Introduzione

La Fisica Sperimentale negli ultimi 10–15 anni è stata caratterizzata dalla nascita di grandi Collaborazioni che sono cresciute sempre più fino a raggiungere le considerevoli proporzioni di diverse centinaia di persone, vere e proprie popolazioni di Fisici che hanno unito sforzi economici ed intellettuali di diverse Nazioni per affrontare una sfida difficile ed affascinante: cercare di indagare le leggi più segrete della Natura. Seguendo questa impostazione sono stati raggiunti dei risultati notevolissimi nella conoscenza delle Forze che governano l'Universo: un esempio per tutti è la scoperta dei bosoni $W^{\pm}$ e Z^{0} che ha portato all'unificazione delle formulazioni delle interazioni debole ed elettromagnetica.

Il prezzo che si paga per il raggiungimento di tali traguardi è, in ogni caso, una elevata complessità a più livelli, non solo di progettazione e realizzazione degli apparati sperimentali, ma anche di interpretazione ed analisi dei dati, che fa sì che i risultati ottenuti siano il frutto del lavoro più che decennale di molti Fisici sperimentali e teorici esperti.

In una tale situazione risulta comprensibile che un Fisico giovane, con poca esperienza, affacciandosi su un panorama tanto vasto e complesso, finisca per lavorare solamente ad un aspetto particolare, anche se importante, e perda la visione d'insieme di un esperimento o conosca poco le parti di cui non si occupa direttamente. Ritengo, pertanto, che sia positivo per la formazione di un giovane Fisico entrare a far parte, all'inizio della sua carriera, di una Collaborazione di media grandezza, in modo da riuscire ad avere presenti tutti i molteplici aspetti che, nel loro insieme, costituiscono un esperimento, se pure non a seguire in prima persona tutte le fasi della sua evoluzione, dalla sua ideazione alla progettazione, simulazione, costruzione dei prototipi dei rivelatori, test dei medesimi, scrittura dei programmi di monitor e di analisi, fino alla presa dati e all'ottenimento dei primi risultati ed oltre... .

Questo non sempre è possibile e perciò ritengo di essere stata fortunata per aver avuto l' opportunità di essere presente alla ideazione concettuale e, spero, alla realizzazione dell'esperimento FINUDA. Di conseguenza la mia tesi avrà un carattere prettamente sperimentale e sarà volta non solo ad illustrare quanto io stessa ho prodotto nei tre anni del Ciclo di Dottorato, ma anche a riportare quanto altri ricercatori e professori attorno a me hanno realizzato per la buona riuscita del progetto FINUDA.

Essa risulta strutturata in tre parti. Nella prima (Capitoli 1, 2 e 3) viene fatta una breve panoramica delle caratteristiche del collisionatore e^{+}–e^{-} DAΦNE, presso il quale verrà installato il rivelatore FINUDA, e delle tematiche fisiche che esso permetterà di affrontare, con particolare attenzione alla Fisica degli Ipernuclei che costituisce il punto centrale del programma scientifico dell'esperimento, seguita da una descrizione ragionata dell'apparato sperimentale. Nella seconda (Capitoli 5 e 6) viene descritto lo sviluppo del progetto del prototipo di camere a deriva che verranno utilizzate per costruire il tracciatore esterno dello spettrometro ed i test che hanno permesso di caratterizzarne completamente il comportamento. Nella terza parte, infine, (Capitolo 7) vengono illustrati il programma di simulazione dell' apparato di FINUDA e le tecniche di pattern recognition e di ricostruzione degli eventi sviluppate per la spettroscopia ipernucleare che si propone di studiare FINUDA.

Capitolo 1

DAΦNE, Double Annular ϕ–Factory for Nice Experiments

1.1 Il collisionatore DAΦNE

DAΦNE (Double Annular ϕ–Factory for Nice Experiments) è il progetto [1], in via di attuazione, di un collisionatore elettrone–positrone che operi alla energia del centro di massa della particella ϕ (1020 MeV). Esso è in fase di costruzione presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'I.N.F.N. negli edifici che hanno ospitato l'anello di accumulazione ADONE, ormai smantellato, ed è previsto che inizi ad operare verso la fine del 1996.

La caratteristica fondamentale di DAΦNE è l'elevata luminosità: ad un anno dall'entrata in attività è previsto che venga raggiunto un valore $\mathcal{L} = 10^{32}$ cm^{-2}s^{-1}, mentre il valore definitivo di lavoro, atteso dopo un periodo di messa a punto e di perfezionamento della macchina, è $\mathcal{L} = 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}.

Il criterio che ha ispirato il progetto [2] è quello di ottenere l'elevata luminosità grazie ad una elevata frequenza di collisione e di raggiungere questa mediante la costruzione di due anelli separati che si intersecano in due regioni di interazione, nei quali viene immagazzinato un gran numero di 'bunch' a piccola distanza l'uno dall'altro. Il complesso degli acceleratori di DAΦNE, mostrato in Fig.1.1, comprende il sistema di iniezione, costituito da due LINAC e da un anello di accumulazione, e il doppio anello principale, ossia DAΦNE stesso. La tabella 1.1 riassume i parametri di fascio del doppio anello, mentre la Fig.1.2, tratta da [3], fornisce, in forma schematica, una vista dall'alto degli anelli: il punto di inserzione dei positroni è indicato con LS$^+$, quello degli elettroni con LS$^-$ e il verso di percorrenza della corrente è orario; in prossimità delle regioni di interazione (indicate con IP) i due fasci si trovano a procedere entrambi in una camera a vuoto comune e vengono ad intersecarsi nel piano orizzontale formando un angolo di circa 20 mrad.

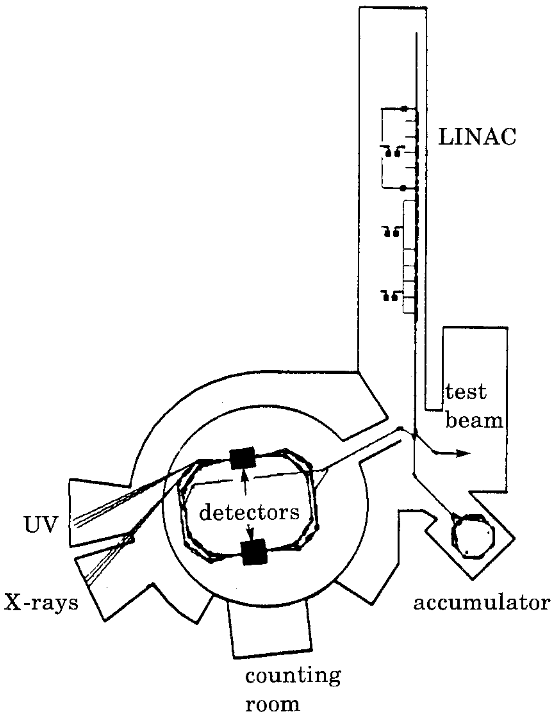

Figura 1.1: Vista generale del complesso degli acceleratori di DAΦNE

Energia (GeV)	0.51
Luminosità (cm^{-2} s^{-1})	10^{32}– 10^{33}
Circonferenza (m)	94.56
Dimensione orizzontale del fascio nel punto di interazione: r.m.s. (mm)	2.11
Dimensione verticale del fascio nel punto di interazione: r.m.s. (mm)	0.021
Lunghezza del bunch r.m.s. (mm)	30.0
Angolo di intersezione sul piano oriz. (mrad)	20.0
Frequenza di collisione (MHz)	380.44
Numero di bunch per anello	120
Numero massimo di particelle/bunch	$9.0 \cdot 10^{10}$
Corrente totale media massima (A)	5.5

Tabella 1.1: Parametri di fascio di DAΦNE

Il sistema di iniezione è preceduto da una sezione di pre–iniezione consistente in un catodo, che fornisce elettroni, seguito da una griglia per la formazione degli impulsi e da un anodo ad alta tensione per la prima accelerazione. In questa sezione si possono raggiungere correnti elevate, fino a 10 A. Gli e^- così prodotti entrano nel primo LINAC, che li accelera fino a 270 MeV. I positroni vengono creati all'uscita del primo LINAC inserendo un bersaglio di materiale ad elevato Z in cui gli elettroni emettono, per radiazione di frenamento, fotoni, i quali, a loro volta, convertono in coppie e^+– e^-. Le particelle cariche, e^+ o e^- di volta in volta, entrano nel secondo LINAC che le porta ad una energia di 540 MeV, lievemente superiore a quella dei fasci degli anelli principali. Tra la sezione dei LINAC e la sezione principale è posto un piccolo anello di accumulazione (diametro circa 10 metri), che lavora alla stessa energia del doppio anello. La sua frequenza di iniezione è quella dei LINAC, cioè 50 Hz, mentre la frequenza di estrazione verso DAΦNE è di 1–2 Hz. Due sono i vantaggi fondamentali apportati dalla presenza di un anello di accumulazione: come prima cosa esso evita la saturazione dell'iniezione dovuta all'elevato numero di impulsi e, per di più, esso disaccoppia la sezione principale dalla sezione di iniezione, di modo che l'emittanza e la risoluzione in energia del fascio che va verso DAΦNE siano molto più contenute di quelle del fascio che arriva direttamente dal LINAC.

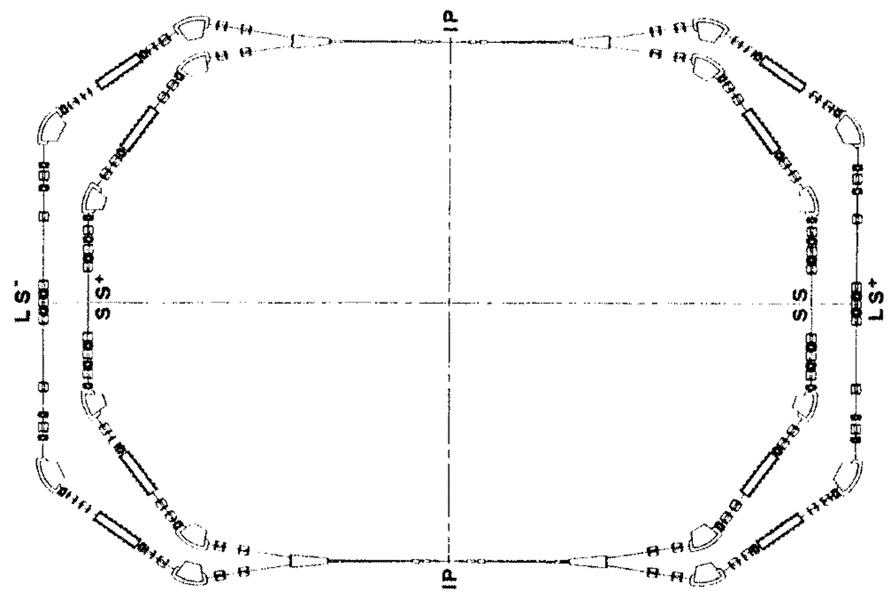

Figura 1.2: Vista dall' alto del doppio anello di DAΦNE.

Il riempimento del doppio anello avviene in due tempi: ad ogni ciclo di riempimento i positroni, prodotti all'uscita del primo LINAC e accelerati a 540 MeV dal secondo, vengono immagazzinati con una frequenza di 50 Hz nell'anello di accumulazione in ragione di 45 impulsi; poi l'iniezione si ferma per 0.1 s per lasciare smorzare le oscillazioni di sincrotrone e di betatrone introdotte dall'operazione di iniezione, prima di estrarre il fascio per inviarlo alla linea di iniezione di e^+ di DAΦNE. Gli e^- vengono iniettati secondo una procedura analoga quando il riempimento di e^+ è finito. Il tempo totale di iniezione (e^+ + e^-) partendo con l'anello vuoto è di circa 10 minuti; il tempo di 'topping up', cioè il tempo necessario per riportare la luminosità al valore nominale quando questa scende al di sotto di un certo limite, sarà ovviamente inferiore (circa 5 minuti ogni ora).

1.2 Fisica a DAΦNE

DAΦNE, dunque, è stato progettato per essere una ϕ–factory di elevate prestazioni. Dato che la particella ϕ decade con vita media $\tau \simeq 10^{-22}$s secondo i canali, con relativi branching ratios, [4]:

$$\phi \longrightarrow \begin{cases} \mathrm{K^+K^-} & (\sim 49.5\%) \\ \mathrm{K_L K_S} & (\sim 34.4\%) \\ \rho\pi & (\sim 12.9\%) \\ \gamma\eta & (\sim 1.28\%) \\ \gamma\eta' & (< 0.041\%) \\ \text{altri} & (\sim 2\%) \end{cases} \tag{1.1}$$

DAΦNE risulta essere una ottima K–factory, sia per K carichi che per K neutri ed è poi anche una buona 'sorgente' di mesoni ρ ed η ed una debole 'sorgente' di mesoni η'. L' elevata luminosità a cui lavorerà DAΦNE consentirà un elevato tasso di produzione di particelle : utilizzando come valore di riferimento per la luminosità $\mathcal{L} \sim 5 \cdot 10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$ e tenendo conto che la sezione d'urto e^+e^- al picco della ϕ è $\sigma_{peak} \sim 4.4 \cdot 10^{-30} cm^2$, in un anno ($\sim 10^7$ s) verranno prodotte:

$$\sim 2.2 \cdot 10^{10}\ \phi \longrightarrow \begin{cases} \sim 1.1 \cdot 10^{10} & \text{coppie } \mathrm{K^+K^-} \\ \sim 7.6 \cdot 10^{9} & \text{coppie } \mathrm{K_L K_S} \\ \sim 2.8 \cdot 10^{9} & \rho \\ \sim 2.8 \cdot 10^{8} & \eta \\ \text{qualche } 10^6 & \eta' \end{cases} \tag{1.2}$$

Il fatto che la ϕ venga prodotta a riposo, e che pertanto i prodotti dei suoi decadimenti in due corpi vengano emessi a 180° l'uno rispetto all'altro, fornisce la possibilità di effettuare un 'tagging' degli eventi selezionando solo quelli di interesse, sì da eliminare pressoché completamente il fondo. Il rateo di eventi buoni osservati, in ultima analisi, dipenderà dall'efficienza di tagging dei rivelatori. Da un punto di vista fisico, l'elevata luminosità del collisionatore si traduce nella possibilità di acquisire in tempi ragionevoli un numero di 'eventi buoni' sufficiente per raggiungere elevate precisioni statistiche.

Il programma fisico di DAΦNE [1][5], alla nascita del progetto, era incentrato sulla osservazione della violazione diretta di CP nel decadimento dei K_L, cioè nella misura di ϵ'/ϵ con precisione dell'ordine di 10^{-4}. Infatti lo stato $K^0\ \bar{K}^0$ prodotto nel decadimento della ϕ è un autostato dispari di C ed è pertanto un puro stato $K_L\ K_S$ antisimmetrico. Da ciò segue che in una ϕ–factory è possibile avere decadimenti di K_L e K_S nello stesso rivelatore senza necessità di un rigeneratore e con un flusso relativo di K_L e K_S perfettamente noto; questo rende la ϕ–factory un laboratorio privilegiato per lo studio della violazione di CP. Inoltre, sebbene possa sembrare poco opportuno studiare decadimenti rari dei mesoni K ad un collider, dove l'intensità del fascio di K è più bassa che altrove (K–factory o fasci estratti in esperimenti a bersaglio fisso), in realtà la possibilità di rivelare, grazie al 'tagging', la presenza di un $K^0_{S/L}$ con il corrispondente $K^0_{L/S}$ per produrre un considerevole fascio (qualche 10^{10} K per anno) di kaoni privo di fondo e, comunque, di selezionare, sempre tramite 'tagging', lo stato iniziale della reazione rende possibile studiare diversi canali di violazione di CP particolarmente interessanti, quali i decadimenti:

$$K^{\pm} \longrightarrow \pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\mp} \tag{1.3}$$
$$K^{\pm} \longrightarrow \pi^{0}\pi^{0}\pi^{\pm} \tag{1.4}$$
$$K^{\pm} \longrightarrow \pi^{\pm}\pi^{0}\gamma \tag{1.5}$$
$$K_{S/L} \longrightarrow \pi^{+}\pi^{-}\gamma \tag{1.6}$$
$$K_{L} \longrightarrow \pi^{+}\pi^{-}\pi^{0} \tag{1.7}$$

da cui è possibile ricavare informazioni sul rapporto ϵ'/ϵ per mezzo di misure di asimmetrie.

Il ruolo di una ϕ–factory risulta essere complementare a quello dei fasci di K ad alta intensità: la ϕ–factory è più adatta allo studio di una larga gamma di decadimenti di $K_{S/L}$e $K^{\pm}$ che violano CP, mentre per lo studio di decadimenti molto rari di K^0_S e K^+ sono più adatte le elevate intensità di fascio, anche se è più difficile produrre fasci puri. Ciononostante, un altro campo di indagine a DAΦNE consisterà nell'approfondimento della cinematica dei decadimenti rari dei mesoni K, quali i processi che vengono indicati dalle sigle K_{l2}, K_{l3} e K_{l4} con emissione di fotoni o meno, tramite una più accurata determinazione degli elementi di matrice e dei ratei di decadimento che li descrivono. Un altro argomento di studio saranno i decadimenti non leptonici $K \longrightarrow 3\pi$: lo studio dei Dalitz plot di queste reazioni costituisce, infatti, un test della descrizione in termini di lagrangiana chirale delle interazioni deboli non leptoniche in cui si ha variazione di stranezza $\mid \Delta S \mid$=1. Anche i decadimenti radiativi non leptonici dei mesoni K possono poi fornire informazioni sulla componente debole della lagrangiana chirale. Grazie alla elevata sensibilità raggiungibile, DAΦNE potrà dare indicazioni anche sulle violazioni delle altre simmetrie fondamentali (si veda, ad esempio, [5] pag.45 e bibliografia citata).

A fianco di questo tipo di indagini, che coinvolgono esclusivamente i mesoni K come sistemi isolati, si pone un altro tipo di ricerca che considera i K come particelle che interagiscono con la materia. Introducendo un bersaglio (di Idrogeno o Deuterio) sarà possibile studiare lo scattering K–$\mathcal{N}$ su protone e neutrone. L'interesse rappresentato da queste reazioni è legato all'eventuale contenuto di stranezza del nucleone che pare essere richiesto da alcune discrepanze tra previsioni teoriche e misure sperimentali. Infatti, nell'ambito della QCD le masse dei quark vengono introdotte tramite un termine di massa della lagrangiana chirale, il quale comporta una rottura spontanea di simmetria. L'operatore di rottura della simmetria chirale può essere misurato a partire dal σ–term dell'interazione π– $\mathcal{N}$ [6] ottenuto dai dati di scattering π–$\mathcal{N}$ e di atomi pionici, ma la massa che si ricava in tal modo per il nucleone è più piccola di circa 300 MeV rispetto a quella reale. Per risolvere il problema si potrebbe pensare che in realtà il nucleone contenga circa un 10–20% di quark s$\bar{\mathrm{s}}$. Anche la cosiddetta crisi dello spin del protone, nata da studi volti a determinare la frazione dello spin del protone portata da ogni flavor [7], potrebbe trovare soluzione ipotizzando che una notevole frazione dello spin sia dovuta a coppie di quark s$\bar{\mathrm{s}}$. Ancora, la apparentemente ampia violazione della cosiddetta regola OZI [8], che stabilisce la soppressione dei processi descritti da diagrammi a quark sconnessi, richiederebbe un contenuto di quark strani nel protone per spiegare l'elevato valore misurato dell'accoppiamento della particella ϕ agli adroni, se questa è effettivamente un puro stato s$\bar{\mathrm{s}}$. Il puzzle del contenuto di stranezza del nucleone potrebbe trovare una chiarificazione a DAΦNE grazie ad una più precisa determinazione dei σ–term dell'interazione K–$\mathcal{N}$ mediante scattering elastico $K^+\ p$ e $K^-\ p$ e misure di processi di scambio carica (CEX) $K^-\ p\ \longrightarrow\ K^0\ n$ a basse energie, mentre misure di sezioni d'urto di scattering K$^+$–$\mathcal{N}$ potrebbero gettare luce sull'effetto EMC–like legato al valore del rapporto:

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma(K^+\ {}^{12}C)}{\sigma(K^+\ d)}. \tag{1.8}$$

Un altro tipo di interazione di K carichi con la materia è rappresentato dalle reazioni di Scambio di Stranezza:

$$\mathrm{K^-n} \longrightarrow \pi^-\Lambda^0 \tag{1.9}$$
$$\mathrm{K^-n} \longrightarrow \pi^-\Sigma^0 \tag{1.10}$$
$$\mathrm{K^-p} \longrightarrow \pi^0\Lambda^0 \tag{1.11}$$
$$\mathrm{K^-p} \longrightarrow \pi\Sigma \tag{1.12}$$

che, se avvengono su nucleoni legati in un nucleo, possono dare origine ad una classe particolare di sistemi a molti corpi che vanno sotto il nome di Ipernuclei , caratterizzati dall'essere composti, oltre che dai normali nucleoni, anche da un adrone strano (iperone). Questo è il campo di ricerca fondamentale dell'esperimento FINUDA e costituisce l'argomento di una trattazione un po' più approfondita che viene affrontata nel capitolo seguente.

Al di là di tutti gli argomenti che possono essere coinvolti dalla fisica dei mesoni K, a DAΦNE potranno trovare luogo ancora altri studi; in breve:

- essendo DAΦNE un collisionatore e^+e^-, sarà possibile misurare la sezione d'urto adronica $\sigma(e^+e^- \longrightarrow adroni)$ a bassa energia (circa attorno alla massa del mesone ρ) per determinare il contributo adronico all' anomalia del rapporto giromagnetico del μ: $a_\mu = (g - 2)/2$;

- poichè la particella ϕ decade anche in stati finali non contenenti K, si potranno studiare i decadimenti radiativi della ϕ stessa

$$\phi \longrightarrow \begin{cases} \eta\gamma \\ \eta'\gamma \end{cases} \tag{1.13}$$

sensibili al contenuto s$\bar{\text{s}}$ di η e di η', nonchè l'angolo di mixing η–η' ed i decadimenti della η che è prodotta in quantità ragionevole.

Capitolo 2

Cenni di Fisica degli Ipernuclei

2.1 Fisica degli Ipernuclei

Un argomento di particolare interesse nell'ambito della Fisica delle Energie Intermedie è lo studio di stati legati di iperoni nella materia nucleare, altrimenti detti stati ipernucleari.

Gli Ipernuclei furono osservati per la prima volta nel 1953 da M. Danysz e J. Pniewsky [9], i quali, analizzando i dati registrati da un pacco di emulsioni fotografiche esposte alla radiazione cosmica nella stratosfera, rilevarono la presenza di un evento mai visto in precedenza, che ammetteva una interpretazione ragionevole supponendo l'esistenza di un frammento nucleare contenente un iperone Λ, cioè di un Ipernucleo Λ. Lo studio di eventi simili fu poi condotto facendo uso di sorgenti naturali di mesoni K, quali raggi cosmici, finchè nel 1956 furono disponibili fasci di Kaoni alle nuove macchine acceleratrici. Fino agli anni '70 la ricerca fu basata sull'uso di dispositivi di visualizzazione, emulsioni fotografiche e camere a bolle, grazie ai quali si pervenne alla identificazione e classificazione di Ipernuclei leggeri per mezzo dell'analisi cinematica della stella di disintegrazione dell'Ipernucleo stesso: si ebbero così informazioni sull'energia di legame della particella Λ nell'Ipernucleo e sui suoi modi di decadimento. Dagli anni '70 sono stati usati degli spettrometri magnetici per effettuare l'analisi cinematica della reazione di formazione, cosa che ha permesso la scoperta e l'identificazione degli stati eccitati degli Ipernuclei Λ, nonchè i successivi tentativi di descrizione del potenziale di interazione Λ–nucleo. Del 1980 è, infine, la stupefacente scoperta, peraltro non confermata, di stati legati Σ–nucleo ad energie ben definite.

I motivi di interesse per lo studio degli Ipernuclei sono svariati. Innanzi tutto, essi, a differenza dei nuclei ordinari composti di neutroni e protoni, sono sistemi a tre barioni (n, p, Λ o Σ o Ξ) nei quali viene introdotto un nuovo flavor, quello del quark s, permettendo di produrre delle sonde strane della materia nucleare in grado di fornire informazioni, per esempio, sulla diversa deformazione del core degli A-1 nucleoni prodotta da un altro nucleone o da una particella Λ. Dato, poi, che essi hanno vite medie ($\sim 10^{-10}$ s) molto maggiori dei tempi tipici dell'interazione forte, possono essere utilizzati come laboratori privilegiati per lo studio dell'interazione Λ–$\mathcal{N}$, non effettuabile in processi di scattering a causa della breve vita media della particella Λ. Di ancor maggiore interesse è il fatto che gli Ipernuclei consentono di analizzare un nuovo tipo di interazione debole che non è invece permesso alla Λ libera, cioè la reazione a quattro barioni:

$$\Lambda + \mathcal{N} \longrightarrow \mathcal{N} + \mathcal{N} \tag{2.1}$$

che prende il nome di decadimento non mesonico degli Ipernuclei .

Di interesse più squisitamente legato alla Fisica Nucleare è il fatto che gli Ipernuclei forniscono una eccellente dimostrazione della validità del Modello a Shell a Particella Singola (SPSM), proprio perchè la particella Λ, a differenza di n e di p, non risente delle costrizioni imposte dal principio di Pauli. Infatti l'analisi degli spettri di eccitazione di Ipernuclei come $^{89}_{\Lambda}Y$, argomento sul quale ci si soffermerà più estesamente oltre, dimostra la correttezza del concetto di orbitali nucleari, tipici del Modello a Shell, non solo per la regione di valenza ma anche per la parte più interna del nucleo. Gli Ipernuclei, inoltre, possono permettere di trovare una risposta a quesiti relativi al grado di deconfinamento dei quark negli adroni e all'esistenza di eventuali gradi di libertà di colore nei nuclei e di verificare così l'efficacia del Modello a Quark nel descrivere la parte a corto range dell'interazione barione–barione. Infine, dall'esistenza di Ipernuclei con stranezza -2, cioè Ipernuclei Λ doppi o Ipernuclei Ξ si possono ottenere informazioni sulle interazioni Λ–Λ e Ξ–$\mathcal{N}$. Un panorama sperimentale della Fisica degli Ipernuclei può essere trovato in [10] e [11].

2.2 Ipernuclei Λ

Lo stato fondamentale di un Ipernucleo Λ è visualizzabile come dato dal core degli A-1 nucleoni del nucleo originario nello stato fondamentale e la particella Λ nello stato $1s_{1/2}$ del SPSM. In tal caso l'energia di legame della Λ è definita come:

$$B_\Lambda = M_{core} + M_\Lambda - M_{Ipernucleo} \tag{2.2}$$

dove M_{core} indica la massa del core degli A-1 nucleoni nello stato fondamentale e può essere ricavata dalle tavole dei nuclidi, M_Λ è la massa della particella Λ e $M_{Ipernucleo}$ è il valore misurato della massa dell'Ipernucleo . B_Λ in funzione di A ha un andamento che è all'incirca lineare per Ipernuclei leggeri, mentre il massimo valore che esso assume per Ipernuclei pesanti è $\sim$25 MeV. I valori di B_Λ

vengono riprodotti abbastanza bene da un semplice modello nel quale la particella Λ è confinata in una buca di potenziale sferica, con raggio circa pari a quello del core nucleare e profondità D_Λ che non dipende dalla massa dell'Ipernucleo . Da tale modello si ricava $D_\Lambda \sim 27$ MeV, contro i ~ 50 MeV del neutrone, in nuclei pesanti, differenza consistente con la differenza delle forze di interazione a livello di particelle tra Λ–$\mathcal{N}$ e $\mathcal{N}$–$\mathcal{N}$. La Fig.2.1 mostra una mappa degli Ipernuclei Λ leggeri osservati sperimentalmente a tutto il 1991.

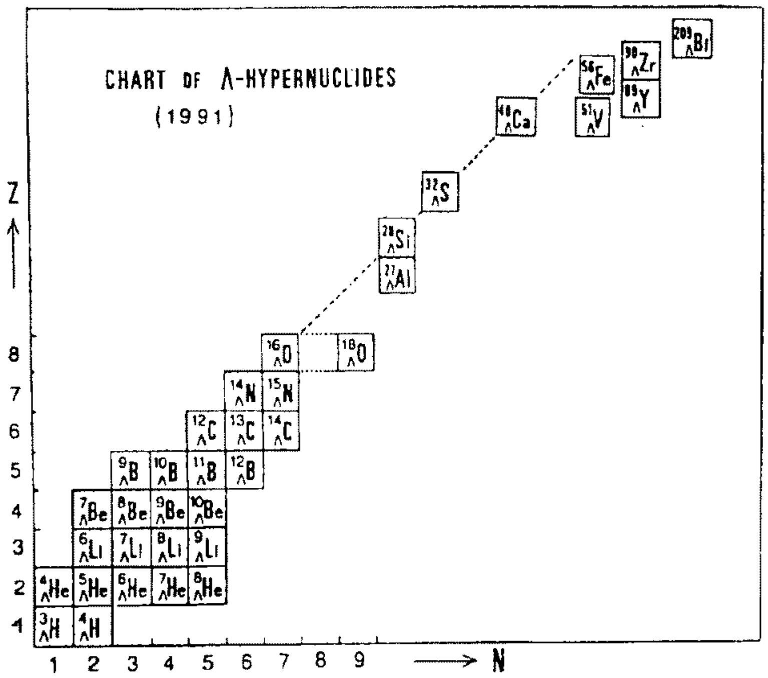

Figura 2.1: Mappa degli Ipernuclei Λ leggeri osservati sperimentalmente a tutto il 1991.

Gli stati eccitati degli Ipernuclei Λ possono essere classificati, in base alla configurazione relativa degli A-1 nucleoni del core e della Λ, in tre tipi differenti:
a) core nello stato fondamentale e Λ in uno degli stati eccitati del SPSM;
b) core in uno stato eccitato, di particella singola o collettivo, e Λ nello stato fondamentale;
c) core e Λ in stati eccitati,
come schematizzato in Fig.2.2. Sperimentalmente è molto difficile studiare separatamente queste tre situazioni, a causa di difficoltà sia strumentali che interpretative legate alla possibilità di mixing delle differenti configurazioni. In particolare, grazie alla spettroscopia dei raggi γ di diseccitazione, prodotti in conseguenza alla cattura di un K^- a riposo, è stato possibile identificare alcuni stati di bassa

eccitazione, con vita medie inferiori a quella degli Ipernuclei , appartenenti ai tipi a) e b), mentre uno studio più esteso è stato condotto sugli stati eccitati prodotti negli esperimenti di formazione, appartenenti ai tipi a) e c).

