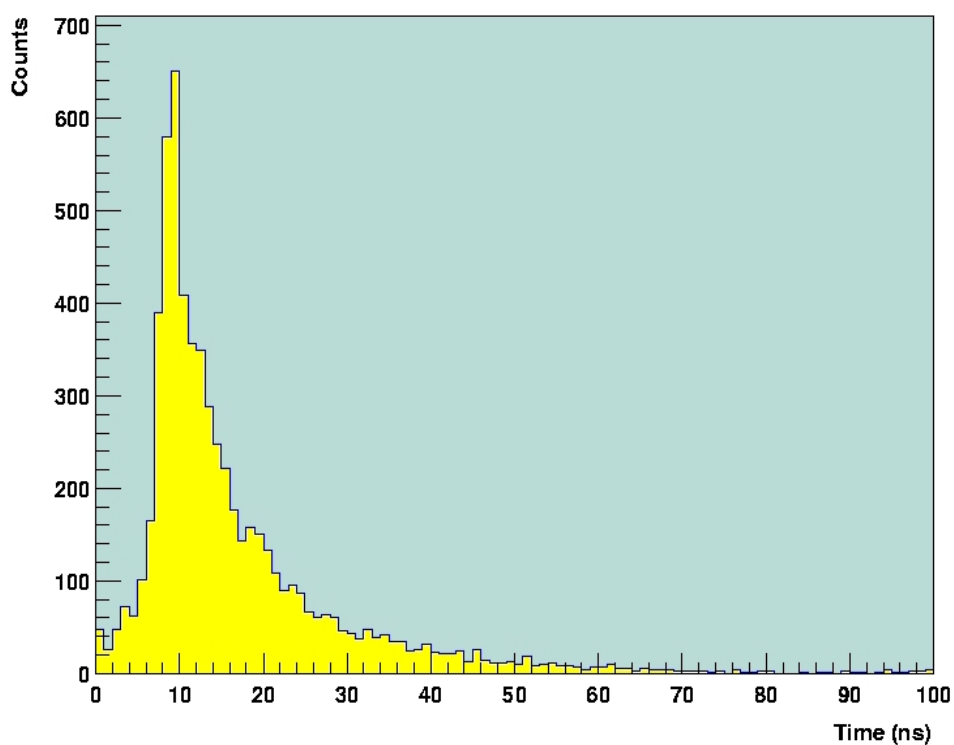


Fig. 7.26: Distribuzione “escusiva” del tempo di volo delle particelle con condizione di molteplicità 1 nel RICH.

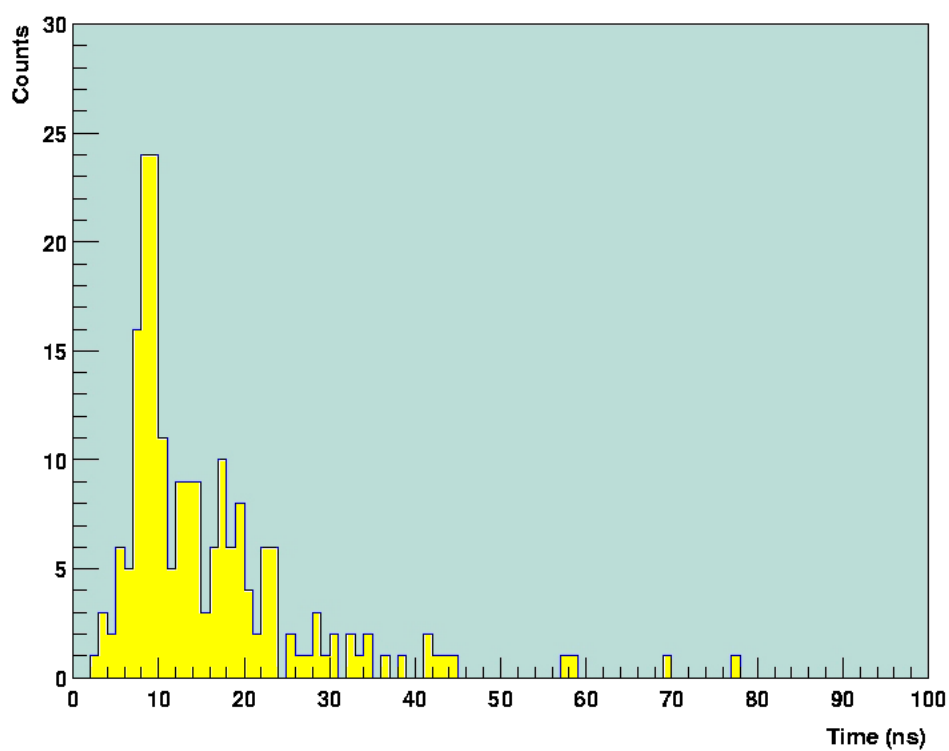


Fig. 7.27: Distribuzione “escusiva” del tempo di volo delle particelle con condizione di molteplicità 2 nel RICH.

7.4.3 Correlazioni spaziali: RICH - TOF

Grafici di correlazione tra il tempo di volo e l'angolo polare θ delle particelle sul TOF. Sono stati costruiti diversi istogrammi facendo variare le condizioni imposte sulla molteplicità del RICH (qualsiasi, due).

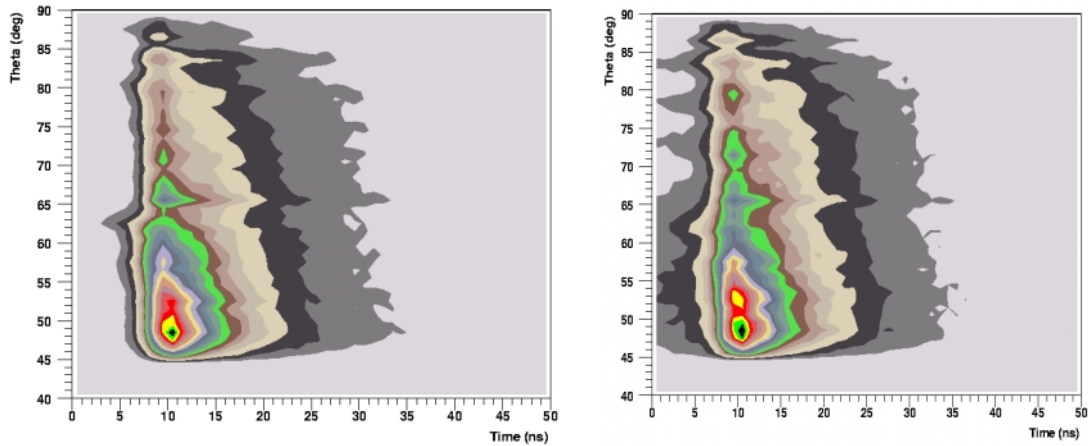


Fig. 7.28: L'istogramma a sinistra rappresenta l'angolo polare θ (in gradi) verso il tempo di volo (in nanosecondi) del settore 3 del TOF; l'istogramma a destra rappresenta l'angolo polare θ (in gradi) verso il tempo di volo (in nanosecondi) del settore 6 del TOF;