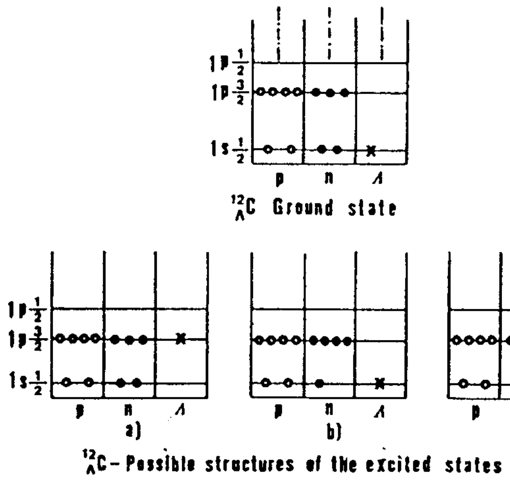

Figura 2.2: Rappresentazione schematica delle tre possibili configurazioni eccitate di uno stato Ipernucleare.

Le reazioni di produzione degli Ipernuclei Λ sono fondamentalmente due: lo Scambio di Stranezza e la Produzione Associata.

La reazione di Scambio di Stranezza:

$$K^- +^A Z \longrightarrow \ {}^A_\Lambda Z + \pi^- \tag{2.3}$$

fa riferimento alla reazione elementare su nucleone libero:

$$K^- + n \longrightarrow \Lambda + \pi^- \tag{2.4}$$

Essa è una reazione esotermica con Q=178 MeV e richiedendo che il π^- sia emesso a 0°, si può trovare, nel sistema di riferimento del laboratorio, un valore 'magico' dell'impulso del K$^-$ incidente, ~530 MeV/c, per il quale la particella Λ viene prodotta a riposo (Λ recoilless) e il π^- ha un impulso pari a quello del K$^-$. In Fig. 2.3 è rappresentata la cinematica della reazione elementare di Scambio di Stranezza. Se questa reazione avviene su un neutrone legato in un nucleo, la Λ prodotta ha una certa probabilità di rimanere legata nel nucleo sostituendo il neutrone senza che vi siano variazioni nei numeri quantici orbitali e di spin. Si produce così uno Stato Sostituzionale Eccitato. La maggior parte delle reazioni collineari in cui l'impulso del K$^-$ incidente è inferiore a 1 GeV/c procede secondo questo meccanismo. Per valori dell'impulso del K$^-$ incidente diversi dall'impulso 'magico' o per transizioni non collineari la Λ viene prodotta con energie ben note e dà origine a Ipernuclei in stati non sostituzionali. Inoltre è stata studiata la reazione di Scambio di Stranezza con K$^-$ a riposo che porta alla produzione di una particella Λ con impulso dell' ordine di grandezza di quello di Fermi e di un π^- con impulso compreso nel range 250÷280 MeV/c a seconda del bersaglio e dello stato ipernucleare finale.

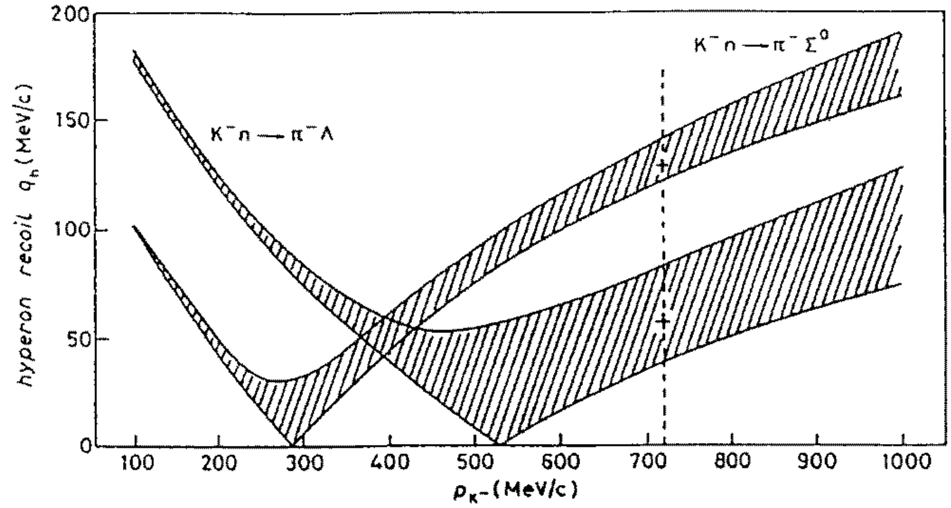

Figura 2.3: Cinematica della produzione di Λ e Σ^0 in avanti. Le curve che limitano inferiormente le aree tratteggiate sono riferite ad un angolo di emissione del π^- di 0°, quelle che limitano superiormente ad un angolo di 6°.

Alcune transizioni prodotte con la reazione (K$^-$, π^-) sono caratterizzate dalla produzione di particelle Λ 'quasi–libere'. Le più importanti sono quelle che corrispondono ad una reazione di Scambio di Stranezza su uno dei neutroni più esterni accompagnata da una transizione della Λ ad una shell vicina. Tali processi hanno però sezioni d'urto depresse di almeno un ordine di grandezza rispetto a quelle relative a produzione di Λ recoilless: valori caratteristici di queste ultime sono dell'ordine del mbarn/sr.

La reazione di Produzione Associata [12]:

$$\pi^+ +^A Z \longrightarrow \ {}^A_\Lambda Z + K^+ \tag{2.5}$$

è legata alla reazione elementare su nucleone libero:

$$\pi^+ + n \longrightarrow \Lambda + K^+ \tag{2.6}$$

È una reazione endotermica con Q$\simeq$-530 MeV, presenta un massimo della sezione d' urto differenziale per un impulso del π^+ incidente pari a 1.05 GeV/c e un valore di soglia per tale impulso che, nel sistema del laboratorio, risulta pari a 0.89 GeV/c; la particella Λ viene prodotta con impulso maggiore di 250 MeV/c. Con tale reazione gli Ipernuclei vengono prodotti in stati eccitati di spin elevato: infatti, dato che nel processo (π^+, K^+) l'impulso trasferito è tipicamente maggiore dell'impulso di Fermi, la sezione d'urto di produzione di stati a basso spin è molto piccola, mentre gli stati di elevato spin, ottenuti accoppiando la particella Λ e lo stato di buca neutronica in una configurazione 'stretched', hanno sezioni d'urto di produzione collineare di almeno 10 μbarn/sr.

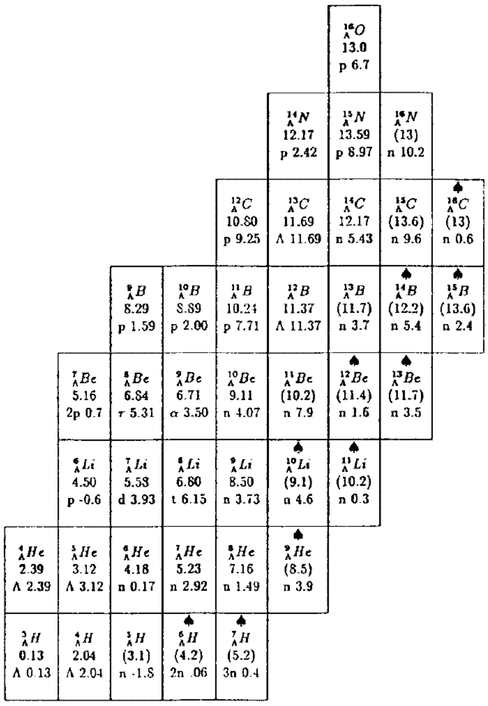

Figura 2.4: Mappa degli Ipernuclei Λ leggeri con energie di legame B_Λ e soglie di instabilità per emissione di particelle. Gli Ipernuclei con eccesso di neutroni osservabili nelle reazioni (K^-_{stop}, π^+) sono indicati con ♠.

I due tipi di reazioni di produzione di Ipernuclei Λ ora descritti rientrano nella categoria delle reazioni a due corpi: in esse, sostanzialmente, uno dei neutroni del nucleo bersaglio viene trasformato in una particella Λ. Sono possibili, però, anche processi a due stadi, in cui si verificano due reazioni sullo stesso nucleo. In particolare [13] una reazione di Scambio di Stranezza (K^-_{stop}, π^0) su un protone del nucleo bersaglio seguita da una reazione di Scambio di Carica (π^0, π^+) su un altro protone potrebbe produrre un Ipernucleo arricchito di neutroni:

$$K^-_{stop} \;+\; {}^{A}X_{Z} \;\rightarrow\; {}^{A}_{\Lambda}X_{Z-2} \;+\; \pi^+ \tag{2.7}$$

In Fig.2.4 è riportata la mappa degli Ipernuclei Λ leggeri con le nuove 'specie' arricchite di neutroni che potrebbero essere osservate mediante la reazione (K^-, π^+).

Ai processi sopra descritti si aggiungono altre reazioni di uso meno frequente, quali la produzione di Ipernuclei pesanti per mezzo della annichilazione a riposo di $\bar{p}$ su bersagli pesanti [14], secondo lo schema:

$$\bar{p}\mathcal{N} \longrightarrow K\bar{K}\pi \tag{2.8}$$

$$\bar{K}\mathcal{N} \longrightarrow \Lambda\pi \tag{2.9}$$

in tal caso la vita media dell'Ipernucleo viene misurata a partire dall'osservazione di una fissione ritardata del sistema nucleare, dovuta all'energia liberata dal decadimento non mesonico della particella Λ ($\sim$170 MeV).

I primi esperimenti basati sullo studio della reazione di produzione degli Ipernuclei partirono all'inizio degli anni '70 ([15] , [16]) al CERN: sfruttavano il processo (K^-, π^-) in volo che, come visto, si dimostra estremamente selettivo per la produzione di stati sostituzionali di basso spin ma rende difficile l'osservazione dello stato fondamentale di Ipernuclei pesanti che richiede un elevato trasferimento di impulso. In esperimenti successivi, condotti soprattutto con bersagli di ^{12}C e ^{16}O [17], apparve chiaro che l'interazione Λ–nucleo non manifesta contributi apprezzabili dal termine di spin–orbita e si arrivò a porre un limite superiore a tale contributo pari a 0.3 MeV (il valore più recente è 0.36$\pm$0.3 MeV per la separazione dei livelli ${}_{\Lambda}P_{1/2}$–${}_{\Lambda}P_{3/2}$ in ^{16}O [18], mentre nel caso dell'interazione $\mathcal{N}$–nucleo può assumere anche valori di alcuni (5–6) MeV.

Esperimenti analoghi furono eseguiti anche al Brookhaven National Laboratory (BNL) dall'inizio degli anni '80 ed ebbero come scopo l'analisi spettroscopica degli Ipernuclei leggeri, sia nella configurazione sostituzionale, mediante la determinazione della distribuzione angolare dei π^- nel caso del ^{12}C [19], sia nella configurazione di stato fondamentale della Λ ($1s_{1/2}$), osservando l'emissione di fotoni da parte dell' ipernucleo in coincidenza con la produzione di π^- [20], nonché lo studio dei decadimenti deboli degli Ipernuclei , in particolare quello non–mesonico. In tali condizioni e sfruttando parallelamente la reazione (K^-,π^-) con K^- a riposo (KEK) , furono indagati gli stati ipernucleari di elementi con masse crescenti, quali ^4H, $^{4,5}He$, ^7Li, ^9Be, ^{12}C, ^{16}O, fino al ^{40}Ca [21]. Usando K^- a riposo, è stata osservata una sostanziale produzione di ${}^4_{\Lambda}H$ indotta dai Kaoni su bersagli 'pesanti' come ^7Li, ^9Be, ^{12}C, ^{16}O e caratterizzata dalla presenza di π^- monocromatici provenienti dal decadimento:

$${}^4_{\Lambda}H \ \longrightarrow \ {}^4He \ + \ \pi^- \qquad p_{\pi} \cong \ 133 MeV/c. \tag{2.10}$$

Contemporaneamente si iniziò a sfruttare la reazione (π^+, K^+) sia al BNL che al KEK. Tale meccanismo apparve, ben presto, superiore a quello di Scambio di Stranezza perchè, dato che implica un trasferimento di impulso alla particella Λ maggiore di 250 MeV/c (~350 MeV/c per impulso del π incidente di 1.05 GeV/c in una reazione collineare), permette una produzione selettiva di stati di elevato spin consentendo di indagare il campo degli Ipernuclei medi e pesanti, soprattutto per configurazioni in cui la Λ è fortemente legata.

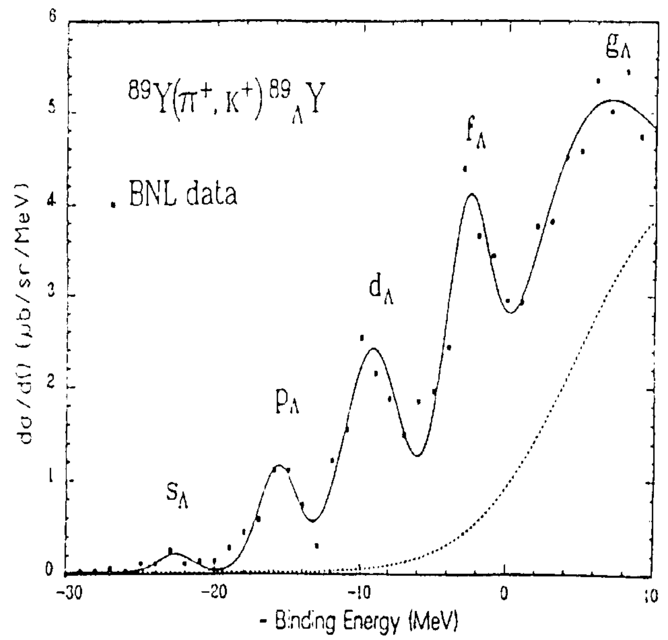

Figura 2.5: Stati Ipernucleari ottenuti nella reazione $^{89}Y(\pi^+,\ K^+)^{89}_{\Lambda}Y$. Sono visibili gli orbitali s, p, d, f, g, della particella Λ legata nel nucleo, come misurati all' AGS. La linea continua rappresenta un calcolo che fa uso della DWIA.

Si potè così stabilire l' esistenza di varie configurazioni di particella singola per la Λ, in particolare lo stato fondamentale 1s, per bersagli dal $^{28}_{\Lambda}$Si fino al $^{89}_{\Lambda}$Y che è, a tutt'oggi, l'Ipernucleo più pesante prodotto con la reazione $(\pi^+,\ K^+)$, studiare i ratei di decadimento debole e radiativo e cercare di gettare luce sulla interazione residua Λ–$\mathcal{N}$. Di particolare spicco è lo spettro di eccitazione ottenuto nel 1989 al BNL [22] per l'Ipernucleo $^{89}_{\Lambda}$Y con un impulso del π^+ incidente pari a 1.05 GeV/c e angolo θ_{K^+}=10°, riportato in Fig.2.5: si può osservare come i valori misurati di B_Λ mostrino dei picchi in buon accordo con i valori attesi per le energie di particella singola nelle shell s, p, d, f, g, ottenuti introducendo un potenziale nucleare tipo Wood e Saxon per descrivere la buca di potenziale nucleare:

$$V(r) = -V_0\{1 + exp[(r-R)/a]\}^{-1} \tag{2.11}$$

in cui V_0 è stato fissato in modo tale da riprodurre l'energia di legame del neutrone mancante ($V_0 \leq$30MeV), ricavata da reazioni di pick–up, R è stato scritto come $R = r_0 A^{1/3}$ ed a è stato posto dell'ordine di 0.5 fm.

Correzioni sono poi state introdotte nell'espressione del potenziale al fine di riprodurre con sempre maggiore accuratezza i valori di B_Λ osservati; nel fare ciò sono stati utilizzati anche dati sulle transizioni radiative degli Ipernuclei , che sono, purtroppo, scarsi sia a causa del piccolo numero efficace di neutroni per l'eccitazione della configurazione ΔL=1, sia a causa delle condizioni sfavorevoli del fondo nelle reazioni (K^-,$\pi^-\gamma$). L'espressione completa del potenziale di interazione Λ–$\mathcal{N}$ può essere scritta come [23]:

$$\begin{aligned} V_{\Lambda\mathcal{N}} \;=\;& V(r) \;+\; V_\Lambda(r)\vec{s_\mathcal{N}}\cdot\vec{s_\Lambda} \;+\; V_\Lambda(r)\vec{l_{\Lambda\mathcal{N}}}\cdot\vec{s_\Lambda} \;+ \\ & V_\mathcal{N}(r)\vec{l_{\Lambda\mathcal{N}}}\cdot\vec{s_\mathcal{N}} \;+\; V_T(r)\{3(\vec{\sigma_\Lambda}\cdot\vec{r})(\vec{\sigma_\mathcal{N}}\cdot\vec{r}) - \vec{\sigma_\mathcal{N}}\cdot\vec{\sigma_\Lambda}\} \;+\; ... \end{aligned} \tag{2.12}$$

dove il primo termine a secondo membro è il termine centrale dell'interazione (Wood e Saxon), il secondo esprime la dipendenza dallo spin che, in accordo con i dati sperimentali, è molto debole, del tipo:

$$V(r) \;+\; V_\Lambda(r)\vec{s_\mathcal{N}}\cdot\vec{s_\Lambda} \;\simeq\; V(r)\cdot(1 - 0.1\ \vec{s_\mathcal{N}}\cdot\vec{s_\Lambda}), \tag{2.13}$$

il terzo e il quarto termine rappresentano la correzione dovuta all'interazione di spin–orbita, anch'essa molto piccola o quasi trascurabile e, infine, il quinto è il termine tensoriale dell'interazione nucleare. Lo studio della interazione residua Λ–$\mathcal{N}$ è comunque lungi dall'essere completo ed ogni informazione sulla posizione degli stati legati negli Ipernuclei è importante per determinare i parametri del potenziale.

Un particolare approccio alla interpretazione dei risultati ottenuti sia con la reazione di Scambio di Stranezza sia con la reazione di Produzione Associata è quello dato dalla Distorted Wave Impulse Approximation (DWIA), in cui si suppone che la reazione di produzione avvenga in presenza di materia nucleare come nello spazio libero e che l'influenza degli altri nucleoni consista unicamente nella introduzione di una distorsione delle funzioni d'onda della particella entrante (K^- o π^+) e di quella uscente (π^- o K^+): la sezione d'urto per la reazione di produzione di uno stato ipernucleare con momento angolare J, nel sistema di riferimento del laboratorio viene scritta come [16], [24]:

$$(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega})^{SL}_{\Lambda\mathrm{J}}\ (\theta = 0°) = (\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega})^{SL}_{\mathrm{reaz.elem.}}\ (\theta = 0°)\cdot \mathrm{N}^{\mathrm{J}}_{\mathrm{eff}} \tag{2.14}$$

dove N^J_{eff}è il numero effettivo di neutroni per una transizione ad uno stato finale con momento angolare J e contiene l'informazione sulla distorsione delle funzioni d'onda di K e π. In tale modello sia il nucleo bersaglio che l'Ipernucleo vengono descritti in un SPSM in cui le funzioni d'onda sia di stato legato che del continuo sono calcolate introducendo nell'equazione di Schroedinger un potenziale Wood e Saxon con parametri tratti dall'analisi fenomenologica dei dati, mentre le onde distorte sono calcolate a partire da potenziali ottici complessi. Gli spettri di stato legato della Λ che vengono così ottenuti devono poi essere allargati con delle distribuzioni di Lorentz per riprodurre la ampiezza sperimentale finita degli stati. Un confronto tra le previsioni del modello DWIA e i risultati ottenuti con ${}^{89}_{\Lambda}$Y ([22]) indica che i picchi osservati nello spettro sperimentale sono molto prossimi ai valori delle energie di legame della Λ e che perciò sarebbero i neutroni della shell più esterna del ^{89}Y ad essere prevelentemente convertiti in Λ. Inoltre, il fatto che si possano riprodurre le proprietà generali degli spettri di eccitazione degli Ipernuclei Λ da ${}^{12}_{\Lambda}$C a ${}^{89}_{\Lambda}$Y, con particolare accordo per ${}^{12}_{\Lambda}$C, ${}^{16}_{\Lambda}$O e ${}^{28}_{\Lambda}$Si, assicura da una parte la piena consistenza del SPSM e dall'altra sottolinea il fatto che gli Ipernuclei sono esempi privilegiati dell'importanza della raffigurazione a shell della struttura dei nuclei, dato che, grazie ad una debole interazione residua Λ–$\mathcal{N}$, anche stati profondi come $1s_{1/2}$ risultano ben stretti ed isolati: in altri termini, la Λ mantiene la sua identità in ambiente nucleare.

Un altro punto non ancora completamente chiarito a proposito degli Ipernuclei sono i meccanismi di decadimento [25][26][27]. Una particella Λ libera decade, per lo più, per mezzo della reazione debole non leptonica:

$$\Lambda \longrightarrow \mathrm{p} + \pi^-(\sim 64\%) \tag{2.15}$$

$$\Lambda \longrightarrow \mathrm{n} + \pi^0(\sim 36\%) \tag{2.16}$$

con $\tau_\Lambda \simeq 2.63 \cdot 10^{-10}$ s e con una produzione di energia di circa 37 MeV. L'impulso del $\mathcal{N}$ prodotto è ∼100 MeV/c nel sistema di riferimento del laboratorio, corrispondente a ∼5 MeV di energia cinetica. Tale reazione può avvenire con variazione di isospin $\Delta T = 1/2,\ 3/2$; può essere vista come una conversione di un quark s in un quark u o d mediante lo scambio di un bosone W, descritta da una hamiltoniana debole:

$$\mathcal{H}_{V-A} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} sin\theta_c cos\theta_c [\bar{u}\gamma_\mu(1-\gamma_5)s][\bar{d}\gamma^\mu(1-\gamma_5)u] + c.c. \tag{2.17}$$

dove θ_c è l'angolo di Cabibbo. Una tale descrizione presupporrebbe, però, un ugual contributo dalle transizioni $\Delta T = 1/2$ e $3/2$, mentre l'accordo tra il valore del rapporto tra i branching ratio delle due reazioni: $\frac{\Lambda \longrightarrow p+\pi^-}{\Lambda \longrightarrow n+\pi^0}$ e il valore del rapporto tra i quadrati dei coefficienti di Clebsch–Gordan per lo stato finale con T=1/2 ($\Delta T = 1/2$) corrispondenti ai contributi degli stati finali (p, π^+) e (n, π^0) indica che il contributo della reazione con $\Delta T = 1/2$ è circa un ordine di grandezza maggiore rispetto a quello del caso $\Delta T = 3/2$, cosa che è conforme con le regole di selezione empiriche per i decadimenti di particelle strane in cui si produca una variazione di stranezza ΔS = ±1.

Anche gli Ipernuclei Λ nello stato fondamentale o in stati eccitati con vita media maggiore della vita media della particella Λ libera decadono tramite processi dominati dalla interazione debole. Il decadimento mesonico, però, è fortemente ridotto a causa del piccolo valore dell'impulso nel nucleone prodotto e risulta 'Pauli blocked' soprattutto negli Ipernuclei pesanti. Il mezzo nucleare influenza il decadimento debole della particella Λ introducendo un nuovo canale non mesonico che diventa il modo di decadimento preferenziale negli Ipernuclei pesanti:

$$\Lambda + \mathcal{N} \longrightarrow \mathcal{N} + \mathcal{N} \tag{2.18}$$

e, in particolare:

$$\Lambda + p \longrightarrow n + p \tag{2.19}$$

$$\Lambda + n \longrightarrow n + n. \tag{2.20}$$

In tal caso l'energia liberata è circa 176 MeV e l'impulso dei nucleoni è circa 417 MeV/c. Lo spazio delle fasi disponibile per tale reazione risulta maggiore di quello del decadimento mesonico e i nucleoni dello stato finale non sono 'Pauli blocked'.

I dati finora disponibili sono scarsi ed affetti da grossi errori dovuti alla bassa statistica, conseguenza delle difficoltà nel produrre numerosi Ipernuclei nello stato fondamentale e nel rivelare i prodotti dei decadimenti. In particolare è molto difficile studiare la reazione $\Lambda + n = n + n$ per la quale si devono rivelare due neutroni veloci (di energia cinetica circa 88 MeV) in coincidenza. Gli esperimenti effettuati sono stati dedicati alla misura della vita media dell'Ipernucleo e dei rapporti:

$$Q^- = \frac{\Gamma^n_{nm} + \Gamma^p_{nm}}{\Gamma_{\pi^-}} \tag{2.21}$$

tra il rateo di decadimento non mesonico totale e quello mesonico con produzione di π^-, e

$$n = \frac{\Gamma^n_{nm}}{\Gamma^{tot}_{nm}} \tag{2.22}$$

tra il rateo di decadimento non mesonico (2.20) e quello non mesonico totale. I valori ottenuti per la vita media degli Ipernuclei τ_{hyp} sono, in genere, affetti da grossi errori e ciò non consente di dire che la vita media della particella Λ nel nucleo sia molto diversa da quella della Λ libera; essi paiono non variare molto con il peso atomico A del bersaglio nucleare. Questo andamento è riportato in Fig. 2.6: i valori indicati sono stati ottenuti con varie tecniche, a partire dalle misure con camere a bolle in cui si vedeva solo il decadimento mesonico $\Lambda \to p + \pi^-$ degli Ipernuclei leggeri fino all'ultima misura per il ${}^{209}_{\Lambda}Bi$ e il ${}^{238}_{\Lambda}U$ effettuato al CERN

[28] la quale ha fornito il valore fino ad ora più preciso: $\tau = (1.25 \pm 0.15) \cdot 10^{-10}$s che starebbe ad indicare una diminuzione della vita media della Λ nella materia nucleare. Per quanto riguarda il rapporto Q^-, i risultati sperimentali indicano una predominanza del canale non mesonico su quello mesonico a partire da Z=3, mentre per l'Elio i due canali sono ancora confrontabili. Infine, a proposito del rapporto n, bisogna osservare che questo è il valore affetto dagli errori più grandi proprio perchè riguarda la reazione di decadimento più difficile da rivelare. Si può dire che esso cresce con il peso atomico A e che, tendenzialmente, per gli Ipernuclei pesanti assume valori compresi tra 0.6 e 0.9, mentre per gli Ipernuclei leggeri assume valori compresi tra 0.3 e 0.4.

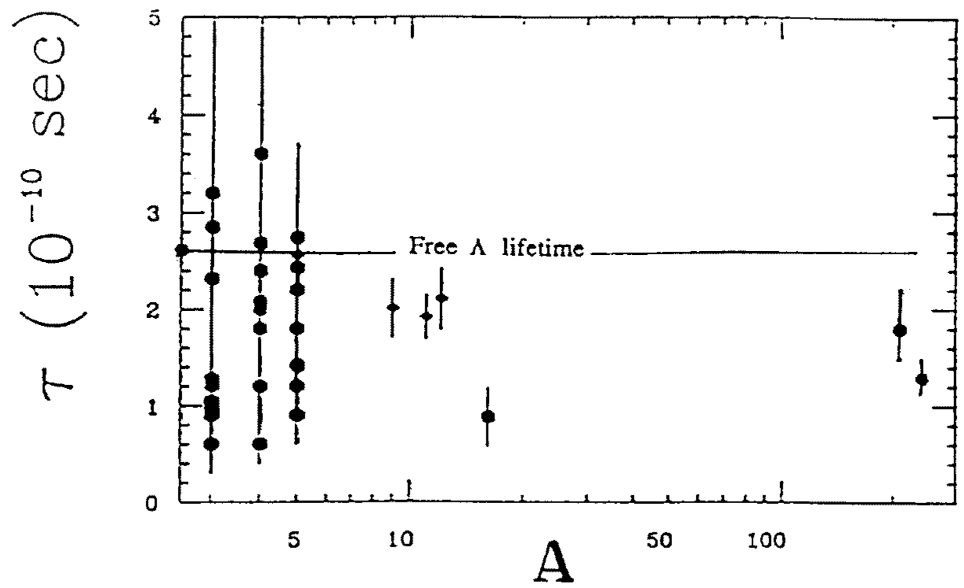

Figura 2.6: Situazione sperimentale attuale della misura della vita media degli Ipernuclei Λ . È indicato anche il valore della vita media della particella Λ libera.

2.3 Ipernuclei Σ

L'esistenza di Ipernuclei Σ in stati energetici ben definiti non era prevista: infatti, poichè la massa della particella Σ è maggiore di circa 80 MeV rispetto a quella della particella Λ, la reazione forte $\Sigma + \mathcal{N} \rightarrow \Lambda + \mathcal{N}$ è permessa nella materia nucleare. Ne segue che la vita media della Σ nella materia nucleare dovrebbe essere dell'ordine di $\tau_\Sigma \sim 10^{-22}$s (la vita media per la particella libera è $\tau_{\Sigma free} \sim 0.8 \cdot 10^{-10}$s) e pertanto, in base al principio di indeterminazione, l'energia di uno stato legato Σ–nucleo dovrebbe essere affetta da una indeterminazione di circa 30 MeV. La produzione di Ipernuclei Σ fa riferimento alle reazioni elementari di Scambio di Stranezza:

$$K^- + n \longrightarrow \Sigma^0 + \pi^- \tag{2.23}$$

$$K^- + p \longrightarrow \begin{cases} \Sigma^- + \pi^+ \\ \Sigma^+ + \pi^- \end{cases} \tag{2.24}$$

e Produzione Associata

$$\pi + \mathcal{N} \longrightarrow \Sigma + K \tag{2.25}$$

$$p + \mathcal{N} \longrightarrow p + \Sigma + K. \tag{2.26}$$

Con la reazione (K$^-$, π^-), che, essendo esotermica, possiede, come nel caso della particella Λ un valore 'magico' dell'impulso del K incidente: $p_{K^-} \sim 280$ MeV/c (cfr. Fig.2.3), è possibile produrre Ipernuclei in stato sostituzionale. Proprio usando questa reazione, nei primi anni '80 si osservò al CERN per la prima volta uno spettro ipernucleare [29] interpretato come dovuto alla formazione di un Ipernucleo Σ, sotto forma di una ripetizione dello spettro di produzione della Λ a riposo, con uno shift circa pari alla differenza di massa tra Λ e Σ. In Fig.2.7 sono riportati gli spettri ottenuti usando bersagli nucleari di ^{12}C e ^{9}Be e viene indicata la scala delle energie di legame sia per la particella Λ che per la particella Σ. Esperimenti analoghi condotti al BNL [30] diedero risultati meno evidenti, forse a causa del valore troppo elevato dell'impulso trasferito alla Σ. Nel 1985, poi, al KEK [31] fu osservato uno spettro di massa mancante per la reazione (K$^-$, π^+) su ^{12}C con K$^-$ a riposo che esibiva tre stretti picchi nella regione del continuo Σ. Tale spettro è di difficile interpretazione: esso, infatti, non presenta una struttura equivalente nella regione degli Ipernuclei Λ ed inoltre l'impulso di rinculo della Σ è circa 130 MeV/c, confrontabile con quello degli esperimenti del BNL. Di fatto esperimenti successivi hanno trovato difficoltà nel riprodurre tale struttura sebbene presentassero una statistica arricchita. Per una trattazione più ampia sulla situazione sperimentale degli Ipernuclei Σ si può fare riferimento a [32].