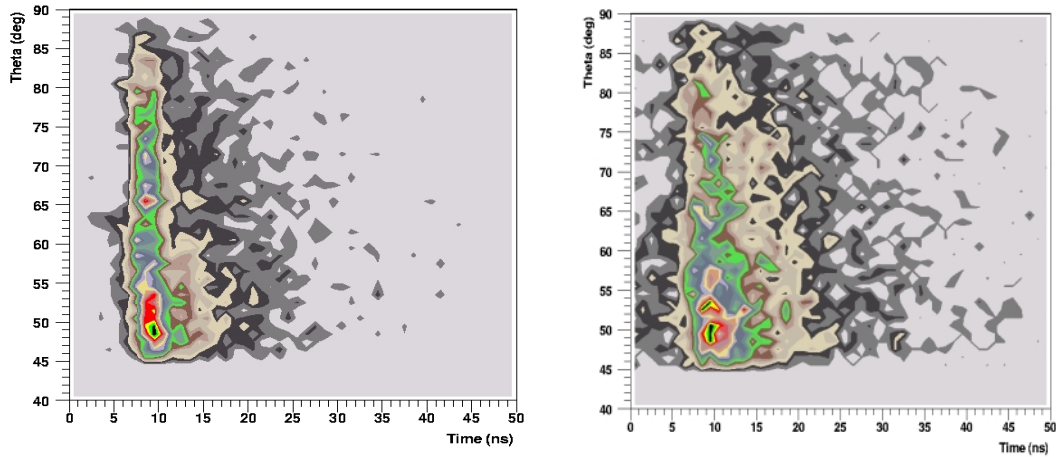
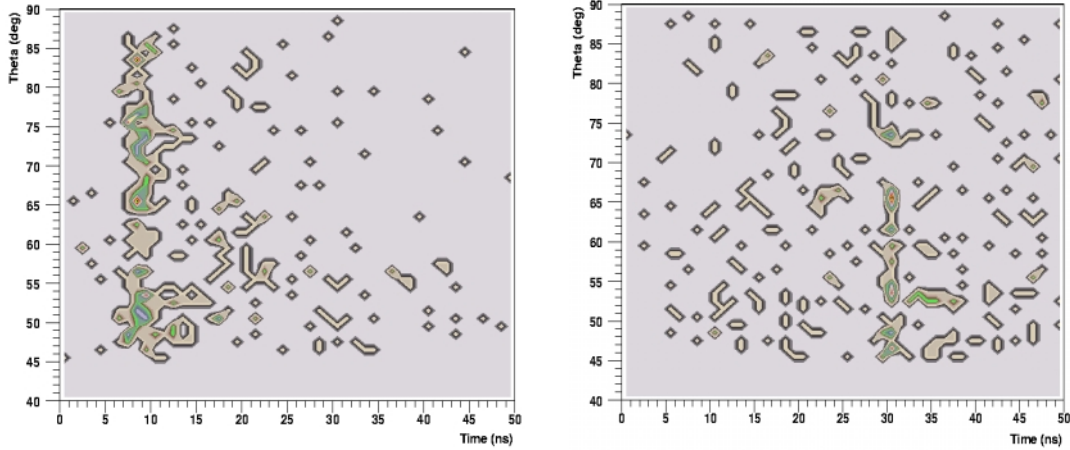


Fig. 7.29: L'istogramma a sinistra rappresenta l'angolo polare θ (in gradi) verso il tempo di volo (in nanosecondi) del settore 3 del TOF; l'istogramma a destra rappresenta l'angolo polare θ (in gradi) verso il tempo di volo (in nanosecondi) del settore 6 del TOF. In entrambi gli istogrammi è stata applicata la condizione di molteplicità qualsiasi nel RICH.



7.4.4

Fig. 7.30: L'istogramma a sinistra rappresenta l'angolo polare θ (in gradi) verso il tempo di volo (in nanosecondi) del settore 3 del TOF; l'istogramma a destra rappresenta l'angolo polare θ (in gradi) verso il tempo di volo (in nanosecondi) del settore 6 del TOF. In entrambi gli istogrammi è stata applicata la condizione di molteplicità due nel RICH.

Nei primi due istogrammi (settore 3 e 6), in cui non vi era nessuna condizione di molteplicità sul RICH, si nota che la maggior parte delle particelle con un'ampia distribuzione di velocità si trova ad angoli polari piccoli, e che ad angoli più grandi il numero di particelle diminuisce. Questo è dovuto alla cinematica della reazione. Comunque, tra i due settori non vi è una gran differenza.

Quando imponiamo la condizione di molteplicità 1 sul RICH (questo significa che almeno un leptone è rivelato dal RICH in un evento), la differenza tra i due settori del TOF è più marcata. Questo perché, in questo *run* era in funzione solo il settore 3 del RICH, quindi l'unico settore del TOF che si trovava geometricamente in corrispondenza con il RICH è il settore 3. Infatti, essendoci più particelle veloci, la distribuzione si sposta verso valori di tempo di volo più piccolo.

Con molteplicità due sul RICH, i due ultimi istogrammi confermano che il settore tre era in coincidenza con il settore tre del RICH. Si nota una netta distribuzione di particelle veloci con tempo di volo di circa 10 ns. Invece nel settore

sei, si può notare un'ampia distribuzione di particelle scorrelate su tutto l'intervallo temporale.