Una risposta significativa al problema dell'esistenza degli Ipernuclei Σ non è dunque facilmente ottenibile, tanto più che, poiché la parte principale degli spettri sperimentali giace al di sopra della soglia di emissione della particella Σ, un processo in cui questa venga prodotta in uno stato quasi libero (quasi–free process) può essere in competizione con la produzione degli stati ipernucleari. In base al Continuum Shell Model (CSM), nel quale la reazione di produzione dell'Ipernucleo è studiata sulla base del modello a shell includendo oltre alle configurazioni di barione legato anche configurazioni in cui il barione si trova nel continuo degli stati non legati, le strutture osservate sperimentalmente possono essere spiegate interamente mediante il processo di produzione 'quasi–libera' della Σ. Inoltre il processo di conversione $\Sigma + \mathcal{N} \rightarrow \Lambda + \mathcal{N}$ sembrerebbe favorire ulteriormente la produzione 'quasi–libera' rispetto alla creazione della risonanza ipernucleare. Esso potrebbe anche spiegare difficoltà di identificazione dello stato fondamentale degli Ipernuclei Σ dato che esso dipende dalla densità dei nucleoni attorno all'iperone e perciò interessa maggiormente gli stati molto legati, quali $1s_{1/2}$ appunto.

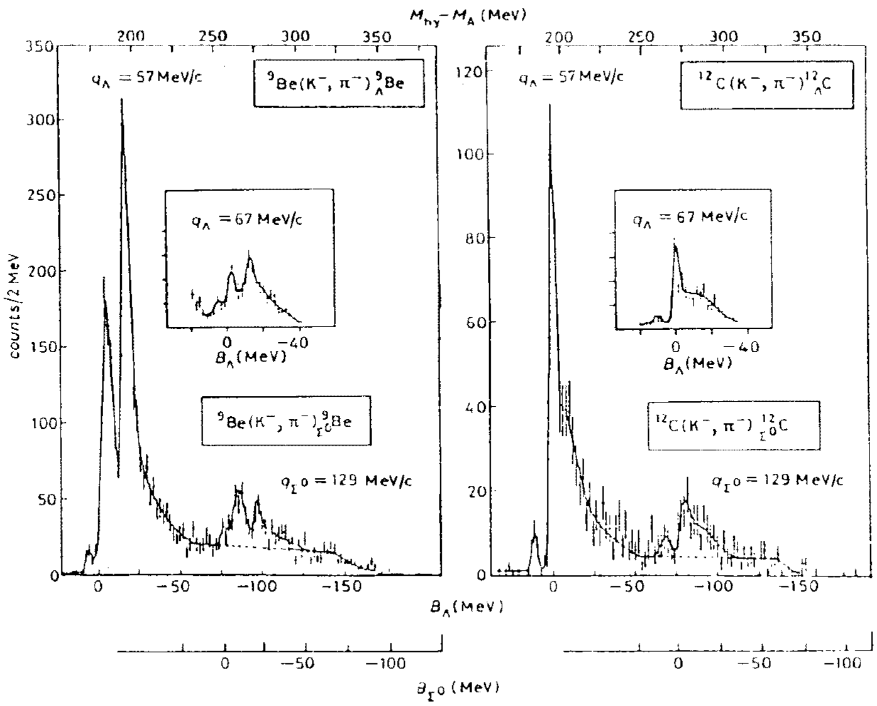

Figura 2.7: Valore della differenza M_{iper}-M_A per la reazione (K^-, π^-) su Berillio (sinistra) e Carbonio (destra).

Si conoscono anche alcuni stati ipernucleari con stranezza -2 [33]. Negli anni '60 sono stati osservati due eventi attribuiti alla formazione di Ipernuclei Λ doppi: $^{10}_{\Lambda\Lambda}$Be [34] e $^{6}_{\Lambda\Lambda}$He [35]. La caratteristica principale di tali eventi, che sono stati osservati in emulsioni fotografiche, è la presenza di tre vertici di interazione: un K^- di impulso elevato, interagendo con gli elementi dell'emulsione, produce un iperone Ξ^- secondo la reazione:

$$K^- + p \to \Xi^- + K^+ \tag{2.27}$$

che produce il primo vertice; la Ξ^-, portata a riposo nel mezzo, viene catturata su un costituente leggero dell'emulsione producendo l'Ipernucleo doppio secondo la reazione elementare:

$$\Xi^- + p \to \Lambda + \Lambda; \tag{2.28}$$

questo decade poi sequenzialmente dando dapprima un Ipernucleo semplice (secondo vertice di interazione) ed infine il terzo vertice dovuto al decadimento di quest'ultimo. Entrambi i processi deboli sono caratterizzati dall'emissione di un π.

Attualmente è in fase di realizzazione presso l' AGS di Brookhaven un nuovo esperimento [36] per lo studio della produzione di Ipernuclei Λ doppi in bersagli di ^{6}LiH o CH (fibre scintillanti).

Sempre in emulsioni fotografiche sono stati osservati alcuni candidati di Ipernuclei Ξ^-, quali $^{8}_{\Xi}$He, $^{13}_{\Xi}$C, fino a $^{30}_{\Xi}$Mg: un rassegna dedicata è data in [37].

Capitolo 3

L'esperimento FINUDA

3.1 FINUDA a DAΦNE.

FINUDA, acronimo per FIsica NUcleare a DAΦNE, è uno spettrometro finalizzato a studi di Fisica Nucleare, ed in particolare di Fisica Ipernucleare. Può sembrare curioso che esso venga installato in una delle due regioni di interazione del collisionatore DAΦNE piuttosto che non in una zona sperimentale di una macchina a bersaglio fisso, come potrebbe apparire più naturale. Il motivo di questa scelta è legato alle particolari caratteristiche dei K$^-$ che vengono prodotti a DAΦNE. Essi, infatti, sono K$^-$ (quasi) monocromatici di bassa energia, circa 16 MeV, vengono prodotti praticamente senza fondo e, come già fatto osservare nel primo capitolo, possono facilmente essere riconosciuti tramite rivelazione del K$^+$ prodotto in contemporanea dal decadimento della particella ϕ ed emesso a 180° rispetto al K$^-$. Tutto ciò, ma soprattutto la bassa energia, fa di loro i candidati ideali per effettuare della spettroscopia ipernucleare ad elevata risoluzione, utilizzando la reazione:

$$K^-_{stop} + n \longrightarrow \Lambda + \pi^- \tag{3.1}$$

su uno dei neutroni del nucleo bersaglio.

Presso le macchine a bersaglio fisso i K vengono prodotti come fasci secondari emessi da bersagli irraggiati con fasci intensi ($> 10^{13}\ s^{-1}$) di protoni molto energetici: per esempio, il Proton Synchrotron del CERN accelera protoni ad un'energia di 30 GeV, l'Alternated Gradient Synchrotron del BNL a 30 GeV, il Proton Synchrotron del KEK a 12 GeV. Per ragioni di sicurezza, la distanza tra il punto in cui i K vengono generati e le zone sperimentali è come minimo di 10–15 metri. Per avere dei fasci intensi a tali distanze risulta necessario operare con K$^\pm$ energetici a causa della vita media del K: kaoni di impulso inferiore a 400–450 MeV/c non sopravvivono in numero sufficiente e, in genere, si lavora con K$^-$ di impulso 500–600 MeV/c. Volendo eseguire esperimenti con K$^-$ a riposo è necessario inserire dei degradatori direttamente di fronte agli apparati, introducendo, però, in tal modo, grandi incertezze sull'impulso delle particelle che entrano nell'apparato a causa dello straggling. Se si deve operare con K a riposo occorrerà usare dei bersagli piuttosto spessi (non meno di 1 g/cm^2) per avere uno 'stopping rate' accettabile; ma questo comporta un errore incognito sull'impulso delle particelle cariche uscenti dovuto all'incertezza sulla posizione del vertice di interazione, sempre a causa dello straggling, e diventa, pertanto, impossibile una spettroscopia ad elevata risoluzione, anche disponendo di un ottimo rivelatore.

Nel caso di DAΦNE, invece, i K$^-$ prodotti a bassa energia si fermano in bersagli di spessore circa 100 mg/cm^2 e l'errore relativo sull'impulso delle particelle uscenti dovuto all'incertezza sul vertice di interazione scende al di sotto della risoluzione ottenibile con gli attuali dispositivi sperimentali. Anche il rateo di produzione di Ipernuclei con K$^-$ a riposo previsto con la luminosità di lavoro di DAΦNE (1 Hz per una luminosità $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$) è maggiore di quello che si potrebbe ottenere con una macchina a bersaglio fisso, come il PS del KEK [38].

Certamente questi vantaggi hanno un loro prezzo, legato alle inevitabili limitazioni di operazione di un esperimento che lavora presso un collisionatore: maggiore danneggiamento dei rivelatori dovuto ad un più elevato flusso di particelle, impossibilità di accedere liberamente alla zona sperimentale e in particolare di intervenire sul bersaglio senza interferire con il funzionamento della macchina ed anche impossibilità di variare il valore del campo magnetico dello spettrometro a meno di non inficiare il rendimento del collisionatore, modificandone parte dell'ottica.

Per far fronte a queste limitazioni FINUDA è stato progettato in modo da ridurre gli interventi sul bersaglio e da assicurare una buona uniformità spaziale del campo magnetico. Si è altresì scelto di utilizzare rivelatori basati su tecnologie già note e ben assestate.

3.2 Programma Scientifico dell'Esperimento FINUDA.

L'oggetto di studio per il quale lo spettrometro FINUDA è stato pensato e progettato è la Fisica degli Ipernuclei . In questo ambito i punti sui quali si vuole focalizzare l'attenzione sono:

- spettroscopia fine degli stati ipernucleari Λ eccitati;

- decadimento degli Ipernuclei Λ , ponendo l'accento su indicazioni di una possibile violazione della regola empirica ΔT=1/2;

- produzione di Ipernuclei arricchiti in neutroni (2.7), mai osservati sino ad ora.

Grazie alle caratteristiche dei K^- generati dal decadimento della particella ϕ, FINUDA ha la possibilità di effettuare un'analisi spettroscopica degli stati ipernucleari prodotti su numerosi bersagli con una risoluzione sull'energia dello stato ipernucleare finale inferiore ad 1 MeV FWHM. Questo costituisce un notevole miglioramento rispetto ai più recenti e precisi risultati sperimentali: come verrà spiegato più diffusamente nel prossimo paragrafo, ci si attende per FINUDA una risoluzione energetica di $\sim$0.7 MeV FWHM, mentre gli ultimi dati ottenuti al KEK con la reazione (K^-_{stop}, π^-) su bersagli $(CH)_n$ [39] sono affetti da una indeterminazione di $\sim$3 MeV FWHM. Sfortunatamente, il fatto di eseguire esperimenti con K^- a riposo non permetterà di misurare le distribuzioni angolari dei π^-, emessi nella reazione di formazione, per ottenere informazioni dirette sullo spin del sistema.

La particolare struttura dello spettrometro consente lo studio delle reazioni di decadimento degli stati ipernucleari e soprattutto permette una buona rivelazione dei prodotti dei canali non mesonici: coppie (n, n) e (p, n) correlate. Indicazioni di violazioni della regola $\Delta T=1/2$ possono venire da misure inclusive o esclusive di tali canali di decadimento: nelle misure inclusive si registra il numero relativo di coppie correlate (p, n) e (n, n) prodotte in coincidenza dallo stato stato fondamentale dell'Ipernucleo , cioè il branching ratio delle reazioni (2.19) e (2.20). La difficoltà di questo approccio consiste nell'identificare lo stato fondamentale dell'Ipernucleo e nel riconoscere effettivamente quale sia l'Ipernucleo che decade: è noto infatti che talvolta gli stati eccitati di un Ipernucleo ${}^{A}_{\Lambda}X_Z$ sono, in realtà, dati da una configurazione $[{}^{A-1}_{\Lambda}X_{Z(-1)} + \mathcal{N}]$ e pertanto esiste la possibilità di attribuire il decadimento osservato ad uno stato eccitato di un Ipernucleo di massa maggiore. Il confronto con le previsioni teoriche va effettuato, in ogni caso, con una media sugli stati iniziali del sistema $\Lambda - \mathcal{N}$. In una misura esclusiva si rivelerebbe anche lo stato finale del nucleo uscente dalla reazione, eliminando ogni ambiguità di assegnazione ed avendo una possibilità di comparazione diretta con la teoria, ma sarebbe necessario misurare le energie dei neutroni prodotti con una precisione ($\sim$1 MeV) non ottenibile con le tecniche impiegate. Solo per un particolare bersaglio è possibile pensare di effettuare misure esclusive: il ^{6}Li. Le reazioni di produzione e di decadimento possibili con tale bersaglio sono:

$$K^- + {}^6Li \longrightarrow \begin{cases} \pi^- + \boxed{{}^6_{\Lambda}Li} & \longrightarrow \quad p + \boxed{{}^5_{\Lambda}He} \quad \longrightarrow \quad {}^3H + n + p \\ & \longrightarrow \quad p + \boxed{{}^5_{\Lambda}He} \quad \longrightarrow \quad {}^3He + n + n \\ \pi^0 + \boxed{{}^6_{\Lambda}He} & \longrightarrow \qquad\qquad\qquad\qquad\; {}^4H + n + p \\ & \longrightarrow \qquad\qquad\qquad\qquad\; {}^4He + n + n \end{cases} \tag{3.2}$$

Per esse si può pensare di ricostruire completamente lo stato finale, se si conoscono le funzioni di struttura dei nuclei ^{4}He, ^{4}H, ^{3}He e ^{3}H, disponendo di statistica elevata e usando tecniche di convoluzione. In particolare la quarta delle (3.2) porta alla formazione di un nucleo di ^{4}He che è stabile rispetto all'emissione di particelle (soglia = 19.8 MeV) e permette di isolare il processo esclusivo. Il π^0 emesso nella reazione di formazione non viene rivelato ma ciò non inficia la misura perchè il decadimento debole di un Ipernucleo avviene sempre dallo stato fondamentale ed inoltre il $^{6}_{\Lambda}$He decade a riposo perchè il rallentamento dell'Ipernucleo dopo la sua formazione è più breve della sua vita media.

Il programma di studio iniziale, secondo queste due tematiche, prevede, come primo punto, di riprodurre gli spettri di eccitazione del $^{12}_{\Lambda}$C che, essendo ormai ben noti, costituiscono una sorta di misura di calibrazione fine dell' apparato. Al contempo, però, grazie alla migliore risoluzione sull'energia, si otterrebbe una conferma più accurata e statisticamente significativa delle proprietà del $^{12}_{\Lambda}$C. Il secondo punto riguarda lo studio di produzione, modi di decadimento e vita media ad elevata statistica di $^{6}_{\Lambda}$Li e $^{6}_{\Lambda}$He usando lo stesso bersaglio [26], con lo scopo di fornire delle indicazioni al quesito della violazione della regola ΔT=1/2 per mezzo delle summenzionate misure esclusive. Si passerà poi a studiare produzione, modi di decadimento e vita media di Ipernuclei della shell p: $^{7}_{\Lambda}$Li, $^{9}_{\Lambda}$Be, $^{10}_{\Lambda}$B ed, infine, si intende studiare la produzione di Ipernuclei di massa maggiore: $^{27}_{\Lambda}$Al, $^{51}_{\Lambda}$V, $^{59}_{\Lambda}$Co, $^{89}_{\Lambda}$Y, $^{133}_{\Lambda}$Cs, $^{165}_{\Lambda}$Ho, $^{181}_{\Lambda}$Ta, $^{209}_{\Lambda}$Bi.

Per raggiungere questi scopi è necessario, innanzi tutto, ottimizzare la risoluzione dello spettrometro nella regione di impulso 250–280 MeV/c, che corrisponde all impulso dei π^- emessi durante la reazione di formazione di diversi stati ipernucleari finali su bersagli nucleari di diverse masse, e a questo è finalizzata tutta la strategia di tracciamento e di 'triggering' dell'apparato. Una elevata risoluzione permetterà, sicuramente, di avere un rapporto segnale/rumore vantaggioso, non meno di 4:1. Con una luminosità, conservativa, $\mathcal{L} = 10^{32}cm^{-2}s^{-1}$ e tenendo conto che il rateo di produzione per un singolo stato ipernucleare finale, per Ipernuclei leggeri ($^{12}_{\Lambda}$C, $^{16}_{\Lambda}$O), è $\sim 10^{-3}/K^-$ incidente [38], valore che rappresenta il limite attuale, ottenuto in misure effettuate al KEK, ci si aspetta di produrre circa 75 Ipernuclei/ora. Tenendo presente questo e il valore del rapporto segnale/rumore, risulta ragionevole pretendere di studiare stati ipernucleari rari prodotti con rateo 10^{-4}: volendo avere precisioni statistiche del 10% sono sufficienti un centinaio di ore macchina, mentre non è ragionevole cercare di studiare stati prodotti con rateo 10^{-5}, nemmeno se si migliora il rapporto segnale/rumore di un fattore ottimistico 3, a meno di non richiedere una precisione statistica del 20%. Questo costituisce, in pratica, il limite di quanto FINUDA potrà fare, a prescindere da problemi di fondi, che però sono abbastanza facilmente contenibili grazie a selezioni effettuate dal dispositivo di trigger.

Per quanto riguarda gli Ipernuclei Σ, di dubbia esistenza, essi vengono a porsi, per così dire, quasi al di fuori degli scopi dell'esperimento FINUDA, dato che le ottimizzazioni dell'apparato necessarie per effettuare le misure citate, nonché la necessità di operare con un campo magnetico fisso, introducono dei tagli sulla misura di bassi impulsi, rendendo poco efficace lo studio della regione in cui verrebbero a collocarsi i picchi degli Ipernuclei Σ (180–200 MeV/c). L'atteggiamento nei confronti di questo tema, che sembra aver perso parte del suo interesse presso la Comunità Scientifica, sarà, comunque, quello di cercare di ricavare il massimo numero possibile di informazioni utili. Rientra, poi, sempre negli interessi della Collaborazione FINUDA effettuare misure di scattering K–$\mathcal{N}$ per la determinazione del cosiddetto σ–term dell'interazione.

3.3 Lo Spettrometro FINUDA.

Il programma di Fisica Ipernucleare di FINUDA si basa sulla misura dell'impulso dei π^- emessi dalla reazione di scambio stranezza (K^-, π^-) che porta alla formazione degli stati ipernucleari. Per raggiungere gli scopi prefissati, elencati nel paragrafo precedente, si richiede una risoluzione sull'impulso pari a 0.3% FWHM. Il filo conduttore di tutto il progetto FINUDA è costituito dal soddisfacimento di questa richiesta e tutte le scelte compiute sono state da essa condizionate. FINUDA è uno spettrometro magnetico non focalizzante a simmetria cilindrica. Può essere scisso in tre parti, ciascuna con un suo significato funzionale distinto:

- la regione di interazione, che comprende il bersaglio in cui avviene la reazione di scambio stranezza;

- il sistema di tracciamento;

- il barile esterno di scintillatori.

Il tutto è immerso in un campo magnetico uniforme di 1.1 T. Le coppie (K^+, K^-) prodotte dal decadimento a riposo della particella ϕ vengono emesse dalla regione di interazione di DAΦNE (cfr.tabella 1.1) caratterizzata da una σ_x = 2 mm e σ_y = 0.02 mm nel piano ortogonale alla direzione del fascio, mentre la dimensione della regione di 'bunch crossing' nella direzione del fascio ha una σ_z = 3 cm; la frequenza di bunch crossing è 380 MHz. La distribuzione angolare delle coppie segue una legge del tipo $\sin^2\theta$, dove θ è l'angolo rispetto all'asse z, dato che il decadimento della ϕ produce i Kaoni in onda p, mentre si ha simmetria cilindrica nell' angolo azimuthale: l'accettanza geometrica dello spettrometro dovrà permettere di coprire la massima frazione possibile di angolo solido. La Fig.3.1 fornisce una vista generale schematica dell'apparato.

3.3.1 La Regione di Interazione.

La regione di interazione di FINUDA, schematizzata in Fig. 3.2, è composta dal tubo a vuoto in cui collidono i fasci di DAΦNE (beam pipe), da un sottile strato di scintillatori (TOFINO) disposti come dodici settori circolari di un cilindro con asse parallelo al fascio, da uno strato di rivelatori al Silicio (ISIM) disposti secondo i lati di un ottagono e dal bersaglio nucleare in cui avviene la reazione di formazione dell'Ipernucleo .

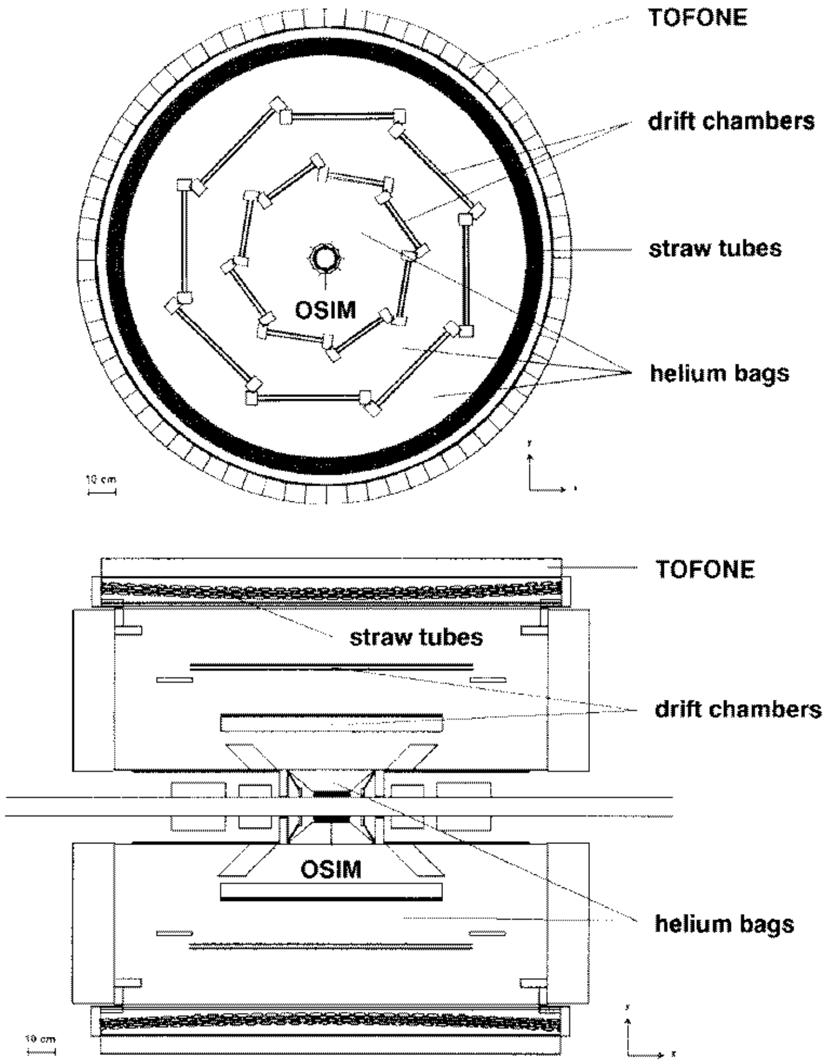

Figura 3.1: Vista generale del rivelatore FINUDA.

La struttura della regione più interna dell'apparato è stata concepita in modo da permettere tre azioni fondamentali: il riconoscimento rapido delle coppie di Kaoni carichi provenienti dal decadimento della ϕ, che è uno dei requisiti necessari all'identificazione di eventi Ipernucleari (trigger di primo livello), la determinazione delle coordinate dei Kaoni, ed in particolare del K^-, subito prima del bersaglio ed, infine, il frenamento dei K^- monocromatici di modo che essi si arrestino il più possibile vicino alla superficie esterna del bersaglio per ridurre al minimo l'incertezza sull'impulso delle particelle cariche uscenti.

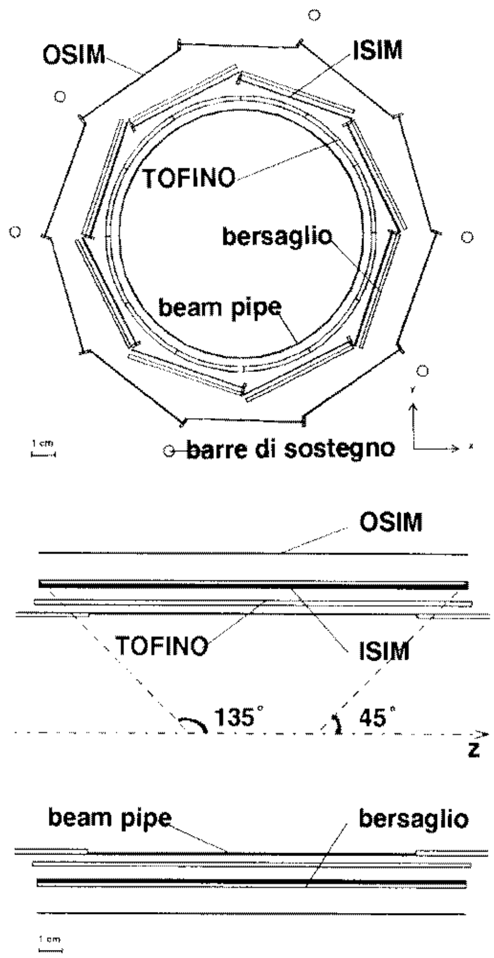

Figura 3.2: Viste frontale e longitudinale della regione di interazione dell' Esperimento FINUDA.

Nel fissare le dimensioni delle varie componenti si è, quindi, dovuto tenere presente che i K^- di DAΦNE sono molto poco energetici (circa 16 MeV) e sono in grado di attraversare solo degli spessori molto ridotti di materia prima di fermarsi, dell'ordine, ad esempio, di 0.5 g cm^{-2} di ^{12}C: per questo motivo lo spessore del bersaglio deve essere confrontabile con il range dei K nel materiale, tenendo conto della loro distribuzione angolare, e i rivelatori posti prima del bersaglio devono essere il più possibile sottili. Si è così optato per una beam pipe con parete di 400 μm di Berillio, 2 mm di scintillatore, 300 μm di rivelatore al Silicio e circa 1.5 mm di bersaglio di ^{12}C, in modo che tutti i K^- emessi con un angolo $45° \leq \theta \leq 135°$ si fermino nel bersaglio. Nella definizione degli spessori si è anche fatto in modo che le esigenze realizzative dei vari componenti fossero rispettate.

La lunghezza della regione di interazione di FINUDA è stata determinata dalla richiesta di accettare tutte le coppie (K^+, K^-) emesse entro l'angolo indicato lungo l'asse del fascio tra -3.5 cm e +3.5 cm, che corrisponde alla FWHM della regione di interazione di DAΦNE. La lunghezza del bersaglio risulta allora 17 cm e permette di utilizzareare più del 90% delle coppie. Gli scintillatori del TOFINO forniscono dei segnali rapidi che permettono di selezionare eventi con topologia back-to-back, come nel caso dei Kaoni emessi da una ϕ a riposo, e danno informazioni di molteplicità e perdita di energia, permettendo di distinguere K^+ e K^- da e^+ ed e^-, π^+ e π^-, μ^+ e μ^- del fondo presente a DAΦNE, come indicato in Fig.3.3. I rivelatori al Silicio di ISIM forniscono, entro poche decine di μm, la posizione dei K^- all'ingresso del bersaglio.

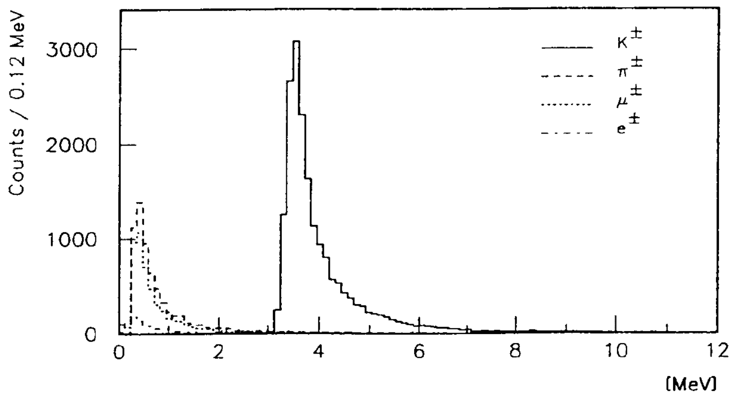

Figura 3.3: Perdita di energia nel TOFINO (1.5 mm) per le coppie (K^+, K^-) e per alcune componenti del fondo presente a DAΦNE.

3.3.2 Il sistema di Tracciamento.

Il sistema di tracciamento costituisce, per così dire, il cuore di FINUDA: da lui dipendono tutte la potenzialità dello spettrometro in quanto ad esso è legata la misura dell'impulso dei π^- emessi dalla reazione di Scambio di Stranezza:

$$K^-_{stop} +^A X_Z \longrightarrow \pi^- +^A_\Lambda X_Z \tag{3.3}$$

e la risoluzione sull'impulso influenza direttamente la risoluzione sull'energia dello stato Ipernucleare prodotto. Infatti, indicando con M_H, M_A, M_π e M_K le masse, rispettivamente, dell'ipernucleo, del nucleo bersaglio, del pione e del Kaone e con T_π l'energia cinetica del π uscente, si può scrivere:

$$M_H = M_A + M_K - M_\pi - T_\pi \tag{3.4}$$

ove si è trascurata l'energia di rinculo dell'Ipernucleo formato. Ne segue che $\Delta M_H = \Delta T_\pi$ e

$$\frac{\Delta T_\pi}{T_\pi} = \frac{\sqrt{p_\pi^2 + m_\pi^2} + m_\pi}{\sqrt{p_\pi^2 + m_\pi^2}} \frac{\Delta p_\pi}{p_\pi} = f(p_\pi)\frac{\Delta p_\pi}{p_\pi} \tag{3.5}$$

La funzione $f(p_\pi)$ dipende in maniera poco significativa dall' energia dello stato Ipernucleare formato: per lo stato fondamentale del ${}^{12}_{\Lambda}C$, prodotto da un bersaglio di ${}^{12}C$, p_π=272 MeV/c, T_π=166 MeV, che può essere considerato un valore tipico, e $f(p_\pi)$=1.4. In tal caso si può vedere dalla (3.5) che un fattore 10^{-3} in $\Delta p/p$ comporta 236 KeV nella risoluzione dell'energia dell'Ipernucleo . Si capisce da qui perché, volendo una risoluzione energetica sugli stati Ipernucleari inferiore ad 1 MeV, sia stato posto come obiettivo un valore di risoluzione in impulso di 0.3% FWHM, che rappresenta sicuramente una grossa sfida tecnica ma non è al di fuori delle attuali possibilità.

Per ricostruire l'impulso di una particella carica che si muove in un campo magnetico uniforme sono necessari almeno tre punti sulla sua traiettoria. L'errore con il quale è possibile conoscere tale impulso è determinato da due elementi: la risoluzione spaziale con cui si conoscono i punti misurati, che è legata alla risoluzione intrinseca dei rivelatori, e lo scattering multiplo coulombiano introdotto dai materiali che la particella attraversa. In FINUDA verranno misurati quattro punti lungo il cammino dei π^- prodotti dalla (3.3) : il primo punto sarà fornito da un secondo strato di rivelatori al Silicio (OSIM), posto immediatamente dopo il bersaglio, con una risoluzione confrontabile con quella di ISIM (20–30 μm), il secondo ed il terzo punto da due piani di camere a deriva, poste ad una distanza dall'asse del fascio rispettivamente 1/3 e 2/3 del raggio del tracciatore, secondo i lati di due ottagoni; in questo caso la risoluzione sarà di circa 100 μm nel piano (ρ,ϕ) e di 1 cm circa nella direzione del fascio, dove le richieste possono essere meno forti grazie alla buona omogeneità del campo magnetico. L'ultimo punto verrà fornito da un sistema di tre piani di tubi a straw, disposti secondo una sistemazione "stereo", con risoluzione di circa 100 μm nel piano (ρ,ϕ) e al più di 500 μm lungo l'asse z. Tutto il tracciatore verrà immerso in un' atmosfera di Elio per ridurre l'effetto dello scattering multiplo e il materiale utilizzato per la realizzazione dei rivelatori verrà ridotto al minimo.

3.3.3 Scintillatori.

Lo strato più interno di scintillatori (TOFINO) sarà costituito da dodici elementi di spessore 2.0 mm e lunghezza 140 mm, ciascuno dei quali copre una regione angolare $\Delta\phi \sim 30°$, e servirà principalmente per il riconoscimento degli eventi (K^+, K^-) desiderati e per la formazione del segnale di trigger.

Il rivelatore più esterno dello spettrometro sarà costituito da un barile di scintillatori (TOFONE) formato da 72 sbarre di scintillatore plastico con sezione a forma di trapezio isoscele con basi 11.6 cm e 10.7 cm e altezza 10 cm. Ogni sbarra sarà lunga 255 cm. Questo odoscopio verrà posizionato secondo un settore circolare con raggio interno pari a 127 cm e risulterà praticamente a contatto con la superficie interna del sistema magnete+criostato. La funzione fondamentale del TOFONE è la rivelazione dei prodotti, carichi e soprattutto neutri, del decadimento non mesonico degli Ipernuclei ed è proprio per avere una efficienza accettabile nella rivelazione dei neutroni che è necessario uno spessore così elevato delle sbarre. Per aumentare questa efficienza si sta pensando anche all'eventualità di introdurre degli scintillatori sulla faccia interna degli 'end caps' del solenoide. I segnali veloci degli scintillatori potranno anche essere utilizzati per effettuare delle selezioni di molteplicità a livello di trigger.

3.4 Criteri di Progetto.

Passiamo ora a descrivere più in particolare le problematiche connesse alle varie componenti dell'apparato sperimentale, mirando soprattutto a mettere a fuoco le ragioni, ora fisiche, ora tecniche, che hanno portato a definire la struttura attuale dello spettrometro.

3.4.1 Magnete e Dimensioni Globali dell'Apparato.

Il magnete di FINUDA è un solenoide superconduttore che produce un campo magnetico interno di 1.1 T, coassiale alla direzione del fascio. Esso racchiude tutto l'apparato sperimentale, andando a collocarsi all'esterno del secondo strato di scintillatori, e, in particolare, contiene il cosiddetto 'volume di tracciamento' che corrisponde al volume generato dalla rotazione di un trapezio isoscele con basi $\sim$ 20 cm e $\sim$ 180 cm e altezza $\sim$ 120 cm. La Fig.3.4 presenta una vista frontale del solenoide nella quale sono distinguibili i suoi due elementi costitutivi: il 'giogo' di ferro dolce e l'avvolgimento. Il giogo ha la forma di un settore compreso tra due prismi coassiali a base ottagonale; esso circonda il criostato che contiene l'avvolgimento superconduttore e fornisce il cammino di ritorno delle linee di flusso del campo magnetico del solenoide. Alle due estremità il volume di tracciamento è chiuso da due end–cap. Lo spessore del giogo e lo spessore e la forma dei due end–cap sono stati ottimizzati in modo da avere al di fuori del giogo stesso un campo magnetico residuo minimo; questo per due motivi: per evitare che le orbite dei fasci di elettroni e positroni poco energetici di DAΦNE vengano perturbate da un sia pur piccolo campo residuo lungo l'asse del fascio (per lo stesso scopo l'ottica di DAΦNE comprende dei magneti compensatori, posti nelle immediate vicinanze della regione di interazione: essi correggono la perturbazione introdotta inevitabilmente dalla stessa presenza fisica dell'apparato sperimentale) e per avere un campo inferiore a 50 Gauss immediatamente al di fuori del giogo, dove vengono posti i fototubi connessi agli scintillatori del TOFONE che hanno elevate prestazioni in termini di moltiplicazione e di tempo di salita del segnale, ma non sono adatti a lavorare in presenza di campo magnetico. L'avvolgimento

Parametro	Valore
Campo	1.1 T
Lunghezza fisica totale	3800 mm
Altezza totale	4200 mm
Raggio interno del criostato	1385 mm
Raggio esterno del criostato	1700 mm
Numero totale di spire	764
Corrente circolante	2796 A
Tempo di salita della corrente	19 min.
Induttanza con ferro	1.997 H
Induttanza senza ferro	1.419 H
NI	$2.124 \cdot 10^6$ Amperespira
Campo integrale	2.67 T·m
Peso del giogo di ferro	230 ton
Peso del criostato e della bobina	7.7 ton
Raggio interno della bobina	146 cm
Raggio esterno della bobina	149 cm
Densità di corrente (parti centrali)	2850.0 A/cm^2
Densità di corrente (parti esterne)	4020.9 A/cm^2
Temperatura massima (con raffreddamento)	20 K
Tempo di scarica	20 s

Tabella 3.1: Caratteristiche del solenoide dell' esperimento FINUDA.

sarà costituito da due strati di cavo superconduttore di NbTi/Cu, isolato con un nastro di fibra di vetro, per una lunghezza totale di ~6100 metri. La densità di corrente, diversa al centro ed agli estremi, viene ottenuta utilizzando, nelle regioni esterne, un cavo di sezione inferiore rispetto alla regione centrale. Le sezioni sono state determinate in modo che, assumendo come origine il centro del solenoide, ivi risulti B_{z0}=1.1 T, B_{x0}=B_{y0}=0 T e le componenti del campo magnetico entro il volume di tracciamento abbiano le seguenti uniformità: $|B_z - B_{z0}|/B_{z0} < 5\%$, $|B_y - B_{y0}|/B_{y0} < 1\%$,$|B_x - B_{x0}|/B_{x0} < 1\%$. La tabella 3.1 riassume le caratteristiche del solenoide, mentre la Fig.3.5 mostra il profilo della componente del campo lungo l'asse del fascio, con particolare attenzione alla regione al di fuori del giogo di ferro dolce e la Fig.3.6 riporta una mappa delle linee di campo della componente B_z nel volume di tracciamento. Si può vedere come queste compiano il loro cammino di ritorno entro il giogo ottagonale.

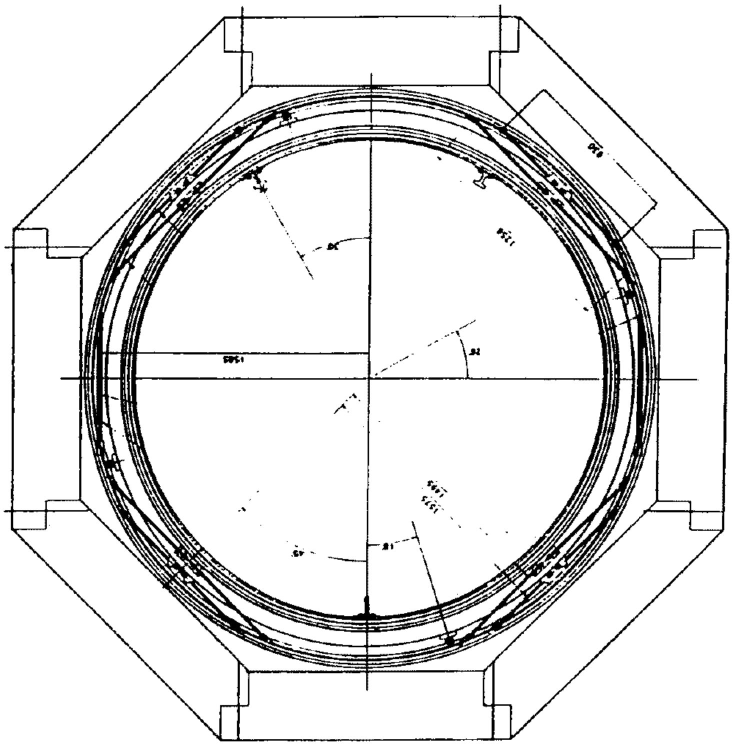

Figura 3.4: Vista frontale del solenoide di FINUDA: sono riconoscibili il criostato e l' avvolgimento entro la struttura ottagonale del giogo di ferro dolce.

Esiste un rapporto di mutua dipendenza tra le caratteristiche di un solenoide e le dimensioni dell'apparato sperimentale che in esso opera. Nel caso di FINUDA, l'ingombro totale dell'insieme dei rivelatori è stato scelto, fin dall'inizio del progetto, dell'ordine di circa 2 metri di lunghezza lungo l'asse del fascio e circa 1 metro di raggio nel piano ortogonale al fascio, sì da riportarsi ad un 'volume di rivelazione cubico' con lato 2 metri. Le ragioni di una tale scelta stanno in un compromesso tra diversi elementi fisici, tecnici ed economici. Un cubo di lato 2 metri rappresenta una dimensione relativamente standard per un rivelatore, salvo particolari necessità, in quanto conferisce all'apparato una relativa maneggevolezza meccanica, permettendo di lavorare su di esso senza eccessive complicazioni di movimentazione legate al peso a senza introdurre proibitive difficoltà di riallineamento delle varie componenti. Anche l'omogeneità della risposta dei rivelatori che compongono un apparato sperimentale impone dei vincoli all'estensione del volume di rivelazione, che sembrano adattarsi soddisfacentemente, al livello attuale della tecnica, alle dimensioni proposte. Il volume sensibile è poi anche limitato da considerazioni economiche relative al costo del magnete entro cui si deve ospitare l'intero apparato: questo costo risulta ancora accettabile per le dimensioni sopra indicate. Infine, ma di importanza fondamentale, le richieste fisiche di risoluzione nella misura dell'impulso delle particelle cariche. Il volume del tracciatore deve essere tale da permettere uno sviluppo sufficiente della traiettoria curva delle particelle cariche in modo da rendere possibile una misura accurata della stessa senza che, però, la traccia si allunghi troppo e curvi fino a spiralizzare entro l'apparato, rendendo ostico, se non impossibile, il compito di 'pattern recognition'. Questo aspetto dipende, ovviamente, anche dal valore del campo magnetico presente all'interno del volume del tracciatore.

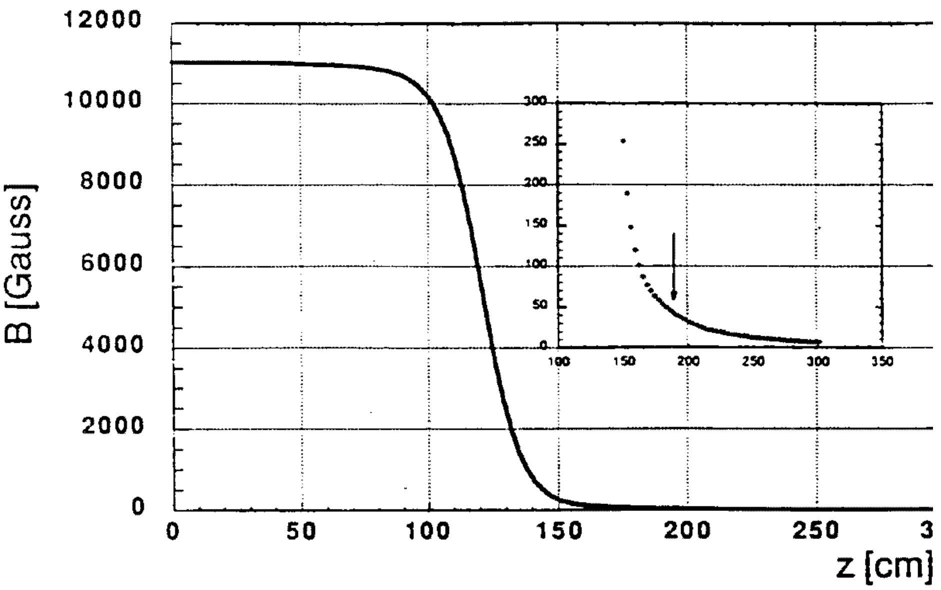

Figura 3.5: Profilo della componente del campo magnetico lungo l' asse z. Nell' inserto è riportato il valore di B_z al di fuori del giogo; la freccia il punto finale del giogo.

Una volta stabilite le dimensioni dell'apparato segue, immediata, la scelta del tipo di magnete. Infatti, un magnete tradizionale che producesse un campo di 1.1 T nel volume desiderato consumerebbe una potenza irragionevole, maggiore di 2 MW; dunque la soluzione di un magnete superconduttore, il cui assorbimento energetico è inferiore e le cui necessità di raffreddamento possono essere soddisfatte abbastanza facilmente. L'esatto valore di lavoro del campo viene ora determinato in modo da evitare che le traiettorie delle particelle cariche spiralizzino entro il volume di tracciamento, preservando, comunque, un elevata risoluzione sull'impulso e, cosa non trascurabile, interfacciandosi in modo soddisfacente con l'ottica magnetica del collisionatore.

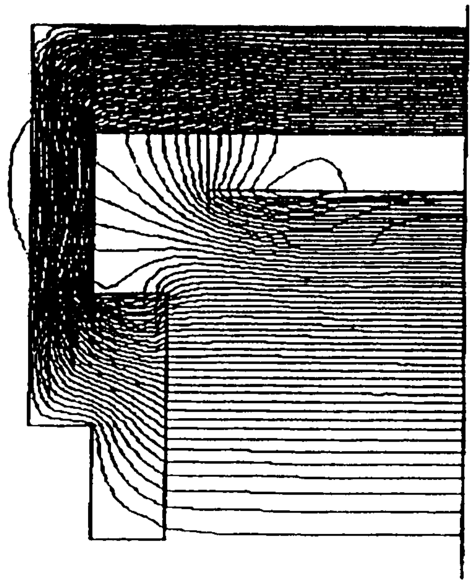

Figura 3.6: Mappa del valore della componente z del campo magnetico nel volume di tracciamento.

Il raggio di curvatura della traiettoria di una particella carica in moto in un campo magnetico uniforme è dato, come noto, da:

$$R = \frac{p_T}{3Bz} \tag{3.6}$$

dove R è espresso in centimetri, $p_T = psin\theta$ è l'impulso trasverso espresso in MeV/c, θ è l'angolo della traccia rispetto alla direzione del campo, z è la carica della particella in unità della carica dell'elettrone e B è il valore del campo magnetico espresso in Tesla. La distribuzione angolare dei π^- emessi nella reazione di scambio carica è isotropa, dato che il sistema K–nucleo è a riposo. La condizione per cui una particella spiralizza è quella in cui il diametro di curvatura della sua traiettoria è minore o, al più, uguale al raggio dello spettrometro, per cui essa piega all'indietro prima di uscire dal volume del tracciatore. Per evitare questo è necessario avere un campo magnetico non troppo elevato: con i parametri geometrici e cinematici di FINUDA (raggio del tracciatore $\sim$ 1 m, p_{π^-} $\sim$270 MeV/c) si può vedere che con un campo di 1.3 T le traiettorie dei π^- emessi a $\theta = 45°$, che è l'angolo minimo per l'accettanza geometrica, spiralizzano, mentre questo non succede se il campo è pari a 1.1 T.

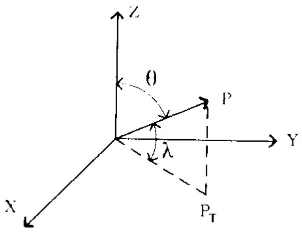

Figura 3.7: Significato di p_T e θ.

D'altro canto la risoluzione con cui si può determinare l'impulso di una particella carica in campo magnetico è tanto più elevata quanto più alto è il valore di B. Infatti, riferendosi alla simbologia di Fig.3.7:

$$p = \frac{p_T}{sin\theta} \tag{3.7}$$

e

$$\sigma_p^2 = (\frac{\sigma_{p_T}}{sin\theta})^2 + (\frac{p_T \sigma_\theta}{tg\theta\, sin\theta})^2 \tag{3.8}$$

da cui

$$(\frac{\sigma_p}{p})^2 = (\frac{\sigma_{p_T}}{p_T})^2 + (\frac{\sigma_\theta}{tg\theta})^2 \tag{3.9}$$

Qui σ_{p_T} rappresenta l'errore sul fit elicoidale (errore nel piano $\rho\phi$) e σ_θ l'errore sulla misura della direzione θ (errore sulla coordinata z).

Ognuno dei due termini della (3.9) è composto dalla somma di due contributi, uno dovuto agli errori di misura, l'altro allo scattering multiplo [40]:

$$(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T})^2 = (\frac{\sigma_{p_T}}{p_T})^2_{fit} + (\frac{\sigma_{p_T}}{p_T})^2_{MS} \tag{3.10}$$

$$(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T})_{fit} = \frac{p_T\epsilon}{3BzL'^2}\sqrt{\frac{720}{N+5}} \tag{3.11}$$

dove:

L′ = lunghezza della traiettoria proiettata sul piano ortogonale al fascio;
ϵ = risoluzione sul piano ortogonale al fascio (r. m. s.);
N+1 = numero punti misurati, supposti distribuiti in maniera uniforme;

$$(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T})_{MS} = \frac{p_T\sqrt{1.43}}{3BLcos^2\lambda}\theta_0 \tag{3.12}$$

dove:

L = lunghezza totale della traiettoria;

$\lambda = 90° - \theta$

$$\theta_0 = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z \sqrt{\frac{L}{X_0}} (1 + 0.038 ln \frac{L}{X_0}) \tag{3.13}$$

X_0 = lunghezza di radiazione del mezzo attraversato dalla particella, supposto omogeneo;

$$(\frac{\sigma_\theta}{tg\theta})^2 = (\frac{\sigma_\theta}{tg\theta})^2_{fit} + (\frac{\sigma_\theta}{tg\theta})^2_{MS} \tag{3.14}$$

$$(\sigma_\theta)_{fit} = \frac{\epsilon_z}{L} \sqrt{\frac{12N}{(N+1)(N+2)}} rad \tag{3.15}$$

$$(\sigma_\theta)_{MS} = \frac{1}{\sqrt{3}} \theta_0 \tag{3.16}$$

con ϵ_z errore di misura lungo l'asse z. Dalle (3.11) e (3.12) si ricava che, per ottenere una risoluzione sull'impulso dei π^- dell'ordine dello 0.3% FWHM è necessario un campo magnetico maggiore di 1 T. Da notare nelle (3.11), (3.12), (3.15), (3.16) la dipendenza dell'indeterminazione da L (o L′) che indica come il contributo alla risoluzione dovuto all'errore sul fit diminuisca al crescere del cammino percorso, mentre aumenta il contributo dovuto allo scattering multiplo. È questo l'argomento a cui si faceva riferimento più sopra accennando ad uno sviluppo sufficiente della traiettoria delle particelle cariche.

In realtà le argomentazioni fatte finora valgono per un apparato generico e permettono solo di ottenere un'idea di massima sul campo magnetico, mentre una risposta definitiva è stata fornita da un lungo lavoro di simulazione Monte Carlo in cui è stata introdotta in modo più realistico la geometria dell'apparato. Il risultato di tali simulazioni è in ottimo accordo con le previsioni date dalle formule precedenti.

Per concludere, il valore del campo del solenoide superconduttore è stato fissato in 1.1 T come migliore compromesso tra le richieste di non far spiralizzare le tracce dei π^-, di avere una risoluzione $\sim$ 0.3% FWHM sul loro impulso e di non interferire troppo con il funzionamento della macchina.

3.4.2 TOFINO e Rivelatore di Vertice.

Due osservazioni possono essere fatte a proposito del primo strato di scintillatori. La prima riguarda la segmentazione: il numero di sbarre è stato fissato in 12 in quanto una maggiore granularità non darebbe vantaggi nella rivelazione di topologie back–to–back a causa della curvatura della traiettoria dei K carichi nel campo magnetico del solenoide, ed anzi comporterebbe un incremento della zona morta dovuta all'aumento del numero di giunzioni tra le sbarre. La seconda riguarda il dispositivo di conversione segnale luminoso/segnale elettrico usato. Dato lo spessore molto ridotto degli scintillatori, necessario per rallentare i Kaoni senza, però, farli fermare troppo presto nel bersaglio, l'emissione di luce è limitata. Se si dovessero portare i segnali luminosi a dei fotomoltiplicatori, posti al di fuori del campo magnetico, per mezzo di guide di luce lunghe e curve si avrebbe una ulteriore riduzione del numero di fotoelettroni utilizzabili per la formazione del segnale. Si è allora deciso di effettuare la conversione luce/corrente all'interno del campo magnetico utilizzando dei fotomoltiplicatori ibridi al posto dei normali dispositivi. Si tratta di tubi a vuoto con un fotocatodo depositato sulla faccia interna della finestra di ingresso e un diodo PIN di Silicio, polarizzato inversamente, come anodo. Il segnale elettrico viene generato sotto forma di corrente inversa prodotta dalle coppie elettrone–lacuna che vengono generate nel Silicio dal passaggio degli elettroni estratti dal fotocatodo all'arrivo dei fotoni. Questi dispositivi hanno il vantaggio di poter lavorare in presenza di campo magnetico anche elevato (fino a 2 T) e lo svantaggio di avere un' amplificazione ridotta rispetto ai fototubi classici e di richiedere una certa attenzione nell'eliminare il rumore legato al diodo (che ha sempre una sia pur piccola corrente inversa dovuta alla tensione applicata). Essi, tuttavia, soddisfano le richieste di risoluzione temporale di FINUDA.

Il rivelatore di vertice di FINUDA è formato, come visto, da due strati di rivelatori al Silicio: ISIM ed OSIM, disposti lungo le facce di due prismi a sezione, rispettivamente, ottagonale e decagonale. Si tratta di dispositivi modulari: ogni modulo ha una superficie attiva di 19.6 cm lungo la direzione del fascio e 5.2 cm in direzione ortogonale ed è formato dall' unione (microbonding) di 3 unità di dimensioni $5.2 \cdot 6.5$ cm^2, spessore 300 μm e strip su ambo le facce. La spaziatura tra le strip è 50 μm e lo spessore delle strip è 6 μm. Questo tipo di rivelatore è particolarmente adatto per FINUDA, dato che ha una elevata granularità che consente una risoluzione di 10–20 μm sia lungo l'asse z che in direzione ortogonale, è poco sensibile al campo magnetico ed ha una massa ridotta ($<$0.1 g/cm^2) che permette di ridurre l'influenza dello scattering multiplo. Il numero di elementi, in questo caso, è stato fissato in base a ragioni geometriche, legate sostanzialmente alle dimensioni fisiche delle unità che compongono i moduli e alla necessità di porre i due strati il più vicino possibile al bersaglio, uno all'interno, l'altro all'esterno, in modo da avere una zona morta molto piccola e da non avere problemi nel posizionamento meccanico. ISIM permetterà di determinare la traiettoria delle coppie (K^+, K^-) e, in particolare, di stimare la profondità del punto di formazione dell'Ipernucleo all'interno del bersaglio. Infatti, grazie all'informazione da esso fornita, si potrà ricavare l'angolo di incidenza del K^- rispetto al bersaglio (che è posto subito dopo, sì che gli effetti di curvatura dovuti al campo magnetico risultano molto piccoli) e dall'intersezione tra questa direzione e la traiettoria del π^-, misurata dal tracciatore, si potrà risalire alla posizione del vertice con una precisione più elevata di quella ottenibile da considerazioni sul frenamento del K^- nel bersaglio, che è soggetto ad una notevole incertezza a causa dello straggling. Con questa particolare tecnica di tagging sarà possibile ricavare, evento per evento, l' energia esatta dei π^-, correggendo il valore dell' energia cinetica, ottenuta tramite l'impulso misurato, per l'energia persa dalla particella entro il bersaglio nel percorrere la distanza tra il vertice di formazione dell'Ipernucleo e la superficie esterna. Si potrà in tal modo migliorare la risoluzione sull' energia degli stati ipernucleari prodotti, come mostrato in Fig.3.8.

Sfruttando l'elevata risoluzione temporale degli scintillatori del TOFINO e la tecnica di tagging permessa da ISIM, verrà effettuata la misura della vita media τ_Λ dell'Ipernucleo . Il K^- della coppia (K^+, K^-) emessa a 180° nel decadimento della ϕ attraversa il tubo a vuoto del fascio, il TOFINO (che identifica l'evento grazie alla topologia e alla energia persa) ad un istante t_0 e si ferma nel bersaglio dopo un certo intervallo di tempo Δt_K. La formazione dell'Ipernucleo è immediata e dopo un certo tempo Δt_d l'Ipernucleo decade. Se il decadimento è non mesonico (n, p) (2.19), in circa il 50% dei casi il protone dello stato finale viene emesso all'indietro e colpisce una sbarra del TOFINO ad un istante t^*, dopo un tempo di volo Δt_p.

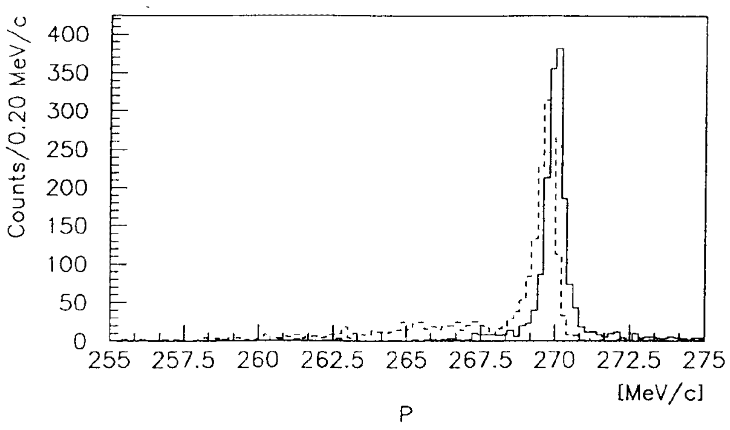

Figura 3.8: Simulazione dell' effetto della tecnica di 'tagging' sull' impulso ricostruito del π^-. La linea continua rappresenta lo spettro ottenuto con la correzione, quella tratteggiata lo spettro ottenuto senza di essa.

Il TOFINO misurerà la distanza temporale t^*-t_0, che risulta:

$$t^* - t_0 = \Delta t_K + \Delta t_d + \Delta t_p \qquad (3.17)$$

Δt_K è dato dalla somma di due termini : il tempo di volo del K^- tra TOFINO e bersaglio e il tempo di frenamento del K$^-$ nel bersaglio: esso viene ricavato grazie alla localizzazione del vertice permessa dalla tecnica di tagging che consente di valutare il primo termine, mentre il tempo di frenamento t$_{stop}$ dipende dall'energia E dei Kaoni, che sono abbastanza monocromatici all'ingresso del bersaglio, secondo la relazione:

$$t_{stop} = \int_0^E \frac{dE}{\beta c S(E)} \tag{3.18}$$

dove S(E) è il potere frenante del bersaglio per un K$^-$ con energia iniziale E. Δt$_p$ viene misurato conoscendo lo spazio percorso dal protone ed il suo impulso grazie, di nuovo, ad ISIM e al tracciatore. La distribuzione dei Δt$_d$ misurati sarà la convoluzione della risoluzione sperimentale, r, e della distribuzione esponenziale dei Δt$_d$ fisici, f:

$$f'(t,\tau_\Lambda) = \int f(t-t',\tau_\Lambda) r(t') dt' \tag{3.19}$$

r(t) può essere ottenuta misurando i π^- di formazione dello stato fondamentale dell'Ipernucleo , che, essendo monocromatici, forniranno una distribuzione temporale di tipo gaussiano la cui larghezza è determinata unicamente dalla risoluzione sperimentale, mentre l'indeterminazione nella misura di Δt$_K$ e Δt$_p$ sono trascurabili rispetto a quella di (t*-t$_0$).