Il RICH con molteplicità due implica che ci siano almeno due leptoni in un evento (sono rappresentati dai due anelli Čherenkov) e che quest'ultimi devono essere rivelati anche dal rivelatore TOF. Si tratta di particelle con velocità β

0.998 ($\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_{th}^2}}$, con $\gamma_{th} = 18.2$, valore di soglia del radiatore C_4F_{10}). Poiché

le particelle percorrono uno spazio di circa 300 cm, risulta un tempo di volo di circa 10^{-8} s (10 nanosecondi). Questo risultato si può ben osservare nell'istogramma (visto precedentemente), dell'angolo polare θ sul tempo di volo.

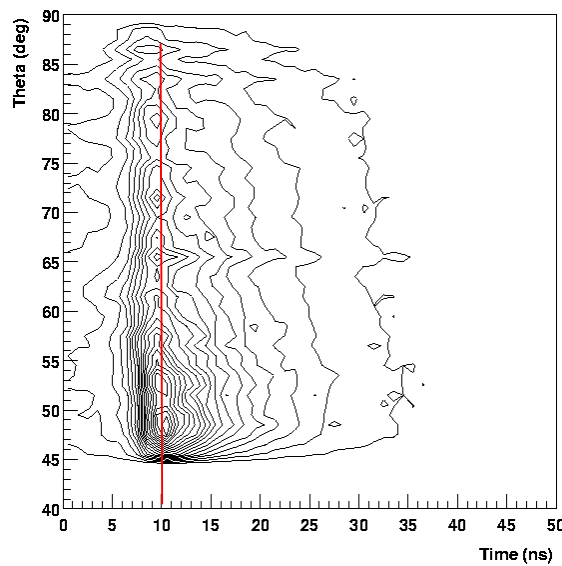


Fig. 7.31: la linea rossa indica, in modo approssimativo, quelle particelle che posseggono un tempo di volo di circa 10 ns. Via via che si va ad angoli più grandi la distribuzione si sposta verso tempi inferiori, poiché diminuiscono drasticamente le particelle più pesanti, mentre il contributo di elettroni e fotoni è più uniforme.

7.4.5 Correlazioni spaziali: MDC-TOF

Una caratteristica importante da analizzare, con i dati registrati durante l'esperimento, è la correlazione tra le coordinate locali x e y del rivelatore TOF

con le coordinate locali x e y delle MDC. Dalla proiezione geometrica della traiettoria delle particelle cariche dal piano delle MDC alla posizione della barra di scintillatore, risulta che la coordinata y (così come la coordinata x) delle MDC è proporzionale alla coordinata y del TOF. Affinché risulti tale proporzionalità bisogna, ovviamente, analizzare i dati del TOF e delle MDC dello stesso settore, cioè il terzo.

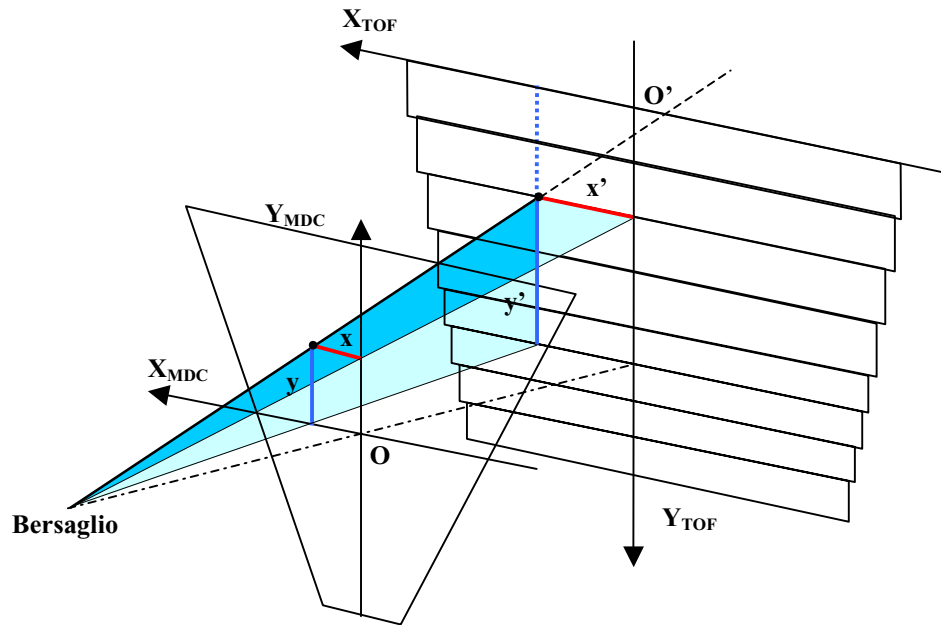


Fig. 7.32: intersezione della traiettoria della particella carica con il piano delle MDC e con il TOF. Le rispettive coordinate dei punti sono correlate fra loro. I due triangoli rettangoli di base x e x' sono simili, poiché hanno un angolo acuto uguale, quindi i loro lati sono in proporzione, lo stesso vale per i triangoli rettangoli di base y e y' . Caso particolare del teorema di Talete.

Per prima andiamo ad analizzare la correlazione Y-Y tra le MDC e il TOF nel terzo settore. Le coordinate lungo l'asse Y del TOF sono espresse come numero di barra di scintillatore, le coordinate Y delle MDC sono espresse in centimetri.

Nella Fig. 7.33 in basso si può notare la correlazione attesa tra la coordinata Y dei due rivelatori.