3.4.3 Il Tracciatore.

L'idea che ha guidato la progettazione del tracciatore è la riduzione al minimo del multiplo scattering coulombiano. Dalle (3.12) e (3.16) si può vedere come il contributo di questo sia il termine dominante nella risoluzione sull'impulso misurato per particelle di bassa energia, quali sono i π^- che provengono dalla reazione di Scambio di Stranezza. La tecnica scelta per affrontare il problema è stata quella di utilizzare, come già accennato, rivelatori basati su gas di bassa massa, immersi in un'atmosfera di Elio, sì da ridurre al minimo la quantità di materia che i π^- incontrano lungo la loro traiettoria. La richiesta a cui devono soddisfare tutti gli elementi del tracciatore è una elevata precisione nella localizzazione spaziale; inoltre, la richiesta di bassa massa è particolarmente forte per quei rivelatori posti nella parte interna della traiettoria, in quanto da essi dipende la misura della curvatura, mentre può essere in parte disattesa per quei rivelatori che forniscono i punti estremi della traccia. Il numero di punti misurati per ogni traccia è 4, ossia uno in più rispetto alla minima informazione necessaria, sia per avere la possibilità di ricostruire la traiettoria anche nel caso in cui uno dei punti sia andato perso o non sia utilizzabile, che, soprattutto, per facilitare il 'pattern recognition' dell'evento. Nella versione dell'apparato approvata la spaziatura radiale tra i 4 punti è pressochè uniforme. Le posizioni del primo e dell'ultimo punto sono fisse, mentre quelle dei due punti centrali possono essere ottimizzate in modo da minimizzare il peso dei contributi delle (3.11) e (3.15) all'indeterminazione sull'impulso. Dalla [40] si ricava che la configurazione migliore è quella per cui su N punti misurati, un cluster di 1/4 N vengono misurati, indipendentemente, in corrispondenza di ciascuno degli estremi della traccia e i rimanenti N/2 al centro, il che, nel caso di FINUDA, vorrebbe dire misurare il primo punto su OSIM, l'ultimo sui tubi a straw e i due punti interni su due strati di camere a deriva collocati in successione a metà distanza. Questa opzione è stata studiata con tecniche Monte Carlo ed è risultata non utile in quanto porre i due strati di camere uno dietro l'altro si è dimostrato equivalente ad averne uno solo in termini di pattern recognition. Di conseguenza è stata scelta la soluzione di equispaziare i punti. Sempre al fine di ridurre il materiale attraversato dai π^- entro il volume di tracciamento, i due sistemi di camere a deriva sono stati disposti secondo i lati di due prismi a base ottagonale ruotati di 11° in senso orario il secondo rispetto al primo, in modo che l'ombra proiettata dai telai laterali e dal supporto meccanico del primo strato vada a cadere in corrispondenza dei telai del secondo strato, minimizzando così anche la zona morta, per i π^- da $\sim$ 270 MeV/c. Questo penalizza, ovviamente, la misura degli impulsi di particelle con energia più elevata o con carica positiva (i protoni del decadimento non mesonico (2.15), i μ^+ del decadimento del K^+), ma risponde appieno alle necessità della spettroscopia ipernucleare che si propone FINUDA. Il quarto punto viene misurato da un sistema di tubi a straw. Si è scelto di utilizzare questo tipo di rivelatore, invece di porre un terzo strato di camere a deriva, perchè l'angolo di incidenza della traiettoria dei π^- sull'ultimo elemento del tracciatore è molto grande e in una geometria di campo elettrico quale quella di una camera ciò produce un forte peggioramento della risoluzione della misura, mentre non influenza la risoluzione nel caso di un campo elettrico a simmetria cilindrica, che è il caso di un tubo a straw. I tubi saranno costruiti in mylar alluminizzato, avranno diametro 15 mm, lunghezza 255 cm e saranno disposti su tre strati, uno coassiale al campo magnetico, gli altri due ruotati rispettivamente di +12.5° e -12.9° rispetto allo stesso asse; ogni strato costituirà una sorta di involucro cilindrico e sarà formato da due sottostrati di tubi disassati di una distanza pari al raggio. Un'immagine schematica del rivelatore è data in Fig.3.9. I vantaggi che derivano da questa struttura sono molteplici: il sistema è modulare e flessibile; si adatta facilmente a fornire le tre coordinate di un punto; il costo di costruzione è relativamente basso; in caso di rottura di un filo la zona morta è limitata ad un solo tubo; la struttura di alluminio del tubo, collegata a massa, fornisce uno schermo per il filo anodico, cosicchè il 'cross–talk' tra tubi diversi viene ridotto; le prestazioni attese, e già in buona parte confermate da test su prototipi, rientrano nelle risoluzioni necessarie. Anche per le camere a deriva è stato effettuato uno studio particolare per ottimizzare le prestazioni, soprattutto riducendo l'influenza dello scattering multiplo: le scelte fatte e le soluzioni proposte verranno discusse in un capitolo a parte (nel capitolo 5).

Un'opzione che è stata valutata è quella di sostituire i 4 elementi del tracciatore con una camera a proiezione temporale (TPC).

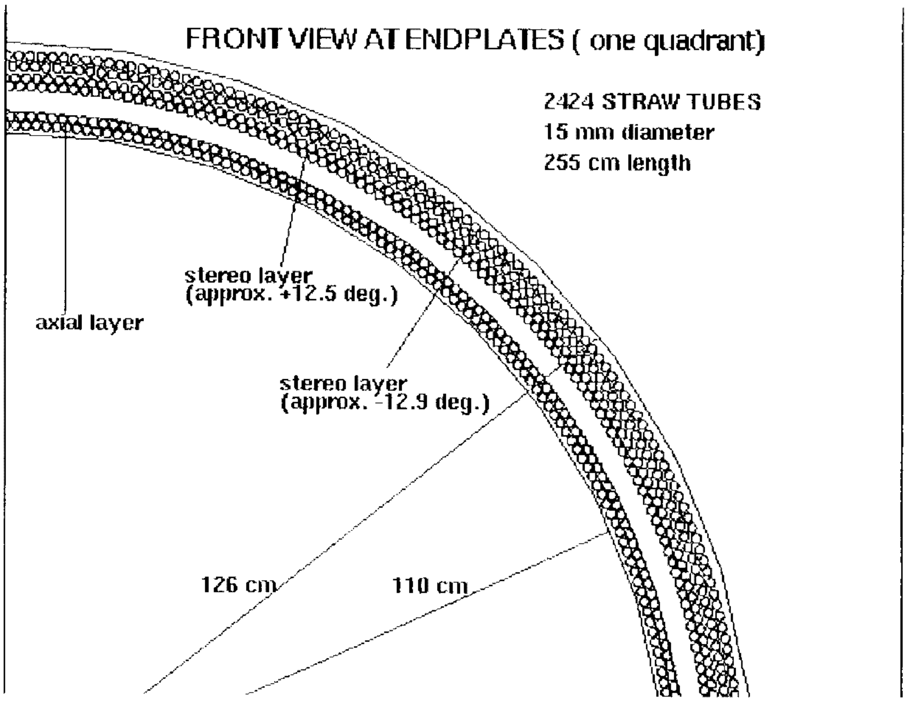

Figura 3.9: Sistema di tubi a straw del tracciatore di FINUDA: è qui presentata la vista frontale, ad uno dei due estremi, di un quarto del sistema: sono indicati anche i valori dell' inclinazione dei due strati più esterni rispetto all' asse z.

La TPC è un dispositivo di tracciamento caratterizzato da elevata granularità, molto utile per il pattern recognition. Essa può fornire, con buona risoluzione spaziale, simultaneamente le tre coordinate (ρ, ϕ e z) di un numero elevato di cluster di ionizzazione prodotti lungo la traccia. Come illustrato in Fig.3.10, essa consiste di un grande volume di deriva cilindrico, delimitato da due gabbie di campo elettrico e diviso in due parti da una membrana centrale di mylar ricoperto da uno strato di grafite conduttiva tenuta a potenziale negativo, e di due end cap alle basi del cilindro, composti da settori piani di camere a fili, di modo che gli elettroni di ionizzazione creati nel gas migrino verso i fili anodici dei settori di camere sotto l'azione di un campo elettrico e di un campo magnetico uniformi, entrambi paralleli all'asse del cilindro. Il campo magnetico curva le traiettorie delle particelle ionizzanti, provenienti dal punto di interazione posto al centro del cilindro, ad angolo retto rispetto alla direzione radiale e l'impulso viene determinato mediante una misura precisa del raggio dell'elica che la particella percorre, proiettata su una delle basi. Inoltre, il campo magnetico riduce la diffusione degli elettroni durante la deriva (di un fattore $\frac{1}{1+\omega^2\tau^2}$ con $\omega = \frac{eB}{m}$) permettendo di incrementare la risoluzione nel piano (ρ, ϕ) e perciò la precisione nella determinazione dell'impulso.

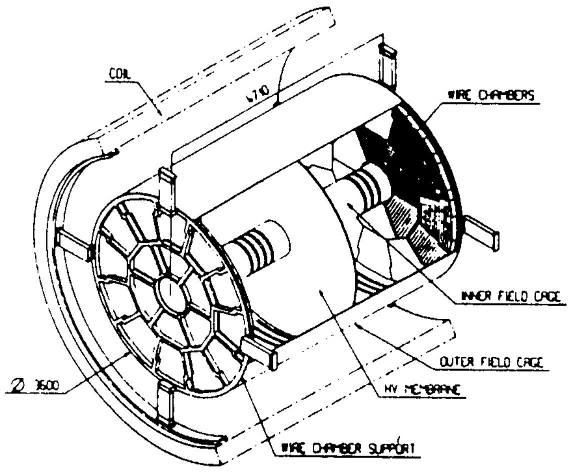

Figura 3.10: Schema semplificato della TPC dell' esperimento ALEPH (tratto da [41]).

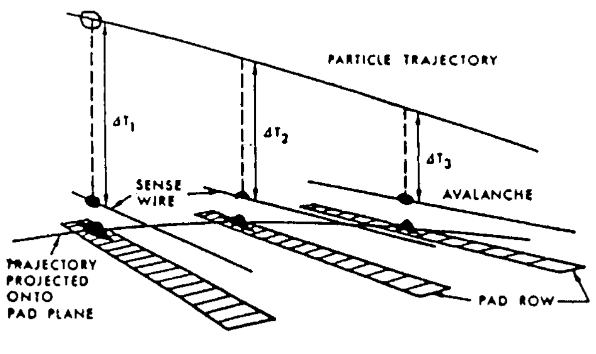

Figura 3.11: Raccolta del segnale in una TPC.

Per ogni segmento di traccia, proiettato su una delle due basi, le due coordinate nel piano sono date da 'pad' catodiche che trasmettono l'impulso elettrico, prodotto dalla valanga creata in prossimità del filo di sense, ad amplificatori che leggono pad singole (si veda Fig. 3.11). Queste sono disposte in modo tale che il segnale indotto si distribuisca su poche di esse e la posizione della nube di elettroni è determinata mediante il centroide dei segnali raccolti. La coordinata lungo l'asse del cilindro (z) viene ricavata dal tempo di deriva ottenuto dal segnali dei fili anodici, nota la velocità di deriva. Nelle gabbie di campo interna ed esterna (Fig.3.10) gli elettrodi sono formati da strati di strisce di rame disassati posti sui due lati di un foglio di Kapton (50–80 μm di spessore). La struttura, generalmente, è sostenuta da strati sottili di Alluminio separati da spaziatori a nido d'ape, anch'essi in Alluminio. Il parallelismo tra campo elettrico e magnetico permette di eliminare effetti prodotti da $\vec{E} \times \vec{B}$ sulla deriva degli elettroni. Localmente si possono produrre delle distorsioni introdotte da un allontanamento dal parallelismo, soprattutto agli estremi della regione di deriva, dove l'angolo di Lorentz (angolo tra $\vec{B}$ e la direzione degli elettroni) diventa importante e deve, perciò, essere piccolo. La risoluzione nel piano (ρ, ϕ) può essere parametrizzata come [41]:

$$\sigma_{\rho\phi} = [\sigma_0^2 + \sigma_d^2 + \sigma_w^2 cos^2\alpha(tg\alpha - tg\phi)^2 + \sigma_p^2 tg^2\beta)]^{1/2} \qquad (3.20)$$

dove:

σ_0 rappresenta la risoluzione dell' elettronica;

σ_d è il contributo della diffusione longitudinale degli elettroni;

σ_w tiene conto dell'angolo che la traccia forma rispetto al filo;

σ_p tiene conto dell'angolo formato dalla traccia rispetto alla pad (Fig.3.12); i valori tipici che si ottengono con miscele gassose a base di Argon sono $\sigma_{\rho\phi} \sim 200 - 300\mu m$, con miscele a base di Elio $\sigma_{\rho\phi} \sim 300 - 500\mu m$.

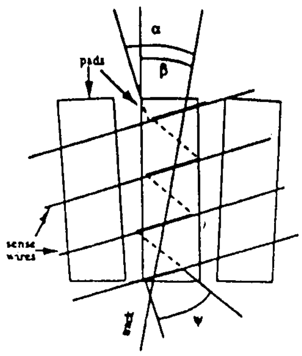

Figura 3.12: Angoli che influenzano la risoluzione di una TPC: α è l'angolo tra la traccia e la normale al filo, β è l' angolo tra la traccia e la pad, ψ è l' angolo di Lorentz.

Inoltre bisogna considerare che, utilizzando una TPC, i π^- da circa 270 MeV/c devono comunque attraversare lo strato di materia della gabbia interna che produce il campo di deriva. Questo produrrebbe uno straggling energetico calcolabile come [42]:

$$\sigma_E \sim \sqrt{\frac{Z}{A}\frac{1}{1-\beta^2}\phi \Delta x^2 MeV} \tag{3.21}$$

che per Δx=1 mm di Alluminio (spessore tipico) corrisponde allo 0.1% e rende inutile lo sforzo fatto con il tagging per migliorare la risoluzione, anche se con una TPC si può effettuare un campionamento più fitto della traiettoria. Sulla base di queste considerazioni (e di opportune simulazioni Monte Carlo) l'opzione TPC è, dunque, stata scartata.

3.4.4 Concetti di Trigger.

Verranno spese, ora, alcune parole per descrivere i compiti che deve svolgere il trigger del rivelatore, e quindi, in sostanza, le caratteristiche che l'evento ipernucleare deve avere per essere distinto dal fondo presente a DAΦNE, senza addentrarsi in una descrizione specifica delle strategie che verranno adottate in proposito.

Supponendo che la macchina lavori alla massima luminosità prevista, $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$, il rateo totale di produzione della particella ϕ è circa 4.4 KHz , mentre la frequenza di bunch–crossing è circa 380 MHz ($\sim 5.7 \cdot 10^{-5}\phi$/bunch) , che corrisponde ad una distanza temporale tra collisioni di fasci successive di 2.6 ns, molto inferiore al minimo tempo necessario per la formazione di un segnale di trigger (basti pensare che il solo tempo di salita del segnale di uno scintillatore plastico, il più veloce dispositivo di rivelazione di particelle, è tipicamente dell'ordine del ns). Questo implica che non è possibile utilizzare i segnali di radiofrequenza di DAΦNE per produrre trigger veloci, in quanto è come se si avesse una sorgente continua di segnali. Come primo scopo, il trigger deve essere in grado di selezionare le coppie (K^+, K^-) dagli eventi di scattering Bhabha, dai raggi cosmici e da altri decadimenti della ϕ, in particolare dal decadimento $\phi \to K^0_S K^0_L$, poichè il K^0_S di bassa energia (110 MeV/c) decade a sua volta in $\pi^+\pi^-$ da 206 MeV/c, anche se non emessi a 180°, molto presto (la vita media è $\tau \simeq 0.89 \cdot 10^{-10}$s) e molto vicino al bersaglio. La tabella 3.2 riporta i ratei di produzione di coppie (e^+e^-) per scattering Bhabha nella collisione elettrone–positrone a 1020 MeV, per varie regioni angolari. Come si può vedere da essa, nella regione angolare coperta dallo spettrometro, il rateo di eventi (e^+e^-) dovuti a scattering Bhabha è molto inferiore rispetto a quello relativo ad angoli molto prossimi all' asse z e l'ordine di grandezza è confrontabile con quello di produzione della ϕ. Pertanto la sola richiesta di molteplicità 2 nei segnali provenienti dal TOFINO non è sufficiente ad eliminare il fondo Bhabha, come non lo è la richiesta aggiuntiva di topologia back–to–back, ma è necessario utilizzare l'informazione della perdita di energia nei 2 mm del TOFINO per discriminare i Kaoni dagli elettroni, nonchè dai π e dai

regione angolare	rateo
$5° < \theta < 175°$	129.0 Khz
$10° < \theta < 170°$	30.0 Khz
$15° < \theta < 165°$	12.9 Khz
$20° < \theta < 160°$	6.7 Khz
$25° < \theta < 155°$	3.9 Khz
$30° < \theta < 150°$	2.4 Khz
$35° < \theta < 145°$	1.6 Khz
$40° < \theta < 140°$	1.1 Khz
$45° < \theta < 135°$	0.7 Khz
$50° < \theta < 130°$	0.5 Khz

Tabella 3.2: Ratei di produzione di coppie e^+e^- a 510 MeV/c per processo di scattering Bhabha in alcune regioni angolari. L' angolo θ rappresenta l' inclinazione rispetto all' asse z (direzione del fascio).

raggi cosmici (si veda la Fig.3.3). Va notato che, comunque, la topologia back–to–back va intesa in modo esteso, causa la curvatura dei Kaoni in campo magnetico. l'altro dispositivo veloce che può essere usato per la formazione del segnale di trigger è il TOFONE. La sua informazione può servire per due funzioni diverse: determinare trigger di molteplicità e coincidenze pronte. Gli eventi ipernucleari, infatti, producono nel TOFONE una molteplicità che varia da un minimo di 1, dovuto al π^- di produzione dell'Ipernucleo entro un gate temporale stretto di 10 ns, e un massimo di 4 a seconda del canale di decadimento dell'Ipernucleo e dell'efficienza di rivelazione dello scintillatore, in particolare per i neutroni. La molteplicità 4 comprende anche il muone proveniente dal decadimento del K^+. Schematicamente, il trigger di primo livello è basato sul sistema dei due strati di scintillatore: sul TOFINO seleziona in base a:

- energia persa (soglie elevate sui discriminatori);
- topologia back–to–back estesa,

sul TOFONE in base a:

- molteplicità $\geq$1;
- coincidenza pronta col segnale del π^-.

3.5 Il Supporto Meccanico.

La progettazione del supporto per le componenti dell' apparato sperimentale di FINUDA ha costituito una fase particolarmente importante e delicata. È stato necessario un notevole sforzo per conciliare le richieste di stabilità meccanica delle varie parti, di tensionamento dei tubi a straw e di movimentazione relativa indipendente dei rivelatori tenendo sempre presente la necessità di ridurre i materiali per minimizzare l' influenza dello scattering multiplo coulombiano e limitare le zone morte entro il volume di rivelazione.

In questo paragrafo verranno brevemente indicate le direttrici seguite e verrà presentata, in linea di massima, la soluzione individuata al momento della stesura della presente tesi. La struttura qui di seguito descritta è, dunque, passibile di ulteriori modifiche dettate da eventuali necessità contingenti.

Il magnete, con il giogo di ferro, verrà installato nella fossa della sala sperimentale di DAΦNE mediante una apposita struttura che permetterà di posizionarlo su fascio e disinserirlo dalla linea, qualora si rendesse necessario. Le sbarre del TOFONE saranno agganciate al criostato e mosse solidalmente al solenoide. Tutti gli altri rivelatori sono indipendenti dal supporto meccanico del magnete e verranno inseriti solo dopo che questo sia stato collocato nella sua sede definitiva.

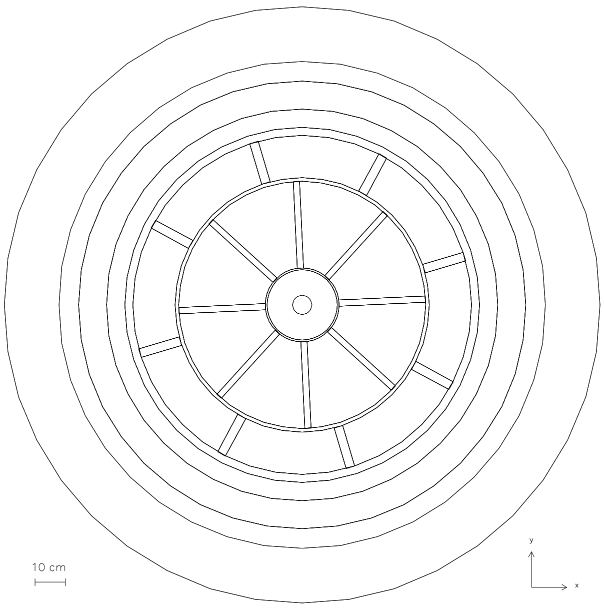

Figura 3.13: Vista frontale della struttura generale di supporto dei rivelatori di FINUDA.

Inizialmente era stata avanzata la proposta di ancorare la struttura dei rivelatori al criostato, ma è stata poi scartata per le difficoltà che avrebbe comportato il fatto di doverli inserire, o comunque lavorare su di essi, negli spazi stretti del magnete. La soluzione che è stata scelta prevede di fissare i rivelatori ad una struttura mobile che è ancorata al giogo del magnete in tre punti. Tale impalcatura viene spostata dentro e fuori il magnete, quando necessario, per mezzo di una apposita apparecchiatura robotizzata.

Uno schema generale della struttura di supporto dei rivelatori è dato in Fig.3.13. Essa presenta una forma a gabbia che permette di svolgere contemporaneamente più azioni:

- sostenere il tubo a vuoto (beam pipe) con le due coppie interne di magneti compensatori (quadrupoli) dell' acceleratore;
- sostenere le camere a deriva;
- tensionare e sostenere il sistema di tubi a straw;
- sostenere il TOFINO, ISIM, OSIM e i bersagli per mezzo dei due cilindri interni che connettono le razze sulle superfici laterali della struttura;
- formare una struttura rigida che possa essere facilmente spostata dentro e fuori il magnete con i rivelatori inseriti.

Un vantaggio importante offerto dal sistema progettato è quello di riuscire a scaricare le tensioni introdotte dal sistema dei tubi a straw grazie alle barre, parallele al fascio, che fungono da sede per le camere. Bisogna sottolineare, infatti, che mentre le camere hanno, come visto, una struttura tale da assicurare un corretto posizionamento e tensionamento dei fili, di modo che è solo più necessario fornire un sistema di sostegno e posizionamento preciso dell' intera camera, i tubi non sono di per sè in grado di autosostenersi, data la lunghezza, e richiedono comunque degli elementi di trazione che applichino tensioni opportune a filo e cilindro per un corretto funzionamento (15 N per ogni tubo e circa 2500 tubi).

Un' altra caratteristica della struttura di sostegno è l' inclinazione delle razze, che conferisce all' insieme una forma simile ad una clessidra. Questa soluzione permette di guadagnare dello spazio libero agli estremi dei rivelatori ed ha come conseguenze positive il fatto di avere più spazio per agire sulla regione interna e di poter disporre di elementi di compressione che contribuiscono a sopportare la tensione meccanica dei tubi.

La soluzione scelta per la parte più esterna della struttura, quella che deve conferirle la giusta consistenza, per riuscire al contempo a sopportare la tensione meccanica dei tubi a straw e ad evitare che il sistema collassi sotto il suo stesso peso, consiste nell' inserire tra la zona dei tubi e gli scintillatori esterni una camicia cilindrica di durallluminio con spessore di 0.8 cm.

Il sostegno verrà realizzato in Alluminio.

In Fig.3.14 è mostrato uno schema della posizione angolare relativa degli elementi della regione più interna. Il fatto che i moduli che compongono ISIM ed OSIM abbiano le stesse dimensioni fa sì che il tipo di sostegno impiegato per lo strato di rivelatori al Silicio più interno possa essere utilizzato anche per quello più esterno. Si tratta di una struttura meccanica molto leggera nella quale vengono collocati non solo i rivelatori ma anche i dispositivi elettronici e i circuiti stampati che costituiscono l' elettronica di front–end. Per di più la struttura ottagonale che sostiene le microstrip di ISIM ospiterà anche i bersagli sulla sua faccia esterna. In questo modo si evita di introdurre un supporto ulteriore per i bersagli e si può ridurre la distanza tra questi e ISIM.

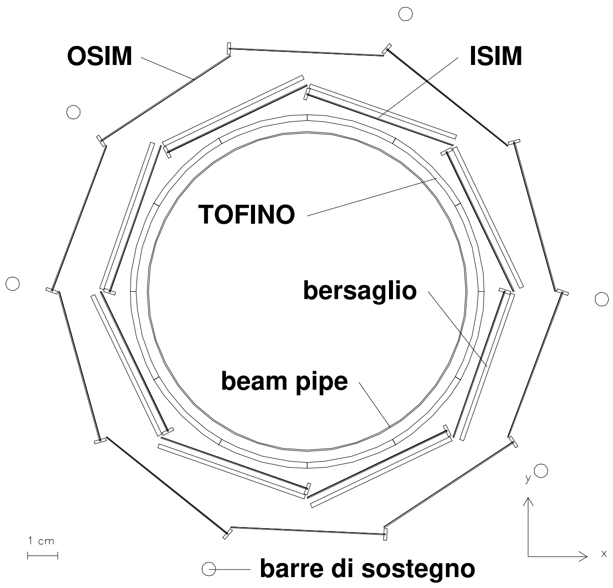

Figura 3.14: Posizioni angolari relative dei rivelatori interni di FINUDA.

Le due strutture, ciascuna composta dall' unione di due mezzi "prismi" a base rispettivamente ottagonale e decagonale, vengono accoppiate (anche come un blocco unico, per preservare il posizionamento relativo) al sostegno generale per mezzo di flange fissate ai cilindri interni delle superfici laterali, permettendo di disassemblare ISIM, OSIM e i bersagli dalla struttura globale in caso di necessità di intervento. Nelle flange verranno praticati dei fori per fornire la ventilazione forzata necessaria per evitare il surriscaldamento dei dispositivi.

L' insieme delle barre di compressione parallele al fascio e delle razze radiali forma una sorta di telaio su cui le camere a deriva possono essere inserite e posizionate facendole semplicemente scivolare come su delle guide e fissandole poi nelle sedi con dei perni calibrati. Nella disposizione mostrata in Fig.3.13 le camere non sono propriamente posizionate sui lati di due ottagoni, ma sono leggermente inclinate rispetto a questi per permettere la sovrapposizione dei telai laterali di moduli adiacenti e aumentare l' angolo solido di accettanza. Questa soluzione è stata adottata sulla base di una simulazione delle possibili configurazioni. Il sistema di sostegno delle camere è, pertanto, stato concepito in modo da usare le barre di compressione sia come guide per l' inserimento dei moduli che come sostegni degli stessi; esso permette l' inserimento per mezzo di sole traslazioni, evitando pericolosi movimenti di rotazione. Lo scivolamento delle camere sulle guide sarà assicurato dall' utilizzo di materiali anti–frizione. La facilità di movimentazione delle camere apre la strada a due opzioni: inserire le camere nella struttura di supporto quando questa è fuori oppure dentro il magnete. La seconda opzione permetterebbe di spostare un insieme alleggerito di circa 1 tonnellata, facilitando le operazioni di inserimento e di aggancio al criostato.

In Fig.3.15, infine, è riportata una vista di insieme della struttura di sostegno generale in cui è possibile riconoscere i vari elementi e, in particolare, vedere le razze radiali, le barre longitudinali di compressione e gli elementi di tensionamento dei tubi a straw.

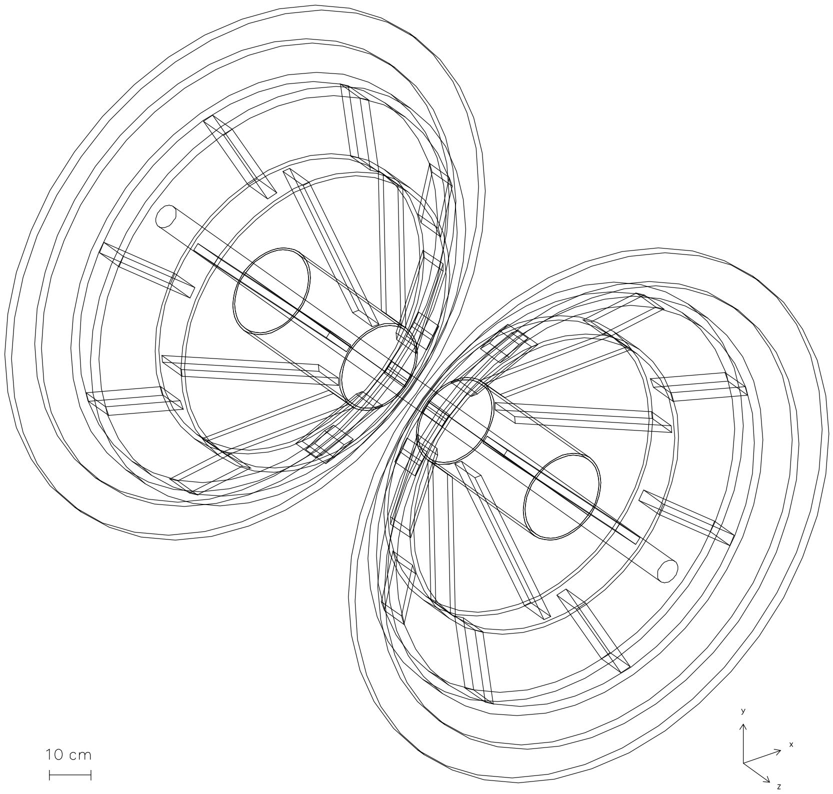

Figura 3.15: Vista tridimensionale della struttura di sostegno generale dei rivelatori di FINUDA.

Capitolo 4

Cenni sul Funzionamento dei Rivelatori Gassosi

In questo capitolo verranno richiamati alcuni concetti sui processi attraverso i quali le particelle ionizzanti rilasciano energia in un mezzo, sì da poter essere rivelate, e sui principi di funzionamento dei rivelatori a stato gassoso. Una trattazione più estesa ed esauriente dell'argomento può essere trovata, di volta in volta, in [43], [44], [45], [46],[47].

4.1 Rivelazione di Particelle Cariche e di Fotoni in un Mezzo Gassoso

Una particella carica, attraversando uno strato di materia, interagisce con essa secondo le quattro categorie di forze esistenti in natura; in generale, solo l'interazione elettromagnetica viene utilizzata per la rivelazione, poiché è molti ordini di grandezza più probabile delle altre. Inoltre, nei rivelatori gassosi, il processo che contribuisce sostanzialmente alla perdita di energia da parte di particelle ionizzanti è l'interazione coulombiana incoerente tra i campi elettromagnetici associati alla particella incidente e quelli presenti nel mezzo, che porta alla eccitazione e/o ionizzazione degli atomi dello stesso. Per particelle leggere, elettroni in particolare, altri processi contribuiscono al frenamento, quali bremsstrahlung, emissione di radiazione Čerenkov e di radiazione di transizione, ma in frazione minore.

La perdita di energia media, dovuta ad interazione coulombiana, per unità di cammino in un mezzo è stata ricavata da Bethe e Block nell'ambito della meccanica quantistica e può essere scritta come:

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{z^2 D}{\beta^2}\frac{Z}{A}[log(\frac{2mc^2\gamma^2\beta^2}{I}) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z}] \tag{4.1}$$

dove D=$\frac{4\pi e^4 \mathcal{N}_A}{mc^2} = 0.307 MeV cm^2/g$, X=$\rho$x è la lunghezza ridotta del cammino della particella nel mezzo di densità ρ, numero atomico Z e peso atomico A, z, β, γ sono carica (in unità di e) e fattori cinematici relativi alla particella incidente, I è il potenziale di ionizzazione effettivo del mezzo, $\frac{\delta}{2}$ è un termine di densità che tiene conto degli effetti di polarizzazione del mezzo e $\frac{C}{Z}$ tiene conto di effetti di schermatura degli elettroni interni degli atomi per valori di β molto piccoli.

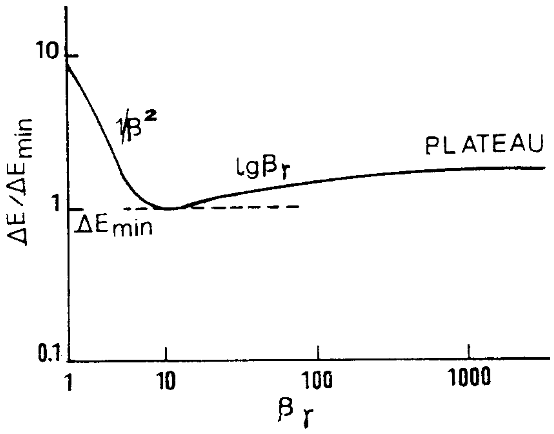

Figura 4.1: Perdita di energia per ionizzazione in funzione di $\beta\gamma$.

In Fig.4.1 è riportato l'andamento della perdita di energia per ionizzazione in funzione del valore di $\beta\gamma$ della particella ionizzante: in particolare è indicata la condizione di minimo del potere frenante, per la quale in tabella 4.1 sono indicati tra gli altri i valori di perdita di energia, produzione di coppie ione-elettrone, potenziale di ionizzazione effettivo, per alcuni gas comunemente usati nei rivelatori.

Bisogna osservare che, in strati sottili di materia, quale è il caso dei rivelatori gassosi, la perdita di energia per interazione elettromagnetica è il risultato di un piccolo numero di interazioni discrete, in ognuna delle quali i trasferimenti di energia possibili coprono un ampio range di valori. Essa ha, pertanto, la caratteristica di una media statistica che corrisponde ad una distribuzione di probabilità di tipo Landau:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \tag{4.2}$$

dove λ rappresenta la deviazione dalla perdita di energia dal valore più probabile:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\xi} \tag{4.3}$$

Gas	Z	A	Densità (10^{-3} g/cm^3)	I (eV)	W_i (eV/ coppia)	dE/dx (MeV/ g^{-1} cm^{-2})	n_p (coppie/ cm)	n_t (coppie/ cm)
H_2	2	2	0.0838	15.4	37	4.03	5.2	9.2
He	2	4	0.166	24.6	41	1.94	5.9	7.8
N_2	14	28	1.17	15.5	35	1.68	(10)	56
O_2	16	32	1.33	12.2	31	1.69	22	73
Ne	10	20.2	0.839	21.6	36	1.68	12	39
Ar	18	39.9	1.66	15.8	26	1.47	29.4	94
Kr	36	83.8	3.49	14.0	24	1.32	(22)	192
Xe	54	131.3	5.49	12.1	22	1.23	44	307
CO_2	22	44	1.86	13.7	33	1.62	(34)	91
CH_4	10	16	0.67	13.1	28	2.21	16	53
C_4H_{10}	34	58	2.42	10.8	23	1.86	(46)	195

Tabella 4.1: Proprietà di alcuni gas impiegati nei rivelatori: numero atomico, massa atomica, densità, potenziale effettivo di ionizzazione, energia per la produzione di una coppia, perdita di energia per unità di cammino, numero di coppie primarie, numero di coppie totali. Le ultime tre quantità sono riferite a pressione atmosferica e a particelle al minimo di ionizzazione (tratto da [44]).

e

$$\xi = K\frac{Z}{A}\frac{\rho}{\beta^2}X \tag{4.4}$$

rappresenta la perdita di energia media fornita dalla (4.1). Tale distribuzione è molto diversa da una distribuzione gaussiana che, invece, descrive abbastanza bene il processo nel caso di assorbitori spessi, come si può osservare in Fig.4.2.

Gli eventi individuali possono essere separati in due gruppi: collisioni a piccola distanza con elevato trasferimento di energia che portano alla ionizzazione degli atomi del mezzo e collisioni a grande distanza con trasferimenti di energia minori che producono sia ionizzazione che eccitazione della materia. La ionizzazione primaria e l'eccitazione dividono in modo pressoché uguale l'energia resa disponibile dal passaggio della particella mentre gli effetti secondari aumentano l'efficienza di un processo rispetto all'altro.

Negli eventi di ionizzazione gli elettroni vengono emessi con un' energia che può assumere con continuità tutti i valori fino al massimo permesso dalla cinematica: $E_M = \frac{2m_ec^2\beta^2}{1-\beta^2}$. Gli elettroni emessi con energia maggiore ad alcuni KeV vengono detti raggi δ e risultano particolarmente importanti per l'eccitazione di processi di emissione secondaria. Essi percorrono nel mezzo una distanza che, con buona approssimazione, è data dal 'practical range':

$$R_p = 0.71\ E^{1.72} \quad g\ cm^{-2} \quad (E\ in\ MeV) \tag{4.5}$$

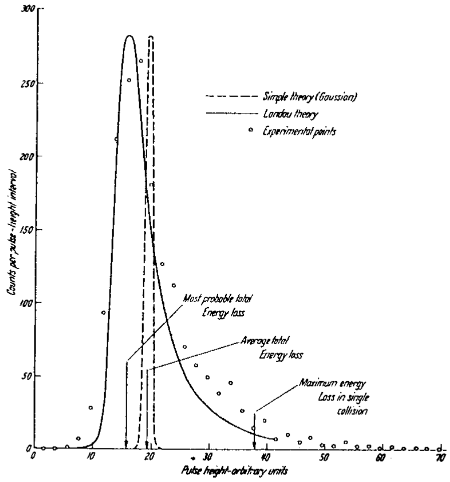

Figura 4.2: Confronto tra la distribuzione sperimentale di perdita di energia e le previsioni teoriche ottenute usando una semplice teoria gaussiana e la funzione di Landau (tratto da [44]).

Questo fatto costituisce un limite non eliminabile alla accuratezza nella ricostruzione del punto di passaggio di una particella ionizzante in un rivelatore gassoso: infatti i raggi δ emessi producono dei segnali in carica più alti rispetto a quelli prodotti da elettroni con energia minore, ma il baricentro della carica risulterà sistematicamente spostato rispetto alla traccia originale. Un effetto analogo viene prodotto dagli elettroni emessi per effetto Auger in seguito all'assorbimento di un fotone.

In pratica, al passaggio di una particella carica nel mezzo si verifica un numero discreto di collisioni che producono ionizzazione primaria liberando coppie elettrone–ione nella materia. Gli elettroni emessi possono avere energia sufficiente (cioè maggiore del potenziale di estrazione dell'elettrone più esterno degli atomi del mezzo) per ionizzare ulteriormente, producendo coppie secondarie; la somma dei due contributi è detta ionizzazione totale. Il numero totale di coppie prodotte può essere espresso come:

$$n_t = \frac{\Delta E}{W_i} \tag{4.6}$$

dove ΔE è l'energia totale persa nel mezzo gassoso considerato e W_i è l'energia media effettiva per produrre una coppia, indicata in tabella 4.1. Non esiste un' espressione semplice per il numero di coppie primarie n_p: i valori riportati in tabella 4.1 sono sperimentali e sembrano indicare una dipendenza grossomodo lineare dal numero atomico medio del gas, come riportato in Fig.4.3, da cui si possono estrapolare i valori per altre molecole. Questo è stato fatto, per esempio, in tabella 4.1 per CO_2 e C_4H_{10} (valori in parentesi). Per le miscele di differenti gas vale una semplice legge di composizione.

Gli eventi di ionizzazione primaria rappresentano un piccolo numero di eventi indipendenti e pertanto seguono la statistica di Poisson: se n è il numero medio di ionizzazioni primarie ($n=n_p$) prodotte dal passaggio di una particella nel volume gassoso del rivelatore, la probabilità di avere k coppie primarie è data da:

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n} \tag{4.7}$$

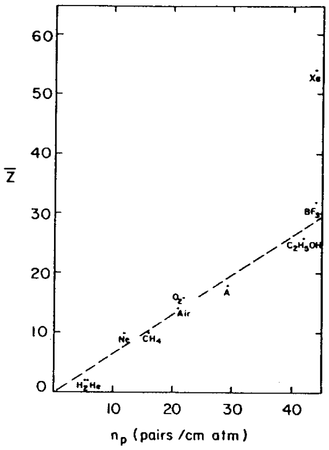

Figura 4.3: Eventi di ionizzazione primaria prodotti da particelle veloci in un cammino unitario nel mezzo gassoso in condizioni normali, come funzione del numero atomico del gas (cfr. tabella 4.1). I punti sperimentali sono ben riprodotti da un fit rettilineo, eccetto il caso dello Xenon.

Si può valutare la distribuzione della posizione delle coppie lungo una traiettoria normalizzata a 1: la probabilità che la coppia j delle k create sia compresa nell'intervallo (x, x+dx), se tutti gli intervalli sono equiprobabili, è:

$$D_k^j(x) = \frac{k!}{(k-j)!(j-1)!}(1-x)^{(k-j)} x^{(j-1)} \tag{4.8}$$

$$0 < j < k \tag{4.9}$$

$$0 \leq x \leq 1 \tag{4.10}$$

Il primo fattore dà il numero di differenti modi in cui le coppie possono essere estratte dalle k originarie, il secondo dà la probabilità che (k-j) coppie siano prodotte nell'intervallo di ampiezza 1-x, il terzo dà la probabilità che j coppie siano prodotte nell'intervallo di ampiezza x. In generale la distribuzione spaziale della coppia j , quando in media sono prodotte n coppie, sarà data dal prodotto:

$$A_n^j(x) = \sum_{k=j}^{\infty} P_k^n D_k^j(x) = \frac{x^{j-1} n^j}{(j-1)!} e^{-nx} \tag{4.11}$$

In particolare la distribuzione della coppia più vicina ad un estremo dell'intervallo sarà:

$$A_n^1(x) = n e^{-nx} \tag{4.12}$$

Questa è riportata per una miscela 70%–30% Ar–C_4H_{10} in Fig.4.4, dalla quale

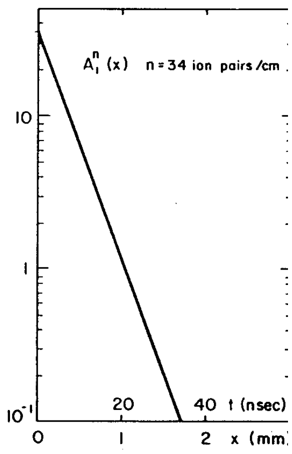

Figura 4.4: Statistica della produzione di coppie primarie: probabilità di trovare la coppia più vicina ad una distanza x dall' elettrodo per una miscela 70–30 Ar–C_4H_{10}. Il corrispondente tempo minimo di raccolta degli elettroni è ricavato supponendo un valore di velocità di deriva pari a 50 μm/ns.

si può capire che, se il tempo di rivelazione è il tempo di arrivo dell'elettrone più vicino all'elettrodo di raccolta, come spesso succede, la statistica della produzione delle coppie pone un limite non eliminabile alla risoluzione temporale del rivelatore. Nella figura la FWHM della distribuzione è $\sim$ 5 ns e la scala temporale indicata è ottenuta con una velocità di raccolta di 50 μm/ns, tipica per la miscela utilizzata.

Consideriamo ora la perdita di energia di fotoni in un mezzo gassoso. Come noto, si tratta di una interazione localizzata in un singolo evento: il fotone viene assorbito da un atomo del mezzo con una probabilità che può essere scritta in termini di sezione d'urto di assorbimento e di attenuazione di un fascio di fotoni in uno spessore (ridotto) X di un mezzo con N molecole per unità di volume, come:

$$I = I_0 e^{-\sigma N X/\rho} \tag{4.13}$$

A seconda dell'energia del fotone l'interazione può seguire diversi meccanismi: fino ad energie di alcuni KeV il processo dominante è la conversione fotoelettrica, poi prevale lo scattering Compton fino a circa 1 MeV ed infine la produzione di coppie. Nei rivelatori gassosi viene sfruttato principalmente il primo processo, mentre il secondo e il terzo sono, in genere, poco usati in quanto, nel caso dell' effetto Compton il fotone diffuso non viene più assorbito nel mezzo, l'energia depositata dipende dall'angolo di scattering, che non è noto, e non è perciò possibile avere una risoluzione in energia, mentre nel caso della produzione di coppie la probabilità di assorbimento è troppo piccola. Invece è pratica comune usare sorgenti di raggi X (come il Fe^{56}) per collaudare in laboratorio i rivelatori a gas. I raggi X hanno energia dell'ordine di qualche KeV che corrisponde alla tipica perdita di energia di particelle al minimo di ionizzazione in 1 centimetro di gas. Nel processo fotoelettrico un fotone di energia E_γ viene assorbito in una shell j di energia $E_j < E_\gamma$ con conseguente emissione di un elettrone con energia $E_\gamma - E_j$ che perde energia a sua volta entro il mezzo. La molecola eccitata (o atomo) ritorna nel suo stato fondamentale per lo più mediante due meccanismi competitivi: fluorescenza ed emissione di elettroni Auger, che contribuiscono entrambi a produrre un errore nella determinazione del punto di interazione lungo la traiettoria della particella, come già accennato in precedenza.

4.2 Moto di Cariche in un Mezzo Gassoso

Il moto degli elettroni e degli ioni prodotto per ionizzazione in un mezzo gassoso è la sovrapposizione di un moto casuale, dovuto alla temperatura del gas, e di un moto ordinato nella direzione del campo elettrico generato dalla differenza di potenziale applicata tra gli elettrodi del rivelatore.

4.2.1 Diffusione di Particelle Cariche in Assenza di Campi

Le cariche prodotte in un evento ionizzante perdono rapidamente la loro energia in seguito a collisioni con le molecole del gas e vengono termalizzate sì da conformarsi alla distribuzione di energia termica del mezzo. Dalla teoria cinetica dei gas si ha che il valor medio dell'energia termica è $E_T = 3/2KT \simeq 0.04$ eV e la distribuzione di probabilità delle energie è maxwelliana:

$$P(E) = C\sqrt{E}e^{-E/KT} \tag{4.14}$$

Inoltre, in assenza di altre perturbazioni (un campo elettrico, per esempio) una distribuzione localizzata di cariche diffonde in seguito a collisioni multiple secondo una legge gaussiana: la frazione $\frac{dN}{N}$ delle cariche che dopo un tempo t si trovano in un elemento dx a distanza x dalla sorgente è:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(x^2/4Dt)} dx \tag{4.15}$$

dove D è il coefficiente di diffusione. La deviazione standard della distribuzione è:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \tag{4.16}$$

Nella tabella 4.2 vengono riportati il coefficiente di diffusione, il cammino libero medio, la velocità media per alcuni ioni che diffondono nel loro stesso gas. Gli elettroni, avendo massa e dimensioni molto inferiori, hanno velocità termica maggiore ($\sim 10^7$ cm/s) e cammino libero medio che è circa 4 volte maggiore di quello degli ioni a parità di gas. Durante la diffusione gli ioni positivi possono essere

Gas	λ (10^{-5} cm)	u (10^5 cm/sec)	D^+ (cm^2/sec)	μ^+ (cm^2 sec^{-1} V^{-1})
H_2	1.8	2	0.34	13.0
He	2.8	1.4	0.26	10.2
Ar	1.0	0.44	0.04	1.7
O_2	1.0	0.5	0.06	2.2
H_2O	1.0	0.71	0.02	0.7

Tabella 4.2: Cammino libero medio (classico), velocità, coefficiente di diffusione e mobilità per alcuni ioni nel gas della molecola stessa a NTP (tratto da [44]).

neutralizzati per ricombinazione con portatori di carica negativa (elettroni o ioni negativi) o estrarre elettroni dalle pareti. Un processo di trasferimento di carica avviene anche tra molecole dello stesso gas o, soprattutto, di gas con potenziale di ionizzazione inferiore. Questo porta a far sì che gli ioni che migrano tendano, in realtà, ad essere solo quelli di quest'ultimo tipo ed è un effetto che deve essere tenuto in conto nella scelta della composizione della miscela gassosa di un rivelatore. Gli elettroni, invece, possono essere neutralizzati da uno ione o attaccarsi ad una molecola elettronegativa o, ancora, essere assorbiti dalle pareti. La probabilità di attaccamento è particolarmente elevata per agenti inquinanti come O_2 e vapore acqueo mentre è praticamente nulla per i gas nobili. Il fattore di attaccamento, h, cioè il numero di attaccamenti per collisione, dipende dall'energia dell'elettrone, nonché dal campo elettrico, se presente. In condizioni normali e in assenza di campo esso vale h$\simeq 2.5 \cdot 10^{-5}$ per O_2 e H_2O, il che comporta un tempo di sopravvivenza dell'elettrone, prima di attaccarsi ad una molecola, di 150–200 ns. La perdita di elettroni dovuta all'attaccamento sarà data da:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-x/\lambda_c} \tag{4.17}$$

dove λ_c è il cammino libero medio per cattura, dato da $\lambda_c = \frac{u}{hNp}$, N è il numero di collisioni al secondo, p è la frazione del gas elettronegativo nella miscela e u è la velocità termica degli elettroni.

4.2.2 Moto in Presenza di Campo Elettrico

Applicando un campo elettrico attraverso il volume gassoso, si osserva un moto di deriva degli ioni lungo la direzione del campo, sovrapposto al moto termico. La velocità media di questa deriva, w^+, risulta essere proporzionale al rapporto E/p tra il campo elettrico e la pressione del gas (campo elettrico ridotto) fino ad alti valori di $\vec{E}$. Si definisce, pertanto, una quantità indipendente dalla pressione, detta mobilità, come:

$$\mu^+ = \frac{w^+}{E}\frac{p}{p_0} \tag{4.18}$$

dove $p_0 = 1\ atm$; essa risulta essere specifica per ogni ione in un dato gas ed è costante, almeno fino a valori molto elevati di $\vec{E}$, come conseguenza del fatto che, entro questo limite, l'energia media degli ioni praticamente non varia. In tabella

Gas	Ione	Mobilità ($cm^2\ V^{-1}\ sec^{-1}$)
Ar	$(OCH_3)_2CH_2^+$	1.51
iC_4H_{10}	$(OCH_3)_2CH_2^+$	0.55
$(OCH_3)_2CH_2$	$(OCH_3)_2CH_2^+$	0.26
Ar	$iC_4H_{10}^+$	1.56
iC_4H_{10}	$iC_4H_{10}^+$	0.61
Ar	CH_4^+	1.87
CH_4	CH_4^+	2.26
Ar	CO_2^+	1.72
CO_2	CO_2^+	1.09

Tabella 4.3: Valori sperimentali della mobilità di alcuni ioni in vari gas a NTP (tratto da [44]).

4.3 vengono riportate le mobilità di alcuni ioni in gas usualmente impiegati nei rivelatori. Per una miscela di n gas la mobilità dello ione i–esimo è data dalla legge di Blanc:

$$\frac{1}{\mu_i^+} = \sum_{j=1}^{n} \frac{p_j}{\mu_{ij}^+} \tag{4.19}$$

con p_j concentrazione in volume del gas j nella miscela e μ_{ij}^+ mobilità dello ione i nel gas j. Come già visto, questo ione tenderà ad essere quello della specie con potenziale di ionizzazione più basso tra i gas presenti nella miscela. Nel caso di una distribuzione maxwelliana delle velocità esiste una relazione tra Dw^+ e w^+:

$$\frac{D^+}{w^+} = \frac{2}{3}\frac{KT}{qE} \tag{4.20}$$

Essa indica che per $\vec{E}$ e temperatura T fissi il rapporto tra il coefficiente di diffusione e la velocità di deriva degli ioni positivi è lo stesso per tutti i gas. Ne segue che:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D\frac{x}{w^+}} = \sqrt{\frac{3KTx}{e\vec{E}}} \tag{4.21}$$

non dipende né dalla natura degli ioni né dal gas.

Per gli elettroni è necessaria una trattazione più approfondita, basata sulla soluzione dell'equazione di trasporto di Boltzmann. Per essi non si verifica la condizione di termalizzazione perchè, a causa della loro piccola massa, in presenza di campo elettrico, l'energia che essi posseggono cresce sostanzialmente tra due collisioni successive con le molecole del gas. Ciò comporta che la distribuzione energetica non sia più maxwellina e che la mobilità non risulti più costante, se non per piccoli valori di $\vec{E}$. Una trattazione teorica rigorosa [48] prevede, con la condizione che il campo sia tale per cui solo una frazione trascurabile di elettroni abbiano energia in grado di ionizzare il mezzo, una distribuzione di energia:

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon}\; exp\left(-\int \frac{3\Lambda(\epsilon)\epsilon d\epsilon}{[eE\lambda(\epsilon)]^2 + 3\epsilon KT\Lambda(\epsilon)}\right) \tag{4.22}$$

dove il cammino libero medio tra collisioni è:

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \tag{4.23}$$

N è il numero di molecole per volume unitario, $\sigma(\epsilon)$ è la sezione d'urto di collisione all'energia ϵ (effetto Ramsauer), $\Lambda(\epsilon)$ è la frazione di energia persa in ogni impatto, comprendendo anche processi come eccitazioni rotazionali e vibrazionali dei gas della miscela (inelasticità). Note le sezioni d'urto σ_{elast} e $\sigma_{inelast}$ si ha per la velocità di deriva nella direzione del campo elettrico $W_{||}$ e per il coefficiente di diffusione:

$$\vec{W}(E)_{||} = -\frac{2}{3}\frac{e\vec{E}}{m}\int \epsilon\lambda(\epsilon)\frac{\partial[F(\epsilon)u^{-1}]}{\partial\epsilon}d\epsilon \tag{4.24}$$

$$D(E) = \frac{1}{3} \int u\lambda(\epsilon)F(\epsilon)d\epsilon \tag{4.25}$$

dove $u = \sqrt{2\epsilon/m}$ è la velocità istantanea dell'elettrone di energia ϵ. Anche in questo caso valgono regole di somma per le miscele. Si definisce, di solito, una energia caratteristica degli elettroni $\epsilon_K = \frac{eED(E)}{w(E)}$. Durante la deriva in campo elettrico gli elettroni diffondono secondo la distribuzione gaussiana (4.15); la variazione di energia dovuta al campo elettrico giustifica la dipendenza da E del coefficiente di diffusione. In Fig.4.5 è mostrato l'andamento di σ_x per 1 cm di deriva in diversi gas a NTP. Il limite termico corrisponde al caso di un gas fittizio in cui l' energia degli elettroni non è incrementata dalla presenza del campo. Si può notare che per la miscela Ar-iC_4H_{10} 75–25 $\sigma_x \sim 200\mu$m, indipendentemente da $\vec{E}$.

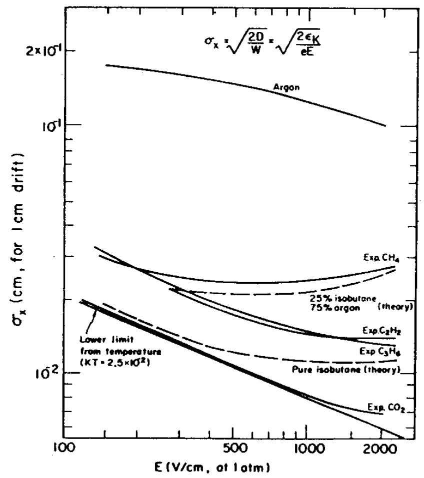

Figura 4.5: Andamento sperimentale e teorico della dipendenza della deviazione standard della diffusione degli elettroni dal campo elettrico, per 1 cm di deriva in diversi gas e in condizioni normali.

In una camera a deriva, in cui la coordinata spaziale è data dal tempo di deriva degli elettroni di ionizzazione un σ_x piccolo permette una migliore accuratezza. In realtà l'accuratezza limite che si può ottenere nella localizzazione non è data direttamente da σ_x ma dalla sua varianza, che dipende dal numero di elettroni necessari per far operare i dispositivi di misura del tempo. Se viene misurato il tempo medio di deriva di n elettroni (cluster) l'accuratezza limite sarà:

$$\sigma_{mean} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}. \tag{4.26}$$

nel caso generale in cui solo k elettroni su n siano necessari a far operare l'elettronica si avrà:

$$\sigma_k^2 = \frac{\sigma_x^2}{2ln\ n} \sum_{i=k}^{n} \frac{1}{i} \tag{4.27}$$

che, nel caso di k=1, da:

$$\sigma_1 = \frac{\pi \sigma_x}{2\sqrt{3ln\ (n)}} \tag{4.28}$$

Infine, in presenza di campo elettrico, la perdita di elettroni per processi di attaccamento risulterà:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-x/\lambda_c} \tag{4.29}$$

con

$$\lambda_c = \frac{\lambda w^-}{hup} \tag{4.30}$$

in cui λ è il cammino libero medio, u la velocità istantanea e w la velocità di deriva degli elettroni.

4.2.3 Deriva in Presenza di Campo Magnetico

La presenza di un campo magnetico modifica le proprietà di deriva degli elettroni. La forza di Lorentz applicata ad ogni carica trasforma il segmento di moto tra due collisioni in un arco di circonferenza (a meno che il campo non sia parallelo a w). L'effetto è una riduzione della velocità di deriva, almeno per bassi $\vec{E}$, e un moto che segue traiettorie diverse dalle linee del campo elettrico. Nel caso di campi costanti, quale è quello di una camera a deriva, la nube di elettroni si muoverà lungo una linea retta inclinata di un angolo α_H (angolo di Lorentz) rispetto alla linee del campo elettrico e con una velocità $w_H \neq w$. La trattazione esatta fornisce per la distribuzione in energia degli elettroni:

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon}\ exp\left(-\int \frac{3\Lambda(\epsilon)\epsilon d\epsilon}{[eE\lambda(\epsilon)]^2 + 3\Lambda(\epsilon)[1 + (e^2H^2\lambda^2(\epsilon))/(2me)]KT}\right) \tag{4.31}$$

per la velocità di deriva nella direzione del campo elettrico:

$$w_{\parallel} = -\frac{2}{3}\frac{eE}{m}\int \frac{\epsilon\lambda(\epsilon)\partial[F(\epsilon)u^{-1}]/\partial\epsilon}{[1 + (e^2H^2\lambda^2(\epsilon))/(2me)]}d\epsilon \tag{4.32}$$

per la velocità di deriva in direzione ortogonale al campo elettrico:

$$w_{\perp} = \frac{eH^2}{3m}\int \frac{\lambda^2(\epsilon)u\partial[F(\epsilon)u^{-1}]/\partial\epsilon}{[1 + (e^2H^2\lambda^2(\epsilon))/(2me)]}d\epsilon \tag{4.33}$$

per il coefficiente di diffusione:

$$D_H = \frac{1}{3}\int \frac{\lambda(\epsilon)uF(\epsilon)}{[1+(e^2H^2\lambda^2(\epsilon))/(2me)]}d\epsilon \tag{4.34}$$

Ovviamente varranno le relazioni seguenti:

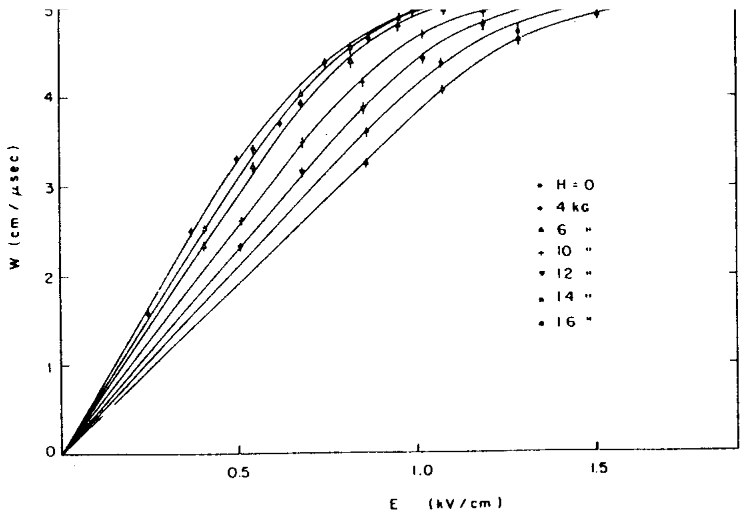

Figura 4.6: Velocità sperimentale di deriva degli elettroni nella direzione del moto, in funzione del campo elettrico per diversi valori di campo magnetico.

$$w_H = \sqrt{w_{||}^2 + w_{\perp}^2} \tag{4.35}$$

e

$$tg\alpha_H = \frac{w_{\perp}}{w_{||}}. \tag{4.36}$$

Si osserva sperimentalmente che la velocità di deriva risulta ridotta per piccoli valori di $\vec{E}$ ma raggiunge lo stesso valore di saturazione per tutti i valori di $\vec{B}$, come mostrato in Fig.4.6, mentre l' angolo di deriva sembra avere una dipendenza all'incirca lineare da $\vec{B}$ per elevati $\vec{E}$, come si può vedere in Fig.4.7. Dalla stessa figura si ricava che gas più pesanti hanno angolo di Lorentz più piccolo.

Spesso si fa riferimento a formule per w_H e α_H ottenute seguendo la formulazione di Townsend [49]:

$$w = \frac{KeE\tau}{m} = w(E) \tag{4.37}$$

dove τ è il tempo medio tra due collisioni ed è generalmente funzione di $\vec{E}$ (e di $\vec{H}$ se presente),

$$w_H = \frac{w\omega}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} \tag{4.38}$$

con $\omega = \frac{eB}{m}$ è la frequenza di Larmor dell'elettrone,

$$tg\alpha_H = \omega\tau \tag{4.39}$$

da cui

$$\alpha_H \simeq arctg\frac{Bw}{E} \tag{4.40}$$

che sono valide per piccoli valori di campo elettrico.

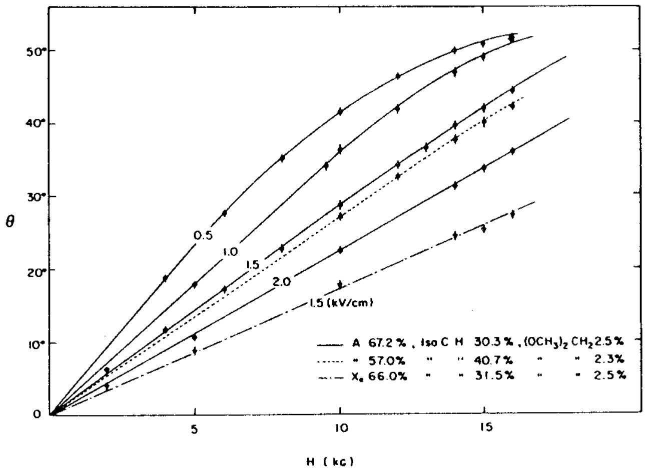

Figura 4.7: Valore misurato dell' angolo di deriva come funzione dei campi elettrico e magnetico applicati.

4.2.4 Moto in Campi Elettrici Intensi

Per campi elettrici crescenti, al di sopra di qualche KV/cm, aumenta sempre più il numero degli elettroni che raggiungono, nell'intervallo tra due collisioni, energie sufficienti per produrre eccitazione e/o ionizzazione nelle molecole del gas. In particolare, i gas nobili possono essere eccitati solo mediante assorbimento di fotoni, mentre molecole poliatomiche debolmente legate, come gli idrocarburi, manifestano transizioni non radiative di natura rotazionale e vibrazionale. Questo fatto è fondamentale per la stabilità di operazione e il guadagno di un rivelatore.