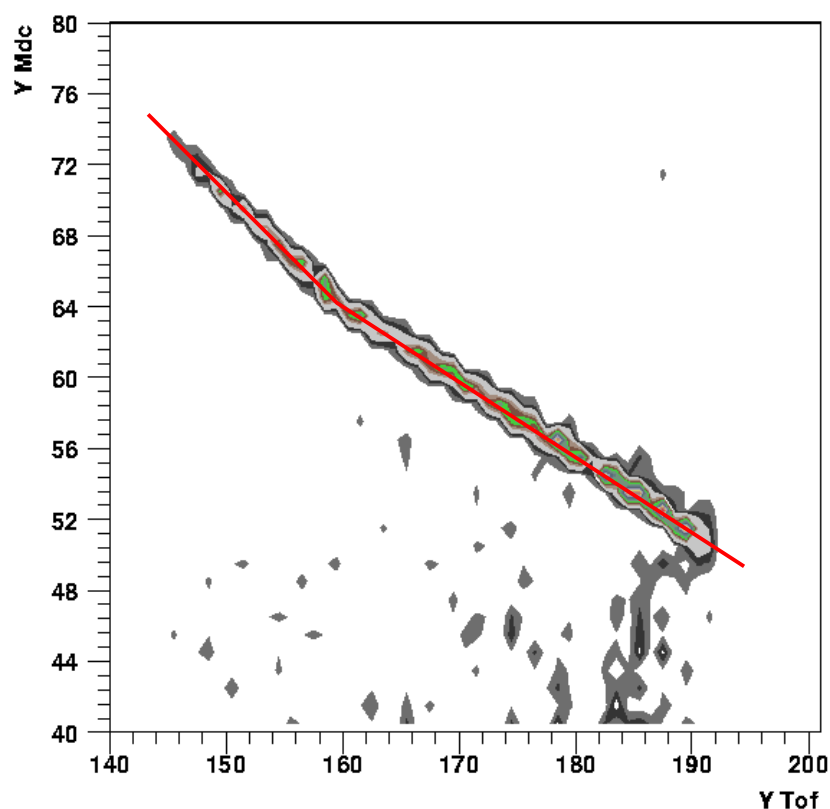


Fig. 7.33: Istogramma di correlazione $Y_{MDC} - CELL_{TOF}$. Le rette rosse sono state aggiunte per mettere in evidenza il cambio di pendenza della retta formata dai punti correlati.

Si nota un cambiamento di pendenza nella retta, questa variazione è dovuta al semplice fatto che, le barre di scintillatore hanno differente sezione trasversale. Nei primi quattro moduli, dall'alto verso il basso, le barre di scintillatore hanno sezione 30x30 cm; mentre nei restanti quattro, le barre hanno sezione 20x20. Poi-

ché le prime coprono una regione delle MDC maggiore delle ultime, a parità di numero di barre di scintillatori, si viene a creare una pendenza della retta diversa.

Il prossimo istogramma mostra la correlazione X-X fra i due rivelatori.

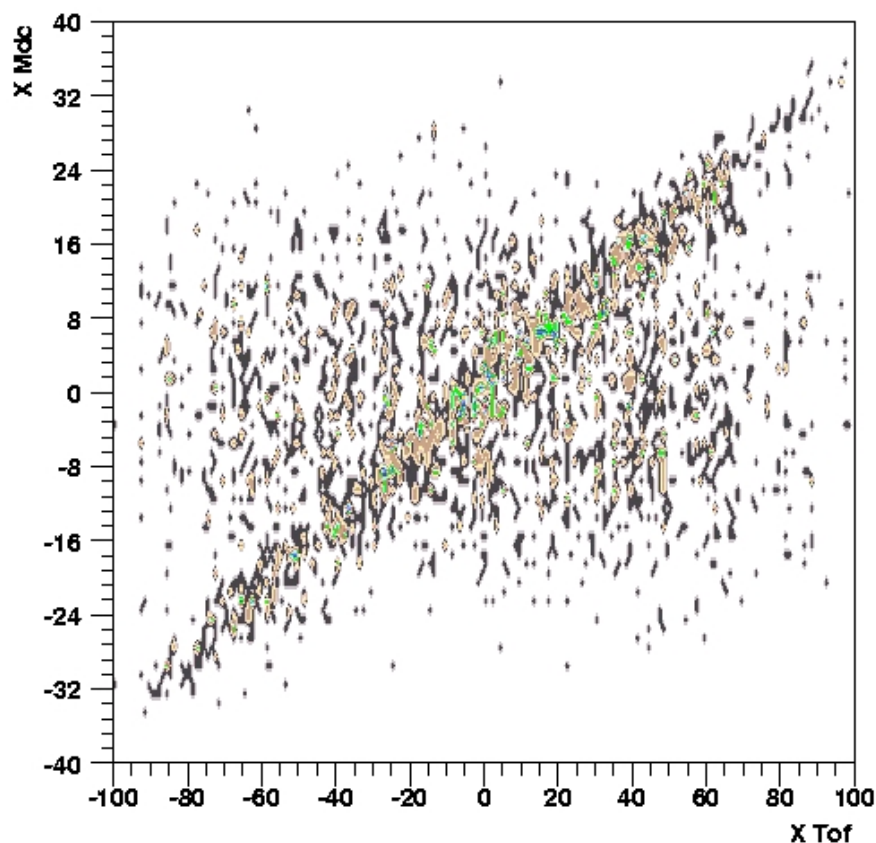


Fig. 7.34: Istogramma correlazioni tra X (cm) delle MDC e X (cm) del TOF.

Un'altra correlazione importante da studiare fra i due rivelatori è tra l'angolo polare θ misurato con le MDC e l'angolo polare θ misurato con il TOF nel sistema di riferimento del laboratorio. Entrambi gli angoli sono espressi in gradi.

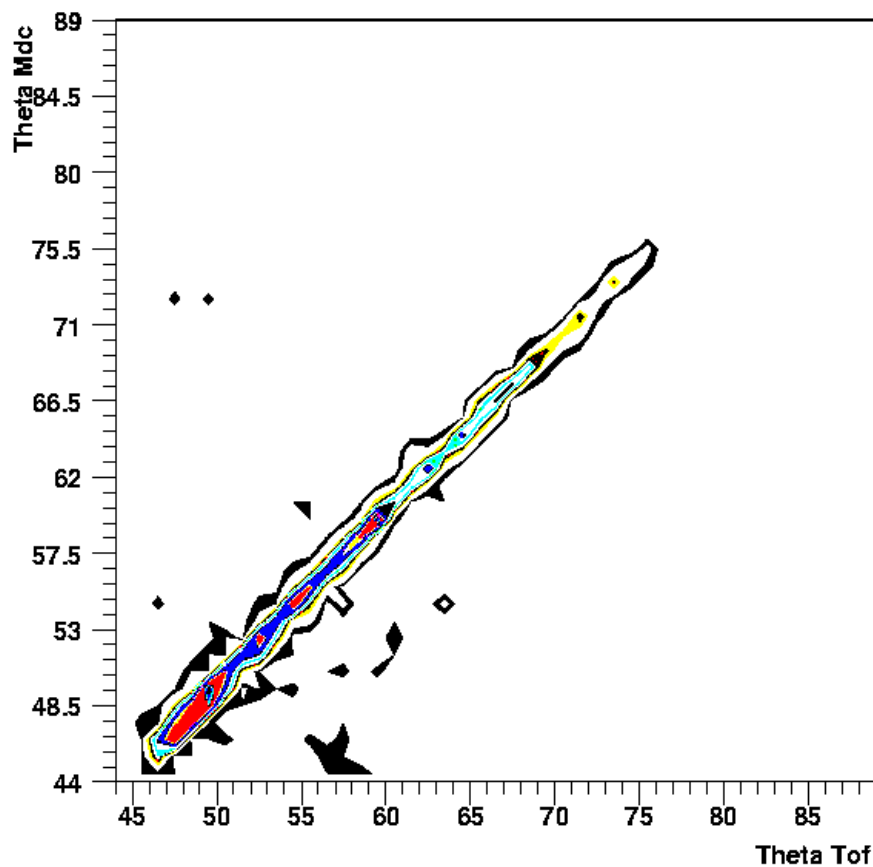


Fig. 7.35: Istogramma di correlazione tra gli angoli polari Theta delle MDC e Theta del TOF in gradi.

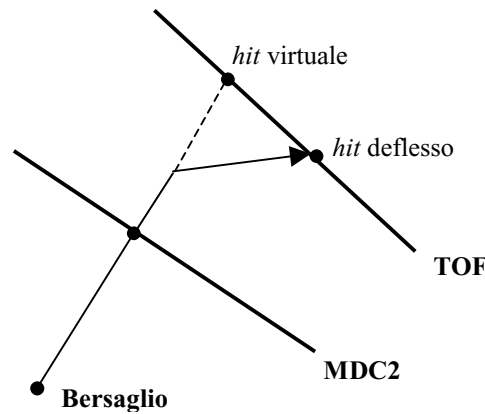
La Fig. 7.35 mostra una netta correlazione tra i due angoli polari: la retta inclinata a 45° indica una perfetta corrispondenza tra gli angoli θ misurati su MDC e TOF.

7.4.6 TOF con il campo magnetico acceso.

Durante un test *run* effettuato nel settembre 1999 si è presentata l'opportunità di avere in funzione contemporaneamente un settore del rivelatore

MDC2 in coincidenza con il corrispondente settore del TOF e dello SHOWER, unitamente al magnete. I dati raccolti in questo breve *run* di C + C a 1.4 AGeV hanno permesso di produrre uno spettro di massa delle particelle rivelate.

Per la ricostruzione della traiettoria delle particelle deflesse dal campo magnetico, non avendo a disposizione il set completo delle MDC, sono stati utilizzati gli *hit* delle MDC2, (posto prima della regione di campo magnetico) e gli *hit* del TOF, con un semplice modello geometrico.



La massa è ottenuta combinando l'informazione *tof* (e quindi velocità) e l'informazione deflessione (e quindi momento). Pur con un ridottissimo numero di eventi e con una risoluzione spaziale di qualche centimetro data dal TOF (non comparabile con quella di $\approx 100\mu\text{m}$ che si avrà a spettrometro ultimato con i 4 piani di MDC) sono ben chiari i picchi dovuti ai pioni carichi ed ai protoni che si è riusciti a ricostruire nello spettro di massa mostrato in Fig. 7.36.

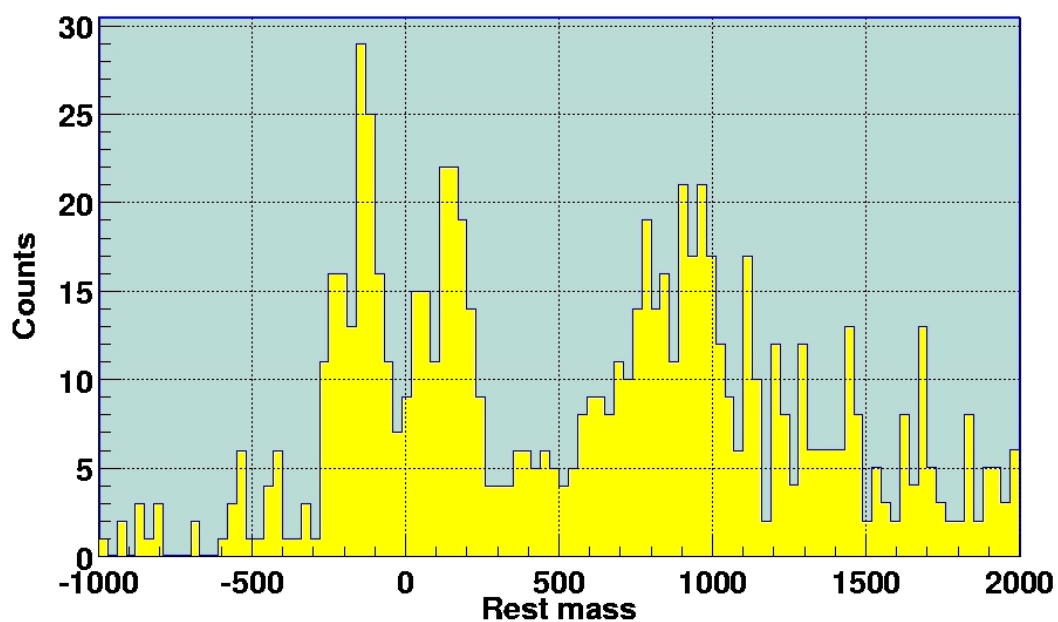


Fig. 7.36: Spettro di massa preliminare ottenuto in collisione C+C a 1.4 AGeV utilizzando parte dello spettrometro (una MDC, il magnete, un settore del TOF), durante un test run in Settembre 1999.

Le masse “negative” presenti nello spettro di massa, in Fig. 7.36, stanno a significare il fatto che, appartengono a particelle di carica negativa e quelle con masse positive a particelle cariche positivamente.

7.5 Stato attuale dello spettrometro HADES

Allo stato attuale il rivelatore TOF è completamente installato, tutti e sei i settori sono montati e funzionanti per la misura del tempo di volo. Lo stesso vale per il rivelatore SHOWER e TOFINO. Nel RICH, tutti i settori sono pienamente operativi. Per quanto riguarda le MDC abbiamo: le MDC1 sono interamente montate e funzionanti in tutti i settori, così pure le MDC2. Le MDC3 sono presenti solo nel settore 4, mentre le MDC4 sono ancora assenti (una seconda MDC3 ed una MDC4 sono già al GSI, tra non molto le installiamo).