Consideriamo un elettrone che deriva in un campo elettrico forte; ad un certo istante esso avrà un'energia ϵ, secondo una opportuna distribuzione F(ϵ). Quando l'elettrone raggiunge, in seguito alle fluttuazioni statistiche della crescita di energia tra due collisioni, un'energia superiore al potenziale di ionizzazione del gas può verificarsi un evento di ionizzazione. Il cammino libero medio tra due ionizzazioni sarà dato dalla distanza media che un elettrone deve percorrere prima di produrre una collisione ionizzante; l'inverso, α è detto primo coefficiente di Townsend e fornisce il numero di coppie prodotte per unità di spazio di deriva. Esso dipende dal rapporto E/p come:

$$\frac{\alpha}{p} = Ae^{-Bp/E} \quad (A,\ B \text{ parametri sperimentali}) \tag{4.41}$$

e dall'energia dell'elettrone come:

$$\alpha = KN\epsilon \quad (\text{approssimazione di Korff}) \tag{4.42}$$

con N numero di molecole per volume unitario, per i gas puri, mentre non esistono semplici regole che indichino il comportamento di α per le miscele. La ionizzazione sta alla base del processo di moltiplicazione a valanga nei contatori proporzionali: infatti, l'elettrone, dopo un cammino α^{-1}, produce un secondo elettrone (e uno ione) ed entrambi continuano a derivare e a produrre ionizzazioni successive intervallate dal libero cammino medio, secondo una progressione geometrica. Se si considerano n elettroni iniziali, dopo una deriva infinitesima dx il numero di elettroni prodotti sarà:

$$dn = n_0 \alpha dx \tag{4.43}$$

e, in forma integrale

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x}; \tag{4.44}$$

il fattore di moltiplicazione risulta:

$$M = \frac{n(x)}{n_0} = e^{\alpha x} \tag{4.45}$$

per un campo elettrico uniforme, ovvero

$$M = e^{\int \alpha(x) dx} \tag{4.46}$$

per un campo generico. Tenendo conto della differenza delle velocità di deriva e del coefficiente di diffusione di elettroni e ioni, la valanga assumerà una caratteristica forma a goccia, come illustrato in Fig.4.8, in cui gli elettroni occupano la parte frontale in rapido movimento mentre gli ioni si spostano molto lentamente dal punto in cui sono stati generati. La valanga cresce fino a che il campo elettrico interno generato dalla separazione tra le cariche uguaglia quello esterno. A questo punto avvengono processi di ricombinazione tra ioni ed elettroni che possono produrre fotoni che producono a loro volta nuove coppie, le quali, dove il campo è più intenso, cioè in corrispondenza della testa e della coda della valanga, possono generare nuove valanghe. In questo modo si produce una deformazione del campo elettrico e da una eventuale successione di valanghe si può produrre una scarica (streamer). Per questo motivo M non può assumere valori troppo elevati: un limite fenomenologico per evitare la scarica è $\alpha x \sim 20$, ovvero $M \sim 10^8$ (condizione di Raether), ma generalmente si opera con $M \sim 10^6$. Va notato che, al fine di evitare la scarica, si deve limitare non solo il valore di α ma anche x, cioè lo spessore di gas in cui è presente un campo molto intenso.

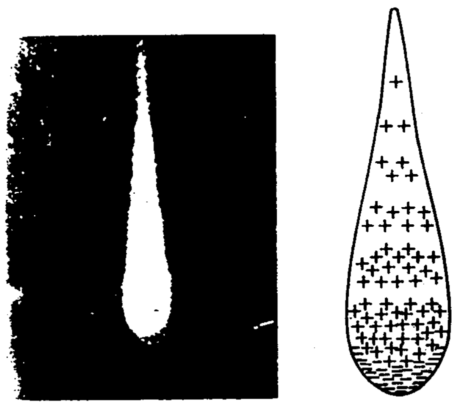

Figura 4.8: Forma a goccia di una valanga, con il fronte veloce degli elettroni che si separa dalla coda lenta degli ioni positivi. La fotografia si riferisce al caso di una valanga formata in una camera a bolle.

4.3 Principi di Funzionamento di un Contatore Proporzionale Cilindrico

La conoscenza del modo di operare di un contatore proporzionale è fondamentale perché nella maggior parte dei rivelatori a stato gassoso (MWPC, MWDC ..) è presente un modulo proporzionale che viene ripetuto più volte con una ubicazione che varia a seconda del tipo di dispositivo. Nella sua forma più elementare esso ha simmetria cilindrica ed è costituito da un filo metallico, posto a potenziale positivo, allungato lungo l'asse di un cilindro conduttore ed isolato rispetto a questo che è posto a potenziale negativo. Il campo elettrico risulta avere un massimo sulla superficie del filo anodico e decresce poi rapidamente come r^{-1}: usando fili molto sottili si possono avere campi molto intensi in prossimità del filo. In un tale dispositivo nella regione in cui avviene la ionizzazione primaria (in pratica tutto il volume eccetto una regione attorno all'anodo con dimensione pari ad alcuni raggi del filo) il campo elettrico produce solo la deriva delle cariche verso gli elettrodi, mentre nella regione più vicina all'anodo $\vec{E}$ è sufficientemente intenso per produrre la moltiplicazione: si formano valanghe che, a causa della diffusione laterale e del piccolo raggio del filo, circondano l'anodo. Gli elettroni vengono raccolti in tempi molto brevi, dell'ordine del ns, mentre la nube di ioni positivi inizia a migrare verso il catodo. La carica raccolta dipende

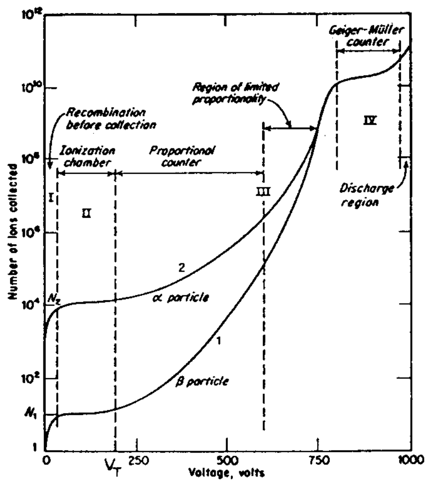

Figura 4.9: Caratteristica guadagno–tensione per un contatore proporzionale: sono indicate le diverse regioni di operazione.

dalla differenza di potenziale V_0 tra anodo e catodo: la Fig.4.9 riproduce questa dipendenza, separando le regioni che rappresentano i diversi modi di operazione di un contatore: modo di camera a ionizzazione in cui non si ha moltiplicazione, ma semplice raccolta di tutta la carica primaria prodotta, modo di contatore proporzionale o semiproporzionale in cui si ha moltiplicazione e la carica raccolta e proporzionale o parzialmente proporzionale all'energia depositata e, infine, modo Geiger–Muller in cui non si ha più nessuna proporzionalità.

Indicando con a e b i raggi di anodo e catodo, ad una distanza r dal centro il campo ed il potenziale elettrico sono:

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}\frac{1}{r} \qquad \phi(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0\epsilon_r} ln(\frac{r}{a}) \tag{4.47}$$

in cui $V_0 = V(b)$ = differenza di potenziale anodo–catodo, C = capacità per unità di lunghezza del sistema, $\epsilon_0\epsilon_r$ = costante dielettrica ($\simeq$ 8.85 pF/m per i gas poichè $\epsilon_r \simeq 1$). Il primo coefficiente di Townsend risulterà:

$$\alpha(r) = \sqrt{\frac{KNCV_0}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{r}} \tag{4.48}$$

per valori di α piccoli, e il fattore di moltiplicazione:

$$M = exp\int_a^{r_c}\alpha(r)dr = exp\left[2\sqrt{\frac{KNCV_0a}{2\pi\epsilon_0}}\left(\sqrt{\frac{V_0}{V_T}}-1\right)\right] \tag{4.49}$$

dove r_c è la distanza a cui inizia la moltiplicazione a valanga, cioè $E = E_c = \frac{CV_T}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{a}$; per $V_0 \gg V_T$ $M = Ke^{CV_0}$. Nella regione di proporzionalità M assume valori $10^4 - 10^5$.

Si può ricavare lo sviluppo temporale della valanga e del segnale. La valanga viene prodotta a partire da qualche decina di μm dalla superficie del filo in un tempo dell'ordine del ns. Il segnale rivelato, negativo all'anodo e positivo al catodo, è prodotto dalla variazione dell'energia del sistema in conseguenza del moto delle cariche. Dato che gli elettroni della valanga sono prodotti per lo più a pochi μm dal filo di raccolta il loro contributo al segnale sarà molto piccolo (qualche %), metre gli ioni che derivano attraverso tutta la cella generano la quasi totalità del segnale; se tutta la carica positiva viene prodotta ad una distanza λ dal filo anodico, il segnale generato risulta:

$$V = \int_a^b \frac{Q}{lCV_0}\frac{dV}{dr}dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l}ln\frac{b}{a+\lambda} \tag{4.50}$$

mentre quello generato dagli elettroni è circa 1% del totale. Lo sviluppo temporale può essere ricavato assumendo che solo gli ioni che si muovono dall'anodo verso il catodo con mobilità costante contribuiscano; allora:

$$v(t) = -\int_0^t dv = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l}ln\frac{r(t)}{a} = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l}ln\left(1+\frac{t}{t_0}\right) \tag{4.51}$$

$$t_0 = \frac{\pi\epsilon_0 Pa^2}{\mu^+CV_0} \qquad P \ = \ \text{pressione del gas} \tag{4.52}$$

Il tempo di deriva totale degli ioni, T, si ha quando $r(T) = b$ e $v(T) = -\frac{Q}{lC}$, come ovvio. In Fig.4.10 si vede l'andamento di v(t): la crescita è molto rapida all'inizio e dalla (4.51) si ricava che:

$$v(\frac{a}{b}T) \simeq -\frac{Q}{2lC} \tag{4.53}$$

cioè che la metà del segnale si sviluppa entro circa $\frac{1}{1000}$ del tempo totale di raccolta. Collegando il contatore ad una resistenza (il filo è comunque disaccoppiato dalla tensione di alimentazione tramite un condensatore C) si può differenziare il segnale con una costante di tempo $\tau = RC$ sufficientemente corta.

4.4 La Miscela Gassosa

La scelta dei componenti della miscela gassosa è dettata da specifiche richieste sperimentale, quali:
- tensione non troppo elevata;
- alto guadagno;
- proporzionalità;
- elevato rateo di risposta;
- lunga vita del rivelatore ...

In genere, per soddisfare tali richieste si opera con miscele composte da diverse specie, che tipicamente sono:

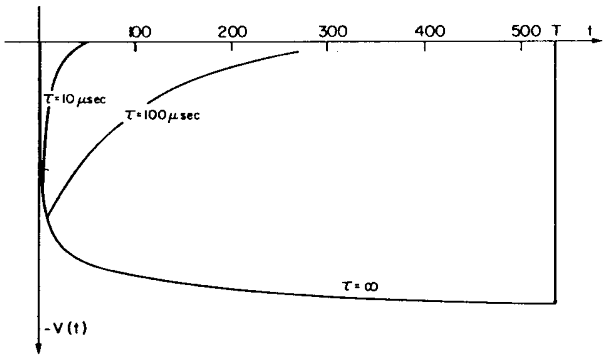

Figura 4.10: Sviluppo temporale dell' impulso in un contatore proporzionale. T è il tempo totale di deriva degli ioni positivi dall' anodo al catodo. Sono indicati anche gli impulsi ottenuti con diverse costanti di tempo di differenziazione.

- un gas nobile: nei gas nobili la valanga si sviluppa con campi inferiori a quelli necessari per molecole complesse, come conseguenza del fatto che queste hanno modi di dissipazione di energia diversi dalla ionizzazione che non sono invece permessi ai gas (nobili) monoatomici. La scelta tra i gas nobili va a favore di quello che presenta la maggiore ionizzazione specifica, ovvero il più elevato valore di α, e il costo minore: in genere si sceglie l' Argon. Il solo Argon, però, non permette di raggiungere guadagni elevati, maggiori di $10^3 - 10^4$, senza entrare in scarica permanente, dato che i fotoni che vengono emessi per diseccitare gli atomi eccitati durante la formazione della valanga hanno energia sufficiente a ionizzare il metallo del catodo, di qualunque materiale metallico esso sia. I fotoelettroni così prodotti danno origine, a loro volta, ad altre valanghe, producendo un ciclo che non si interrompe. Anche la neutralizzazione degli ioni positivi sul catodo porta all'estrazione di fotoni o elettroni che formano valanghe.

- quencher: per interrompere la scarica permanente vengono usati gas poliatomici con più di 4 atomi, come gli idrocarburi. Essi hanno molti stati eccitati rotazionali e vibrazionali e possono perciò assorbire i fotoni e dissipare l'eccesso di energia in collisioni elastiche o per dissociazione in radicali semplici. Per questi gas anche la probabilità di emissioni secondarie dopo la neutralizzazione degli ioni positivi, formati in seguito ad un processo di trasferimento di carica, è molto bassa. Si possono così raggiungere guadagni dell'ordine di 10^6. Nel processo di neutralizzazione si formano per lo più composti complessi più grossi (polimeri) che, depositandosi su catodi o anodi a seconda delle affinità, modificano il comportamento del contatore e ne producono l'invecchiamento (ageing).

- gas elettronegativi (freon CF_3B_2, bromuro di etile $C_2H_5B_5$): hanno capacità di quenching dei fotoni, ma soprattutto catturano elettroni liberi (quelli che vengono estratti dal catodo, in particolare) formando ioni negativi che non danno inizio a valanghe secondarie. Ovviamente i quantitativi usati devono essere molto piccoli per preservare l'efficienza del rivelatore.

- quencher non polimerizzanti (alcool propilico C_3H_7OH, methylal $(OCH_3)_2$ CH_2): riducono i fenomeni di ageing dovuti ai quenchers normali. Essi hanno potenziale di ionizzazione inferiore a quelli degli altri gas della miscela e, perciò, mediante processi di scambio di ioni, l'aggiunta di piccole quantità di questo nuovo tipo di quencher modifica la natura degli ioni neutralizzati al catodo verso la specie non polimerizzante.

La composizione tipica della miscela di un rivelatore è:
gas nobile $70 - 80\%$
quencher $20 - 30\%$
gas non polimerizzante $3 - 5\%$
gas elettronegativo $1 - 2\%$
Gli ultimi due componenti possono non comparire affatto nella miscela.

4.5 Camere a Deriva

Il principio di funzionamento di una camera a deriva consiste nella determinazione della coordinata spaziale tramite la misura del tempo di deriva degli elettroni. La cella base di una camera a deriva consiste in una regione di campo elettrico non molto intenso seguita da un contatore proporzionale. Gli elettroni prodotti ad un tempo t_0 da una particella ionizzante migrano seguendo il campo elettrico con velocità w e raggiungono il filo anodico, dove si sviluppa la valanga, ad un tempo t_1. La distanza della traccia dal filo risulta pertanto:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w dt \tag{4.54}$$

ovvero

$$x = w \cdot (t_1 - t_0) \tag{4.55}$$

nel caso di velocità di deriva costante. Ovviamente, la condizione di lavoro più vantaggiosa è quella fornita da un campo elettrico uniforme che permette di avere una relazione spazio–tempo lineare. La cella di una tipica camera a deriva pre-

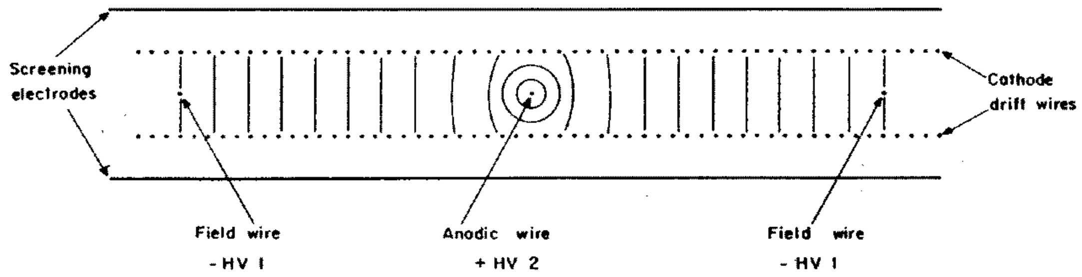

Figura 4.11: Schema della struttura della cella di una camera a deriva. Sono riportate anche alcune linee equipotenziali del campo generato dalla distribuzione degli elettrodi.

senta la struttura di Fig.4.11: due piani di fili catodici paralleli sono connessi a potenziali negativi crescenti a partire dal centro della cella corrispondente al filo anodico: questo è posto a potenziale positivo (+HV2), mentre due fili, posti al potenziale dei fili catodici corrispondenti (-HV1) chiudono le rispettive celle. Nella figura sono anche indicate alcune linee equipotenziali che mostrano come nella maggior parte della cella sia presente un campo elettrico uniforme, in corrispondenza alla regione di deriva. Spaziature tipiche dei fili catodici sono 1–2 mm, mentre una spaziatura tipica per gli anodi è 50 mm. Dato, poi, che i piani catodici non sono equipotenziali alcune linee di campo possono non chiudersi sull'anodo ma sfuggire all'esterno dei piani stessi; per evitare ciò si inseriscono degli elettrodi esterni, collegati a massa, che fungono da schermo e proteggono il campo di deriva da perturbazioni elettromagnetiche presenti nell'ambiente.

L'accuratezza massima che si può ottenere con una camera a deriva dipende dall'accuratezza intrinseca e dalla relazione spazio–tempo. Quest'ultima non può, in genere, essere determinata con una precisione inferiore a qualche centinaio di

μm ed è influenzata da inomogeneità locali del campo elettrico, prodotte, per esempio, dalle tolleranze meccaniche nella costruzione della camera. Per evitare questo tipo di problemi si lavora con gas nei quali la velocità di deriva degli elettroni satura già a bassi valori di campo: essi mostrano una caratteristica spazio–tempo lineare su pressochè tutta la cella. Miscele che hanno un simile comportamento sono quelle composte da Argon e idrocarburi in varie proporzioni e per vari valori di campo elettrico.

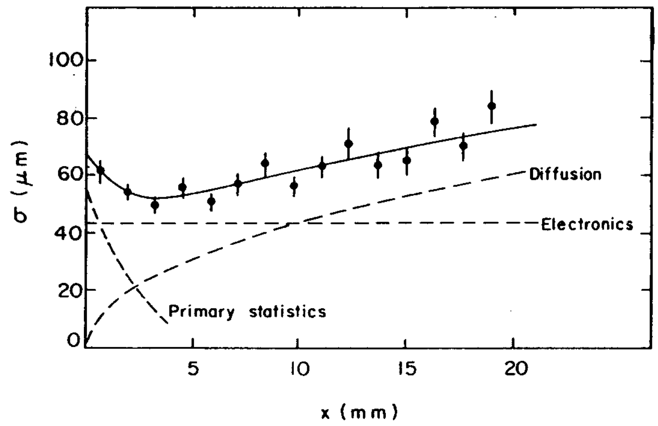

Figura 4.12: Accuratezza intrinseca misurata in funzione del tempo di deriva. È sovrapposto un fit dato dalla somma quadratica di tre contributi: dispersione elettronica, termine di diffusione e contributo della statistica di ionizzazione primaria (tratto da [51]).

La correlazione spazio–temporale risente, poi, dell'angolo di incidenza della traccia in un piano perpendicolare ai fili per il fatto che, in tal caso, gli elettroni che hanno il tempo di deriva più corto non sono quelli prodotti nel piano centrale della cella, mentre nessun effetto viene prodotto da un fascio inclinato in un piano parallelo ai fili. L'accuratezza intrinseca dipende (cfr. 4.1 e 4.2.2) da tre fattori: la diffusione degli elettroni che introduce una dipendenza dalla radice quadrata della distanza, l' allargamento costante dovuto all'elettronica e la statistica di produzione degli elettroni di ionizzazione primaria, che influenza soprattutto la regione più vicina all'anodo. In Fig.4.12 sono mostrate le tre componenti della accuratezza intrinseca per una miscela a base di Argon. Tutto ciò vale per misure locali e temporalmente limitate. La stabilità di operazione di una camera su lunghi periodi è legata a fattori quali la purezza dei gas della miscela, eventuali inquinamenti di gas atmosferici, soprattutto Ossigeno, variazioni di temperatura e di pressione, presenza di campi elettrici o magnetici, per cui il *modus operandi* più logico risulta quello di imporre dei limiti alle variazioni tollerabili per le varie grandezze in modo da mantenere la risoluzione entro i valori desiderati, piuttosto che non rideterminare la caratteristica spazio–tempo ad ogni variazione.

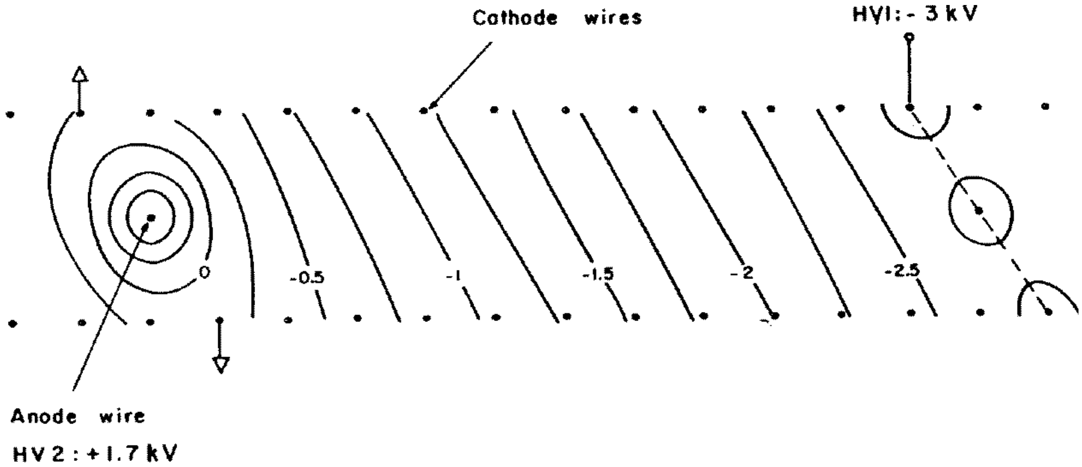

Figura 4.13: Variazione delle linee equipotenziali che viene introdotta per poter far operare una camera a deriva in presenza di campo magnetico.

Per finire, si è visto come la presenza di un campo magnetico non parallelo alla direzione di deriva modifichi sia la velocità che la direzione di moto della nube di elettroni. Spesso la camere vengono volutamente fatte lavorare in campo magnetico, come elementi costituenti di tracciatori per la misura dell'impulso di particelle. Tra le soluzioni messe in atto per rendere agibile l'operazione in campo magnetico, si applica quella schematizzata in Fig.4.13 e descritta, per esempio, in [50] e [51]. Scegliendo opportunamente le tensioni applicate ai fili dei piani catodici, che governano la deriva, le superfici equipotenziali possono essere angolate in modo da compensare l'angolo imposto dal campo alla direzione di deriva e mantenere, comunque, le proprietà di saturazione della velocità mediante una regolazione fine del campo elettrico. Nell'applicare la correzione sui potenziali bisogna, comunque, tenere presente che distorsioni possono comparire in prossimità del filo anodico, dove le linee equipotenziali cilindriche si sovrappongono gradualmente alla regione di campo inclinato, e in prossimità del filo di chiusura della cella di deriva.

Capitolo 5

Camere a Deriva per l'Esperimento FINUDA

Nel paragrafo 3.2.1 è stato discusso il problema della risoluzione sull' impulso misurato di una particella che si muove in un campo magnetico uniforme, con particolare attenzione alla dipendenza dalla lunghezza della traccia e dal valore del campo, al fine di determinare le caratteristche geometriche e magnetiche dell'apparato sperimentale dedicato alla misura. Le formule 3.8-3.12 indicano che la risoluzione percentuale può essere scritta come la somma di due termini, uno legato agli errori di misura, l'altro allo scattering multiplo coulombiano:

$$\frac{\Delta p}{p} = \left[\left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2_{fit} + \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2_{m.s.} \right]^{1/2} \tag{5.1}$$

Per particelle di impulso elevato l'errore è dominato dal primo termine, mentre per i π^- di ~ 270 MeV/c, sui quali è incentrata la spettroscopia ipenucleare che si propone di effettuare FINUDA, il contributo più pesante proviene dal secondo termine. Questo fatto è evidenziato nella Fig.5.1 nella quale vengono riportati i due contributi separati, nonché la risultante, per una miscela composta da Argon ed Isobutano in funzione della percentuale dell'Argon, supponendo una lunghezza di traccia di 1 metro, un valore di campo magnetico di 1 T ed una risoluzione sulla misura dei punti di ~ 100 μm, come è ragionevole ipotizzare per FINUDA. È immediato ricavare dalla figura che, volendo avere una risoluzione sull'impulso dell'ordine dello 0.3%, è essenziale ridurre il più possibile l'influenza dello scattering multiplo, anche in previsione di un eventuale peggioramento dell'errore sulla localizzazione spaziale dovuto a possibili instabilità delle prestazioni dei rivelatori.

La riduzione dello scattering multiplo comporta, come già sottolineato, una riduzione della quantità di materia posta sul cammino dei π^- e, in particolare, per le camere a deriva significa:

- presenza di un solo strato di deriva con i fili di anodo paralleli all'asse del fascio e al campo magnetico: tramite l'informazione temporale da essi fornita e la posizione della camera colpita si determinano le coordinate del punto nel piano ortogonale al campo (piano (ρ, ϕ)), mentre la terza coordinata, cioè quella lungo il filo (asse z) viene ricavata grazie alla tecnica di partizione di carica;

- utilizzo di pareti molto sottili per delimitare la varie regioni della camera;

- scelta di una miscela gassosa opportuna, fondamentalmente caratterizzata da elementi con un basso valore di Z.

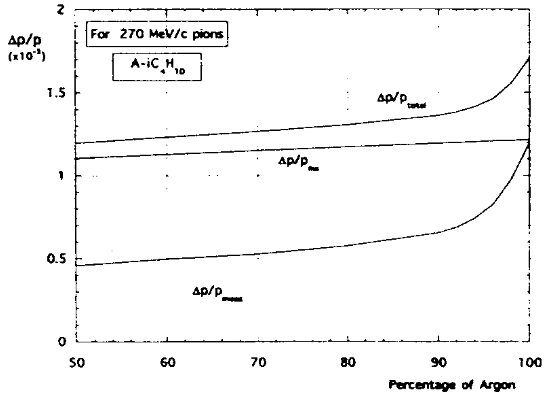

Figura 5.1: Contributi degli errori di misura e dello scattering multiplo alla risoluzione sull' impulso di pioni di 270 MeV/c, in miscele Argon–Isobutano.

5.1 Struttura della Cella di Deriva

La struttura della cella di deriva delle camere di FINUDA è schematizzata in Fig.5.2. Il volume di deriva è delimitato da due piani di fili catodici di Cu–Be, con diametro 50 μm e spaziati di 1 mm, distanziati di 6 mm. La spaziatura dei fili catodici è stata scelta in modo da evitare che il campo sia troppo modulato in prossimità dei piani da essi definiti e da permettere, al contempo, una relativa facilità di lavoro sia nella fase di tessitura dei piani e di saldatura dei fili, che nella realizzazione delle schede dei circuiti stampati. Ogni cella di deriva è definita da 25 fili per piano catodico ai quali vengono applicati potenziali negativi crescenti a partire dal filo posto a massa, in corrispondenza dell'anodo, fino a quello in corrispondenza del filo di chiusura della cella, che ha lo stesso potenziale di questo. I fili di chiusura della cella, sul piano centrale della camera, sono dello stesso tipo di quelli catodici, con una spaziatura di 50 mm; essi hanno la funzione di evitare la presenza di regioni con campo elettrico basso (o addirittura nullo) nelle zone del volume sensibile più lontane dai fili anodici e di mantenere, perciò, un campo il più possibile uniforme.

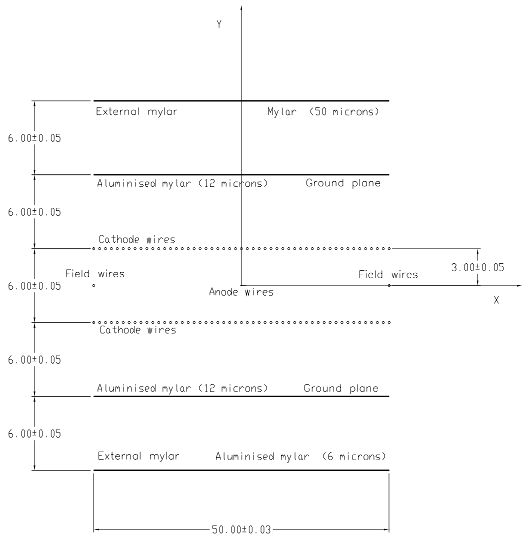

Figura 5.2: Schema della cella di deriva delle camere di FINUDA: sono indicate dimensioni e tolleranze meccaniche.

I fili anodici sono dei doppini di fili di acciaio inox amagnetico dal diametro di 25 μm spaziati di 50 mm. La separazione tra i due fili del doppino è 200 μm. L'uso di coppie di fili anodici permette di risolvere in modo non ambiguo il problema del riconoscimento del lato del filo dal quale proviene il segnale rivelato (ambiguità destra–sinistra) che, in assenza di richieste stringenti sulla massa dei rivelatori, può essere superato inserendo almeno un'altra camera (in genere 2), con la stessa spaziatura tra i fili anodici, spostata di metà della dimensione della cella di deriva rispetto alla prima, come indicato in Fig.5.3. Nel caso di due fili sensibili, il riconoscimento del filo effettivamente colpito è reso possibile dal fatto che il segnale raccolto su questo è negativo, mentre quello indotto sull'altro filo della coppia è positivo, come si può vedere in Fig.5.4. L'impiego di discriminatori sensibili a segnali di un' unica polarità, con soglie opportunamente fissate, permette, allora, di effettuare il riconoscimento. Rimane, ovviamente, una zona indefinita tra i due fili che produce una regione di inefficienza, la cui estensione dipende dalla separazione tra i medesimi. La separazione scelta, 200 μm, è stata fissata in base alle richieste di non influenzare troppo l'efficienza globale della camera, di non avere eccessive difficoltà nel posizionare meccanicamente i fili e di lavorare con tranquillità senza correre il rischio che i due fili tendano troppo ad allontanarsi, modificando il campo, a causa delle forze elettrostatiche repulsive dei campi di deriva. In ogni caso, per mantenere in posizione i fili, vengono poste lungo di essi delle gocce di colla isolante (araldite), a distanza regolare, sì da assicurare, in modo ragionevole, una spaziatura costante. Anche queste gocce sono, inevitabilmente, causa di una piccola diminuzione dell'efficienza globale della camera.