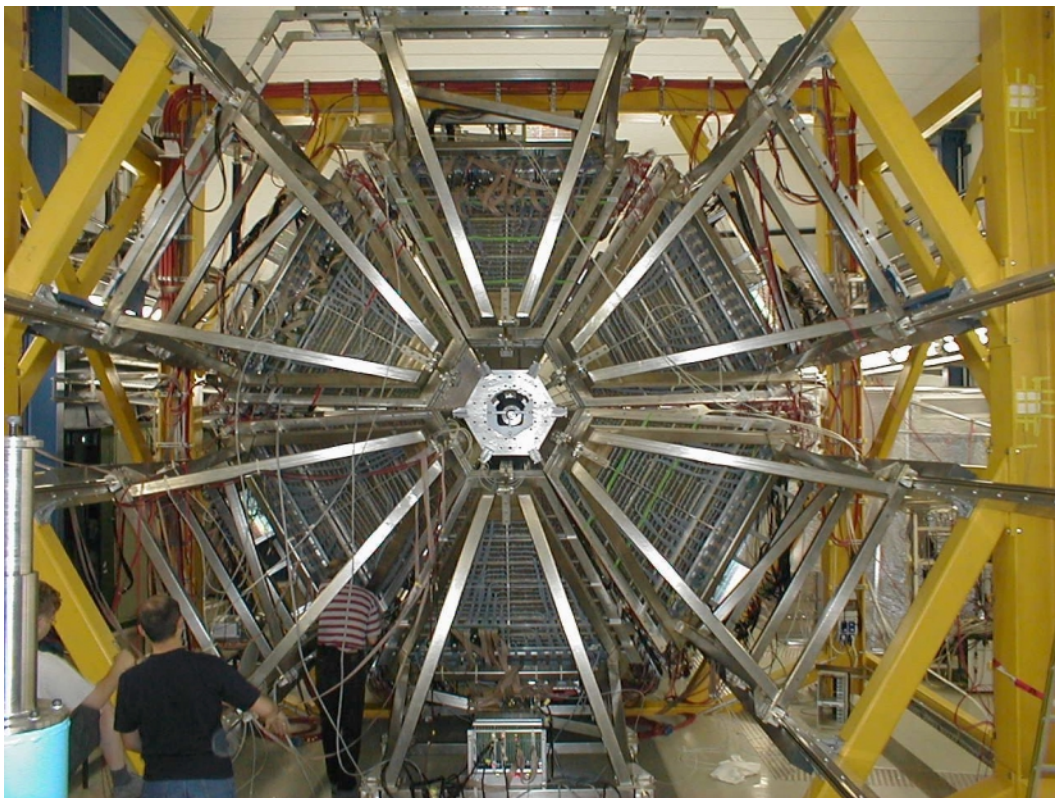


Fig. 7.37: Vista frontale dello spettrometro HADES.

8 Conclusioni

Lo studio delle proprietà della materia nucleare calda e densa, per mezzo di collisioni relativistiche tra nuclei, è oggi uno degli obiettivi principali della fisica degli ioni pesanti. Nell'ambito del presente lavoro di tesi, ai fini della comprensione dell'intero apparato, sono state presentate in dettaglio le caratteristiche tecniche e il funzionamento dello spettrometro HADES. Si evince che tale spettrometro, per la sua elevata accettanza ($\sim 40\%$) e la buona risoluzione in massa ($\sim 1\%$), è adatto a lavorare nelle condizioni di alta molteplicità (circa 200 adroni carichi, 25 fotoni per evento) ed elevati conteggi, quali si osservano in collisioni centrali tra ioni pesanti relativistici ad energia di 1 GeV per nucleone con fasci intensi fino a 10^8 particelle al secondo. Inoltre, grazie alla grande efficienza di rivelazione per le coppie e^+e^- (~ 1 coppia di-elettroni per secondo, nonostante la bassa probabilità di produzione di coppie e^+e^- , dell'ordine di 10^{-4}) ed un potente sistema di trigger capace di ridurre il tasso dei dati da 10^6 eventi/sec a circa 100 eventi/sec (inclusendo gli eventi che contengono coppie di "candidati" leptoni), lo spettrometro HADES è in grado di ottenere risultati fino ad oggi non accessibili agli spettrometri di prima generazione (DLS e CERES).

I risultati dei dati, raccolti durante i *test run*, dimostrano l'affidabilità dei singoli rivelatori di cui è composto lo spettrometro. Questo significa che una parte degli obiettivi della collaborazione HADES sono stati raggiunti.

Nel momento in cui HADES sarà in funzione a pieno regime, esso permetterà di collezionare in pochi giorni un numero di eventi e^+e^- superiore a quello totale collezionato dalla collaborazione DLS nel corso di tutta la sua

attività. Lo spettrometro potrà finalmente fornire un importante contributo per chiarire alcuni dei meccanismi che regolano la generazione delle masse degli adroni.

Inoltre, lo spettrometro HADES apre un importante spiraglio per tentare di risolvere il problema dell'eccesso di e^+e^- nella regione tra 0.4 e 0.7 GeV/c² nello spettro di massa di di-elettroni, ottenuto dalla collaborazione DLS in collisioni nucleo-nucleo potendo produrre una notevole mole di eventi ad elevata risoluzione, e cominciare a dare una interpretazione più chiara di importanti aspetti delle collisioni tra ioni pesanti.

Ringraziamenti

Al termine di questa esperienza sento di dover porgere i miei ringraziamenti alle persone che mi sono state più vicine.

Ringrazio il mio Relatore, Prof. G. Bellia per avermi dato l'opportunità di svolgere questo lavoro di tesi.

Un grazie particolare e affettuoso voglio porgerlo al Dr. P. Finocchiaro che, oltre ad essere l'altro mio Relatore, è stata la persona che ha sempre creduto in me stimolandomi e sostenendomi nel lavoro di ogni giorno.

Grazie al Dr. G. Cosentino, i cui preziosi consigli sono stati fondamentali durante la stesura di questa tesi.

Ringrazio il Dr. D. Vassiliev per la disponibilità, per l'aiuto nell'uso di ROOT e per avermi guidato nel mondo del C++.

Vorrei ringraziare sentitamente tutti coloro che mi sono stati vicino, con i quali ho potuto stabilire un bellissimo rapporto di fiducia.

Un grazie di cuore va a Letizia, mia compagna, per essermi stata sempre vicina e per dividere con me questa vita sregolata ed incerta, per aver sempre sopportato i miei sbalzi di umore e per aver cercato di rendere leggibile in italiano questa Tesi.

Un ringraziamento particolare anche ai miei genitori ed ai miei fratelli che, oltre ad avermi incoraggiato, hanno sempre mostrato per quello che faccio una fiducia cieca e priva di incertezze, spronandomi sempre ad andare avanti per la mia strada.

Il processo che ha portato al compimento della tesi è stato estremamente lungo e a volte è parso senza fine. Per questo mi preme di ringraziare anche tutti coloro che non sono stati direttamente coinvolti nel mio lavoro, ma che con la loro stessa presenza mi hanno aiutato a continuare.

Bibliografia

- [1] P. Finocchiaro, per la collaborazione HADES, INFN - *Materia nucleare densa e calda: Spettrometria di di-elettroni con HADES*.
- [2] C. Agodi et al., per la collaborazione HADES - *HADES status report: the Time Of Flight wall* - report LNS
- [3] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche - *Particles and nuclei* - Springer 1999.
- [4] W.S.C. Williams - *Nuclear and Particle Physics* - Oxford 1991.
- [5] E. Segrè - *Nuclei e Particelle* - Zanichelli 1982.
- [6] Perkins – *Introduction to high energy physics* – Addison-Wesley Publishing Company, 1987.
- [7] H. Frauenfelder and E. M. Henley – *Subatomic Physics* – Prentice Hall 1991
- [8] V. Koch - *Aspects of Chiral Symmetry* - LBNL-39463 UC-413 1996.
- [9] Prof. Santra - *Chiral Symmetry* - seminario 2001.
- [10] G.E. Brown and M. Rho – *Scaling effective lagrangians in a dense medium* - Phys. Rev. Letter. 66 21 (1991) 2720.
- [11] Wolf et al.– *Dilepton production in heavy ion collisions* - Nucl. Phys. A517 (1990) 615.
- [12] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya,– *Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter* - Phys. Rep. 308 (1999) 65.

-
- [13] T. Hatsuda and S.H. Lee – *Vector mesons in nuclear matter* - Phys. Rev. A590 (1995) 545c.
- [14] Wolf et al. – *Eta and dilepton production in heavy ion reactions* - Nucl. Phys. A552 (1993) 549.
- [15] F.Klingl and W. Weise – *Vector mesons in medium* - Nucl. Phys. A606 (1996) 329.
- [16] R.Rapp, G. Chanfray and J. Wambachm – *Low mass e^+e^- pairs propagation from in medium ρ meson propagation* - Nucl. Phys. A617 (1997) 472.
- [17] G. Agakichiev et al., per la collaborazione CERES – *CERES results on low-mass electron pair production in Pb-Au collisions*.
- [18] G. Agakichiev et al., per la collaborazione CERES, – *Enhanced Production of Low-Mass Electron Pairs in 200 GeV/Nucleon S-Au Collisions at the CERN Super Proton Synchrotron (SPS)* - Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 7.
- [19] E. L. Bratkovskaya, et al. – *Dilepton production and m_T -scaling at BEVALA/SIS energies* - Nucl. Phys. A634 (1998) 168.
- [20] R. J. Porter et al., per la Collaborazione DLS – *Dielectron Cross Section Measurements in Nucleus-Nucleus Reactions at 1.0 AGeV*.
- [21] G. Roche et al., per la Collaborazione DLS – *Dielectron production in Ca+Ca collisions at 1.0 and 2.0 AGeV*.
- [22] A. Yegneswaran et al, per la collaborazione DLS – *The dilepton spectrometer* - Nucl. Instr. Meth., A290 (1990) 61.

-
- [23] HADES collaboration - *Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer*.
- [24] P.Salabura, per la collaborazione HADES - *High-Acceptance Di-Electron Spectrometer* - Nucl. Phys. B44 (1995) 701
- [25] R. Schicker, et al.- *Acceptance and resolution simulation studies for the dielectron spectrometer HADES at GSI* - Nucl. Instr. Meth. A380 (1996) 586.
- [26] C. Garabatos, per la collaborazione HADES - *The HADES dilepton spectrometer*.
- [27] J. Stroth et al., per la collaborazione HADES - *Dilepton Spectroscopy with HADES at SIS*.
- [28] A. Tikhonov, per la collaborazione HADES - *HADES spectrometer physics motivation and first tests of detectors*.
- [29] Leo W. R.- *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*- Springer-Verlag, 1987.
- [30] G. F. Knoll - *Radiation detection and measurements* – John Wiley & Sons, New York 1979.
- [31] J. R. Taylor - *Introduzione all'analisi degli errori* - Zanichelli.
- [32] L.Cosentino, P. Finocchiaro, M. Gu – *Preliminary results on the performance of plastic counters for the HADES Time of Flight (TOF) Wall* - Report LNS.
- [33] P. Finocchiaro and D.Vasiliev, proposal LNS – *A Proposal for On-line Calibration of the TOF Data* – private communication.

-
- [34] J. Lehnert et. al. – *The trigger System for the HADES Detector* – per la collaborazione HADES.
- [35] H. Bokemeyer et al., per la collaborazione HADES - *Development of low mass drift chambers for the HADES Spectrometer*.
- [36] J. Lehnert et Al. - *Ring recognition in the HADES second-level trigger* - Nucl. Instr. Meth. A433 (1999) 268 .
- [37] J. Friese - *HADES, the New Electron-Pair Spectrometer at GSI* - Nucl. Phys. A654 (1999) 1017c.
- [38] J. Stroth, per la collaborazione HADES - *Status and physics perspectives of the new dilelectron spectrometer HADES* - Advances in Nuclear Dynamics 5 (1999) 311.
- [39] C. Müntz, per la collaborazione HADES - *The Di-Electron Spectrometer HADES at GSI: a Status Report* - Nucl. Phys. B78, (1999) 139.
- [40] J. Friese, per la collaborazione HADES - *Studying In-Medium Hadron Properties with HADES* - Part. and Nucl. Physics 42, (1999) 235.
- [41] K. Zeitelhack et al. - *The HADES RICH Detector* - Nucl. Instr. Meth. A433, (1999) 201.
- [42] A. Kastenmüller et al. - *Fast detector readout for the HADES-RICH* - Nucl. Instr. Meth. A433, (1999) 438.
- [43] J. Friese et al. - *Enhanced Quantum Efficiency for CsI Photocathode Layers Grown on Special Substrate Films and Cured in Medium Vacuum* - Nucl. Instr. Meth. A438, (1999) 86.

-
- [44] H. Rabus et al. - *Quantum Efficiency of Cesium Iodide Photocathodes in the 120 nm to 220 nm Spectral Range Traceable to a Primary Detector Standard* - Nucl. Instr. Meth. A438, (1999) 94.
- [45] R. Gernhäuser et al. - *Cesium Iodide Photon Converter Performance in a Gaseous RICH Detector* - Nucl. Instr. Meth. A438, (1999) 104.
- [46] S. Chernenko et al. - *Development and Investigations of Low - Mass Multi-layer Drift Chambers (MDC-2) for the Inner Part of the HADES Spectrometer* - JINR Rapid Communications 5-99 (1999).
- [47] C. Garabatos, per la collaborazione HADES - *The HADES dilepton spectrometer* - Nucl. Phys. B61B (1998) 607.
- [48] Garabatos et al. - *Optimisation of low-mass drift chambers for HADES* - Nucl. Instr. Meth. A412 (1998) 38.
- [49] R. Schicker et al. - *A Versatile Dielectron Trigger for Nucleon-Nucleon and Nucleus-Nucleus collisions* - Nucl. Instr. Meth. A413, (1998) 213.
- [50] C. Agodi et al., per la collaborazione HADES - *The Time of Flight Wall for the HADES Spectrometer* - IEEE Transactions on Nucl. Science 45, Nr. 3 (1998) 665.
- [51] F. Dohrmann et al., per la collaborazione HADES - *A Low-Mass Drift Chamber System for the HADES Spectrometer* - Acta Phys. Polonica B29 (1998) 3189.
- [52] A. Balanda - *Reconstruction of Track Parameters in Multi Wire Drift Chambers* - Acta Phys. Slovaca 47, No 5 (1997) 417.
- [53] R. Gernhäuser et al. - *Photon detector performance and radiator scintillation in the HADES RICH* - Nucl. Instr. Meth. A371, (1996) 300.
-

-
- [54] R. Schicker et al. - *Acceptance and Resolution Studies for the Di-Electron Spectrometer HADES at GSI* - Nucl. Instr. Meth. A380, (1996) 586.
- [55] W. Schön et al - *Simulation of recoilless production of mesons* - B27, No 11 (1996) 2959.
- [56] P. Salabura, Acta Phys. Polonica B27 No 11, (1996) 3095, per la collaborazione HADES - *Dilepton Spectroscopy with HADES at SIS*.
- [57] P. Salabura, et al., per la collaborazione HADES - *HADES - a high acceptance di-electron spectrometer* - Nucl. Phys. B44, (1995) 701.
- [58] H. Neumann et al, - *HADES - a high acceptance dielectron spectrometer proposed for relativistic heavy-ion collisions* - Acta Physica Slovaca 44, (1994) 195.
- [59] R. Schicker and H. Tsertos - *Simulation of the HADES first level trigger. PART I: Performance in heavy-ion induced reactions* - Univ. of Cyprus, Preprint nucl-ex/9610002, (1996).
- [60] R. Schicker and H. Tsertos - *Simulation of the HADES first level trigger. PART II: Performance in hadron induced reactions* - Univ. of Cyprus, Preprint nucl-ex/9610003, (1996).
- [61] R. Schicker and H. Tsertos - *Simulation of the HADES first level trigger. PART I: Performance in heavy-ion induced reactions* - Univ. of Cyprus, Preprint nucl-ex/9610002 (1996).
- [62] R. Schicker and H. Tsertos - *Study of the HADES first level trigger efficiency for the collision system $p + Ni$* - Univ. of Cyprus, Preprint UCY-PHY-96/10 (1996).
-

-
- [63] R. Schicker and H. Tsertos - *Study of the HADES first level trigger efficiency for the light collision system Ne + Ne* - Univ. of Cyprus, Preprint UCY-PHY-96/8 (1996) .
- [64] R. Schicker and H. Tsertos - *Study of the HADES first level trigger efficiency for the heavy collision system Au + Au* - Univ. of Cyprus, Preprint UCY-PHY-96/4 (1996).
- [65] H. Bokemeyer et. al. - *The TOF wall for the HADES spectrometer* - Preprint ITEP 16-97 (1997).
- [66] B. Kolb, report interno per la collaborazione HADES, 1995 - *HADES data acquisition Remarks*.
- [67] M. Kurata et al. – *Study of timing degradation and light attenuation in long plastic scintillation rods for time-of-flight counters in relativistic heavy ion experiments* – nucl. Instr. And Meth. A349 (1994) 447.
- [68] J.M. Benlloch et al. – *Physical properties of the TOF (time of flight) scintillation counters of DELPHI* – Nucl. Instr. And Meth. A290 (1990) 327.
- [69] X.H. Yang et al. – *Montecarlo studies of the performance of scintillator detectors for time-of-flight measurements* – Nucl. Instr. And Meth. A354 (1995) 270.
- [70] G.D.D'Agostini et al. – *Time-of-flight resolution for a long scintillator counter* – Nucl. Instr. And Meth 219 (1984) 495.
- [71] R. Perrino et al. – *Timing measurements in long rods of BC408 scintillators with small cross-sectional sizes* – Nucl. Instr. And Meth A381 (1996) 324.
-

- [72] Bin Lu et al. – *The Cockcroft Walton photomultiplier tube base and the Ethernet high voltage controller* – Nucl. Instr. And Meth. A313 (1992) 135.
- [73] M. Kuhlen et al. – *Timing properties of long scintillation counters based on scintillation fibers* – Nucl. Instr. And Meth. A301 (1991) 223.
- [74] M. Moszynski et al. – *Status of timing with plastic scintillation detectors* – Nucl. Instr. And Meth. 158 (1979) 1.