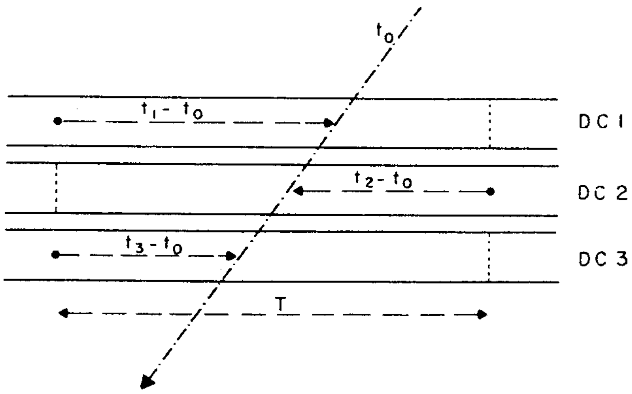

Figura 5.3: Schema del metodo di risoluzione dell' ambiguità destra–sinistra con l' impiego di una successione di più camere.

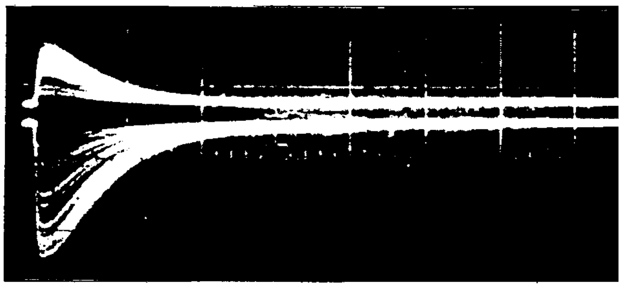

Figura 5.4: Fotografia dello schermo di un oscilloscopio su cui sono visualizzati i segnali letti sui due fili di un doppino: l' oscilloscopio è 'triggerato' sul segnale negativo inferiore, proveniente dal filo effettivamente colpito, mentre il segnale positivo superiore viene letto sull' altro filo.

Il diametro dei fili anodici è stato scelto come compromesso tra la necessità di far avvicinare il più possibile la nube di elettroni all'origine del campo elettrico (asse del filo), per avere valori molto intensi di campo ed elevata moltiplicazione anche lavorando con potenziali non troppo elevati, e la necessità di tensionare meccanicamente i fili per limitare le sagitte gravitazionali ed elettrostatiche. La scelta del materiale è, invece, legata alla richiesta di operare con un filo resistivo, dovendo applicare il metodo della partizione di carica. Il filo scelto ha una resistenza di $\sim 1770\ \Omega/\mathrm{m}$, valore che consente l'impiego del metodo. Lavorando con acciaio inox, pur se amagnetico, potrebbero sorgere problemi in presenza di campo magnetico; in tal senso, però, le dimensioni molto piccole dei fili permettono di trascurare le interferenze prodotte sulle linee del campo esterno da una eventuale non perfetta amagneticità del materiale, legata al particolare tipo di lavorazione (ovvero al suo contenuto in Ferro).

Da ultimo, due piani di mylar alluminizzato, spessi 6 μm e collegati a massa, vengono posti all'esterno come schermo da campi presenti nell'ambiente. Essi presentano lo strato di Alluminio (spesso $\sim$ 300 Å) verso la cella e, essendo posti a 6 mm dai fili catodici, delimitano uno spessore di gas pari a 18 mm. All'esterno dei piani a massa si trovano due strati da gas (precamere) di 6 mm che formano una sorta di intercapedine tra la cella e l'esterno e permettono l'ingresso e l'uscita della miscela rispetto alla camera senza che si vengano a creare dei gradienti di pressione troppo forti che potrebbero modificare localmente la distanza tra i piani a massa e quelli di fili catodici. La finestra di ingresso sarà realizzata in mylar spesso 12 μm.

Per ridurre lo scattering dovuto ai fili catodici è anche stata studiata l'opzione di sostituire i normali piani di fili con fogli sottili (10–15 μm di spessore) di materiale resistivo, per esempio mylar, su cui vengano depositate delle strip catodiche, spesse meno di 1 μm, di larghezza 0.5 mm e separate di 1 mm. Il progetto è, però, stato scartato per due motivi: la difficoltà (e i costi) di realizzazione e il fatto che una particella che non incida direttamente su una strip catodica deve comunque attraversare due pareti di materiale, benchè sottili, mentre questo non succede nel caso di normali piani di fili, per il quale è stata stimata una trasparenza rispetto a urti con i fili catodici di $\sim$ 80%.

5.2 Brevi Note sul Programma GARFIELD

Verranno qui brevemente elencate le caratteristiche principali del programma GARFIELD [52], di cui è stato fatto largo uso nella progettazione delle camere a deriva dell'esperimento FINUDA.

Il programma GARFIELD permette di simulare il comportamento di una camera a deriva: esso calcola il campo elettrostatico, le linee di deriva di elettroni e ioni e le correnti sui fili anodici, prodotte dal passaggio di particelle cariche attraverso la camera, a partire da una descrizione della cella elementare (la presenza di più celle può essere simulata mediante ripetizioni successive del modulo fondamentale) in termini di posizioni, diametri, potenziali, periodicità dei fili e caratteristiche del dielettrico in cui il sistema è immerso, cioè la miscela gassosa. Esso opera correttamente solo nella approssimazione di fili sottili, cioè quando la spaziatura tra i fili è almeno pari a 5–10 volte il loro raggio. Il campo generato dalla distribuzione dei potenziali applicati viene ricavato calcolando, dapprima, le distribuzioni di carica (per unità di lunghezza) sui fili, per mezzo delle cosiddette equazioni di capacità, e poi sommando i contributi di ogni filo al campo e al potenziale in ogni punto della cella. Per descrivere il moto di elettroni e ioni nel campo della cella è necessario conoscere le proprietà di trasporto della miscela gassosa. La descrizione dettagliata delle miscele più frequentemente utilizzate è già contenuta all'interno del programma, mentre per miscele meno note vengono forniti due diversi metodi di calcolo: un'interfaccia al programma Magboltz di Steve Biagi [53] e un metodo basato sul lavoro di G. Schultz e J. Gresser [54]. L'equazione del moto di elettroni e ioni viene risolta a questo punto con metodi numerici, assumendo che la velocità di deriva sia interamente determinata dai campi $\vec{E}$ e $\vec{B}$ (se presente) nella posizione istantanea delle cariche. Con tali algoritmi si calcolano la linee di deriva della cella, le linee isocrone e la relazione spazio–tempo. Infine, può essere effettuata, per mezzo di tecniche Monte Carlo, una simulazione dello sviluppo dei segnali prodotti sui fili sensibili, partendo dal passaggio della particella ionizzante nel gas fino alla induzione del segnale da parte degli ioni prodotti nel processo di moltiplicazione a valanga nella regione più vicina al filo (coda ionica del segnale); in particolare, si può tenere conto della distribuzione spaziale dei cluster di ionizzazione e dell'effetto della diffusione sulle distribuzioni dei tempi di arrivo delle cariche nella regione di moltiplicazione.

Il pacchetto GARFIELD è stato utilizzato per caratterizzare la risposta della camera a deriva in funzione delle miscele che si è, di volta in volta, ipotizzato di utilizzare al fine di ottimizzare la composizione della miscela, nonchè per valutare gli effetti di eventuali errori meccanici sul comportamento della stessa. È stato anche utilizzato per determinare l'influenza del campo magnetico sulle linee di campo, l'angolo di Lorentz delle miscele e per realizzare il progetto della relativa compensazione. Tutto ciò verrà descritto nei paragrafi seguenti. I risultati ottenuti con il programma saranno sempre considerati come utile confronto per i valori ricavati dai dati sperimentali.

5.3 Scelta della Miscela Gassosa

Le caratteristiche che deve possedere la miscela gassosa della camere a deriva di FINUDA possono essere riassunte nei seguenti punti:
- bassa massa e densità;
- grande lunghezza di radiazione;
- piccolo coefficiente di diffusione (longitudinale);
- elevato numero di coppie primarie e totali;
- velocità di deriva contenuta;
- piccolo angolo di Lorentz;

gas	miscela	densità (10^{-3} g/cm^3)	lunghezza di radiazione (m)	N_p (cm^{-1})	N_t (cm^{-1})
Elio		0.178	5299	4.8	8
Neon		0.9	345	12	43
Argon		1.78	110	24.3	94
Metano CH_4		0.717	649	26.5	53
Etano C_2H_6		1.34	340	41	111
Isobutano iC_4H_{10}		2.59	169	84	195
DME		2.34	222	60	160
CO_2		1.98	183	35.5	91
He–C_2H_6	90–10	0.29	2155	8.4	18.3
	80–20	0.41	1353	12.0	28.6
	70–30	0.53	986	15.6	38.9
He–iC_4H_{10}	90–10	0.42	1313	12.7	26.7
	80–20	0.66	749	20.6	45.4
	70–30	0.90	524	28.6	64.1
He–DME	90–10	0.39	1612	10.3	23.2
	80–20	0.61	951	15.8	38.4
	70–30	0.83	674	21.4	53.6
Ar–CH_4	90–10	1.67	120	24.5	90.0
	80–20	1.57	132	24.7	85.8
	70–30	1.46	147	25.0	82.0
Ar–C_2H_6	90–10	1.74	118	26.0	95.7
	80–20	1.69	127	27.6	97.4
	70–30	1.65	138	29.3	99.1
He–CO_2	90–10	0.358	1396	8.0	16.3
	80–20	0.538	804	10.9	24.6
	70–30	0.719	565	14.0	32.9
He–CH_4	90–10	0.237	3087	7.0	12.5
	80–20	0.285	2178	9.1	17.0
	70–30	0.355	1683	11.3	21.5
He–CO_2–DME	70–25–5	1.09	580	15.2	36.4
He–CO_2–iC_4H_{10}	80–10–10	0.599	776	15.8	35

Tabella 5.1: Caratteristiche di alcune miscele gassose usate nei rivelatori. I valori indicati fanno riferimento a condizioni NTP: 20° C e 1 bar per particelle al minimo di ionizzazione.

- la miscela deve risentire il meno possibile di contaminazioni esterne, soprattutto di contaminazioni di Elio, proveniente dall'atmosfera che circonda il tracciatore;
- i componenti della miscela non devono intaccare o corrodere i materiali con cui è realizzata la camera.

Le miscele a base di Elio sono ovvie candidate a soddisfare le richieste. Come primo passo, è stato effettuato uno studio approfondito su alcune di esse, He–DME, He–CH_4, He–C_2H_6, He–iC_4H_{10}, in diverse percentuali [55]. Nella tabella 5.1 sono elencate densità e lunghezza di radiazione di alcune miscele prese in considerazione e dei singoli gas componenti. Appare evidente il vantaggio di utilizzare l' Elio (invece dell'Argon) per quanto concerne entrambe le quantità. Inoltre la sezione d'urto di assorbimento di fotoni dell'Elio è bassa (il coefficiente di assorbimento di raggi X di energia $\sim$ 5 KeV è $\sim$ 0.4 cm^2/g per l'Elio, contro i $\sim$ 400 cm^2/g dell'Argon, [44] Fig.11 e referenze ivi citate) e ciò assicura una bassa sensibilità al fondo elettromagnetico presente a DAΦNE. Dalla tabella 5.1 si ricava anche che, sebbene il numero di coppie primarie e totali prodotte da particelle al minimo di ionizzazione nell'attraversare 1 cm di elio NTP sia molto basso ($\sim$ 4.8 e $\sim$ 8 coppie/cm rispettivamente), l'aggiunta di quencher quali il DME, l'Etano o l'Isobutano, in opportuna percentuale, consente di raggiungere valori di coppie prodotte accettabili per lavorare. Un discorso simile vale per il coefficiente di diffusione dell'Elio ([46], Fig.5–11) che, pur essendo elevato per il gas puro, si riduce a valori accettabili nelle miscele.

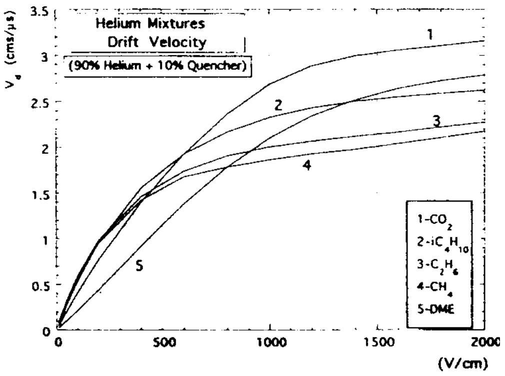

Figura 5.5: Velocità di deriva in funzione del campo elettrico per diverse miscele Elio–quencher (90–10).

Facendo uso del programma GARFIELD sono stati valutati i parametri di trasporto delle miscele Elio–quencher in varie percentuali. In Fig.5.5, 5.6, 5.7 è riportato l'andamento della velocità di deriva degli elettroni in funzione del campo elettrico applicato per tre diverse proporzioni della miscele. Si può notare che la velocità non è satura fino a valori di campo molto elevati ($\sim$ 2 KV/cm) e che, per un gas di quenching fissato, essa cresce all'aumentare della percentuale dello stesso, per aggiunta di idrocarburi o CO_2, mentre nel caso del DME ha tendenza opposta. Le Fig.5.8, 5.9, 5.10 mostrano l'andamento della diffusione longitudinale di singolo elettrone per uno spazio di deriva pari ad 1 cm come funzione del campo elettrico: come già accennato, si può osservare che l'allargamento della nube di elettroni per diffusione diminuisce all'aumentare della concentrazione del quencher.

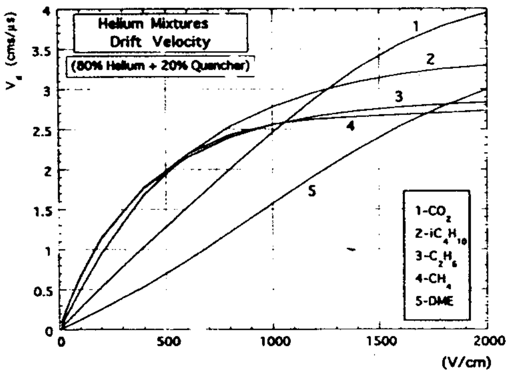

Figura 5.6: Velocità di deriva in funzione del campo elettrico per diverse miscele Elio–quencher (80–20).

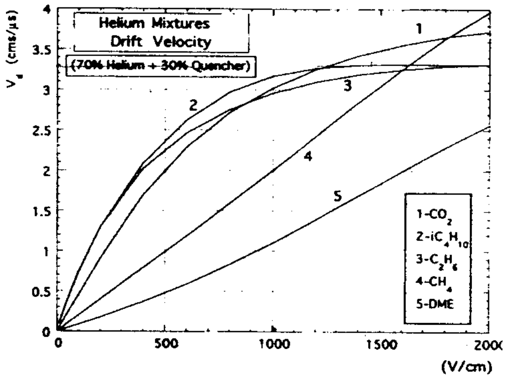

Figura 5.7: Velocità di deriva in funzione del campo elettrico per diverse miscele Elio–quencher (70–30).

Infine, la tabella 5.2 riporta i valori calcolati per l'angolo di deflessione della traiettoria degli elettroni rispetto alle linee del campo elettrico in presenza di campo magnetico, angolo di Lorentz, per diversi valori di $\vec{E}$ e per $|\vec{B}|$=1.5 T. Come si può vedere, i valori più piccoli dell'angolo si hanno per piccole concentrazioni di idrocarburi o per alte concentrazioni di DME, a parità di campo elettrico e, in generale, le miscele a base di Elio hanno valori inferiori a quelle a base di Argon.

Sulla base dei risultati ottenuti dai calcoli si è inizialmente scelto di utilizzare una miscela He–DME, soprattutto per il basso valore dell'angolo di Lorentz, che è una caratteristica molto attraente per un rivelatore che deve lavorare in campo magnetico, ed è stato fatto uno studio sperimentale con una piccola camera posta su un fascio di π^+ con impulso 2 GeV/c.

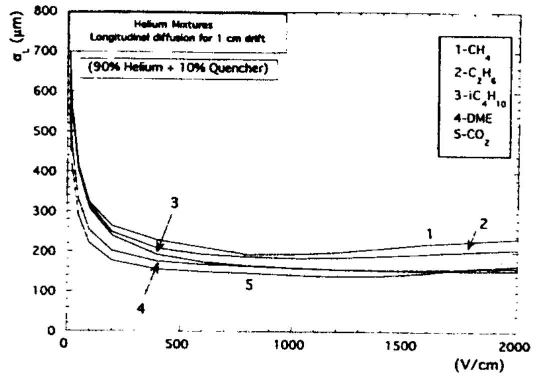

Figura 5.8: Diffusione longitudinale di singolo elettrone per un cm di deriva in funzione del campo elettrico per diverse miscele Elio–quencher (90–10).

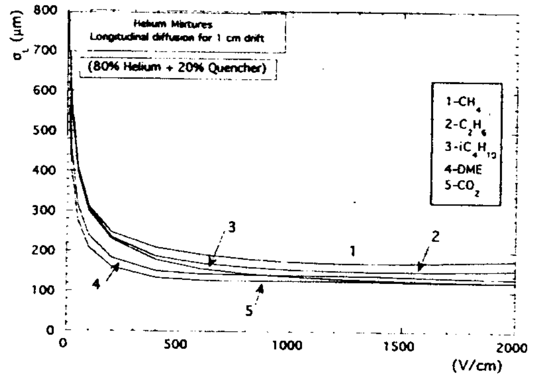

Figura 5.9: Diffusione longitudinale di singolo elettrone per un cm di deriva in funzione del campo elettrico per diverse miscele Elio–quencher (80–20).

Ottimi valori sono stati ottenuti sia per la risoluzione spaziale (Fig.5.11) che per l'efficienza (Fig.5.12) in assenza di campo magnetico. Successivamente si è deciso di non far uso del DME, soprattutto per i rischi di infiammabilità del gas che può diffondere attraverso le sottili pareti di mylar delle camere reali e per le proprietà corrosive che esso manifesta, e di scegliere, invece, una miscela He–iC_4H_{10} (70–30) che è quella che risponde più da vicino alle caratteristiche imposte per le camere di FINUDA. In Fig.5.13 è rappresentato l'andamento calcolato dell'angolo di Lorentz, in funzione del campo elettrico e per $|\vec{B}|$=1.1 T, per la miscela He–iC_4H_{10} in 3 diverse percentuali, mentre la Fig. 5.14 riporta la caratteristica spazio–tempo calcolata lungo la cella: essa appare lineare per la maggior parte della cella sia per tracce non inclinate che per tracce con angoli di incidenza elevati.

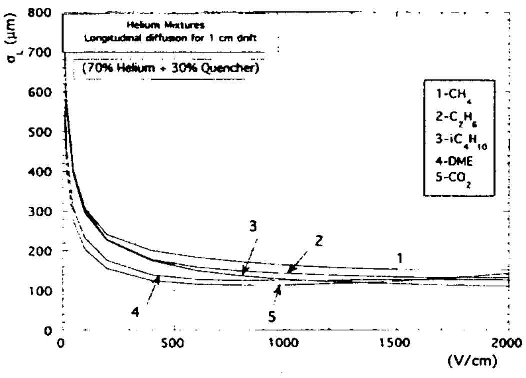

Figura 5.10: Diffusione longitudinale di singolo elettrone per un cm di deriva in funzione del campo elettrico per diverse miscele Elio–quencher (70–30).

gas	miscela	angolo di Lorentz θ_{Lor} (°) E=800 V/cm	angolo di Lorentz θ_{Lor} (°) E=1000 V/cm	angolo di Lorentz θ_{Lor} (°) E=2000 V/cm
Ar–CH_4	90–10	79.63	72.26	34.26
	80–20	82.43	79.33	49.70
He–iC_4H_{10}	90–10	26.02	23.13	13.86
	80–20	29.02	26.64	17.68
	70–30	30.08	28.16	19.97
He–iC_4H_{10}–CO_2	80–10–10	24.81	23.77	18.04
He–DME	90–10	18.85	18.14	13.37
	80–20	13.16	13.60	13.21
	70–30	9.30	9.85	11.23
He–DME–CO_2	70–5–25	14.38	14.74	15.25

Tabella 5.2: Valori calcolati dell' angolo di Lorentz per alcune miscele gassose con $\vec{B}$=1.5 T e per alcuni valori del campo elettrico di deriva.

5.4 Comportamento della Cella in Campo Magnetico

Utilizzando il pacchetto GARFIELD è stato effettuato uno studio del comportamento della cella di deriva in presenza di campo magnetico. Tutte le mappe di campo elettrico riportate nel seguito sono state ottenuto con tale software.

Per compensare l'angolo di Lorentz verrà applicato uno shift di 1 mm (passo dei fili catodici) alla distribuzione dei potenziali dei due piani catodici. Infatti, in presenza di un campo magnetico pari a 1.1 T, le linee di deriva degli elettroni vengono modificate dalla situazione di Fig.5.15 a quella di Fig.5.16.

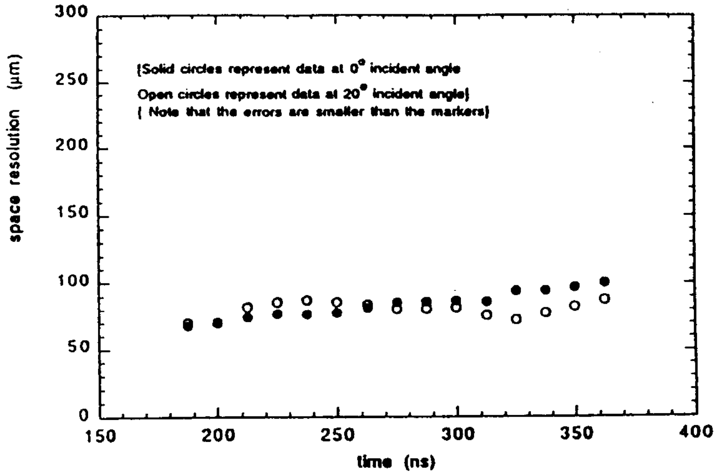

Figura 5.11: Risoluzione spaziale misurata con un piccolo prototipo di camera a deriva, flussato con una miscela He–DME (70–30), posto su un fascio di π^+ con angolo di incidenza 0° (cerchi pieni) e 20° (cerchi vuoti).

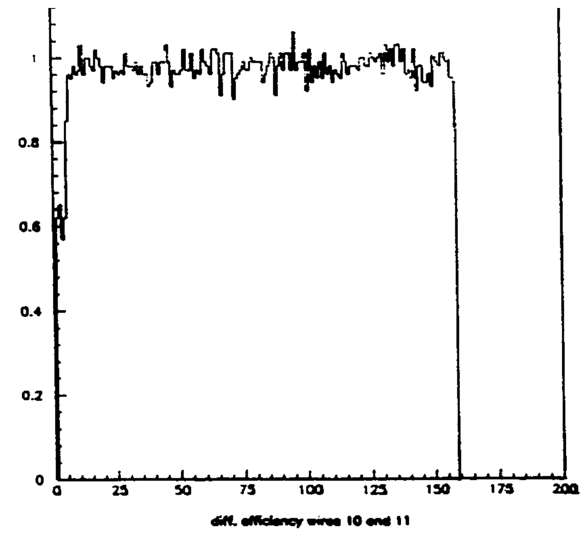

Figura 5.12: Efficienza di un piccolo prototipo di camera a deriva, flussato con una miscela He–DME (70–30), misurata in tempi successivi. L' intero spettro rappresenta un intervallo di tempo di operazione di circa quattro ore.

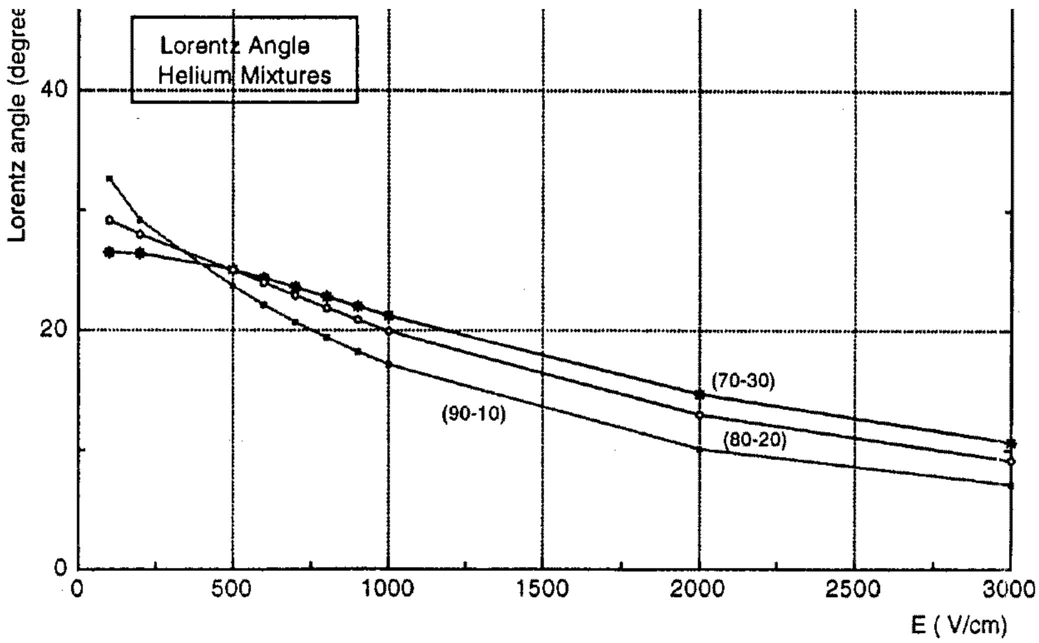

Figura 5.13: Angolo di Lorentz calcolato in funzione del campo elettrico per diverse percentuali della miscela He–iC_4H_{10} e per $\vec{B} = 1.1$ T.

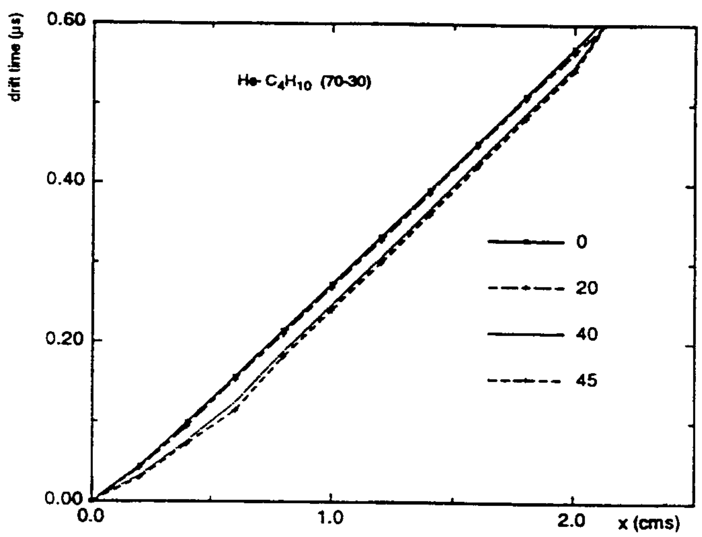

Figura 5.14: Relazione spazio–tempo calcolata per la miscela He–iC_4H_{10} (70–30) in corrispondenza a diversi angoli di incidenza della particella sul piano della camera.

È immediato rendersi conto di come questo effetto influenzi negativamente il comportamento della camera ed in particolare l'efficienza: dal momento che gran parte delle linee di deriva che partono da punti distanti rispetto al filo anodico non lo raggiungono più ma escono dalla cella di deriva, l'efficienza risulterà particolarmente depressa per tempi di deriva lunghi, senza tener conto della variazione della dipendenza spazio–tempo nel resto della cella. Con lo spostamento dei potenziali si ottiene, invece, la configurazione di Fig. 5.17 in assenza di campo e di Fig.5.18 con $\vec{B} = 1.1$ T. In quest'ultimo caso la struttura elettrica della cella di deriva in assenza di $\vec{B}$ è praticamente ripristinata e l'effetto della perdita di segnale è ridotta al minimo: confrontando Fig.5.15 e Fig.5.18 si può vedere come la compensazione ottenuta sia soddisfacente. Bisogna sottolineare che la soluzione scelta per effettuare la compensazione permette di modificare ancora leggermente la distribuzione relativa dei potenziali sui piani catodici, se necessario: si è , infatti, fatto in modo di lasciare un minimo di gioco al meccanismo di spostamento meccanico dei telai per effettuare una sorta di 'fine–tuning' dello shift relativo. Tutte queste figure sono state ottenute per una miscela He–iC_4H_{10} (70–30) e con valori dei potenziali prossimi a quelli di lavoro. In Fig.5.19 è riportata la caratteristica spazio–tempo calcolata per la miscela scelta, in presenza di $\vec{B} = 1.1$ T per diversi angoli di incidenza della traccia. Essa risulta lievemente variata rispetto al caso $\vec{B} = 0$ T, di Fig.5.14.

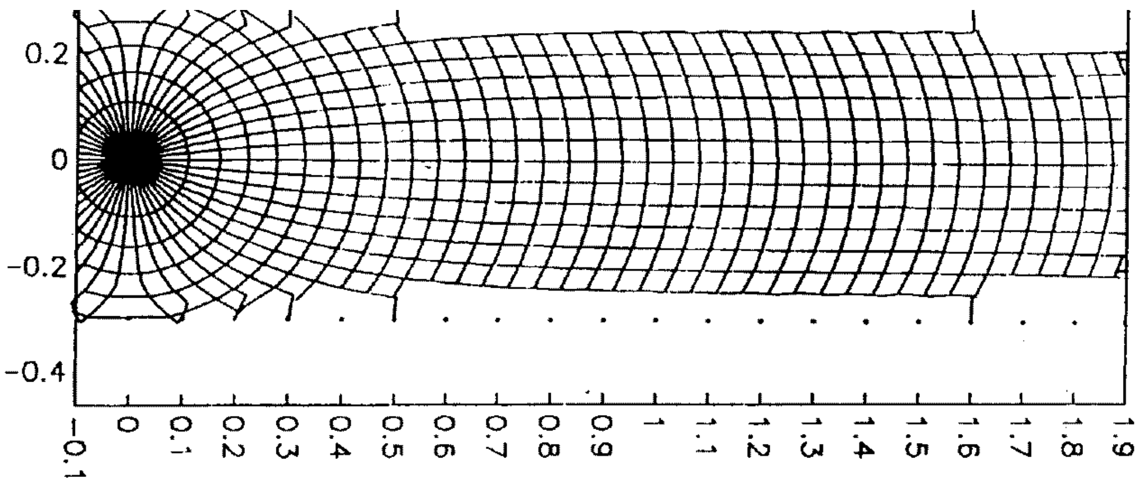

Figura 5.15: Linee di campo e linee isocrone prodotte dalla distribuzione nominale dei potenziali, in assenza di campo magnetico.

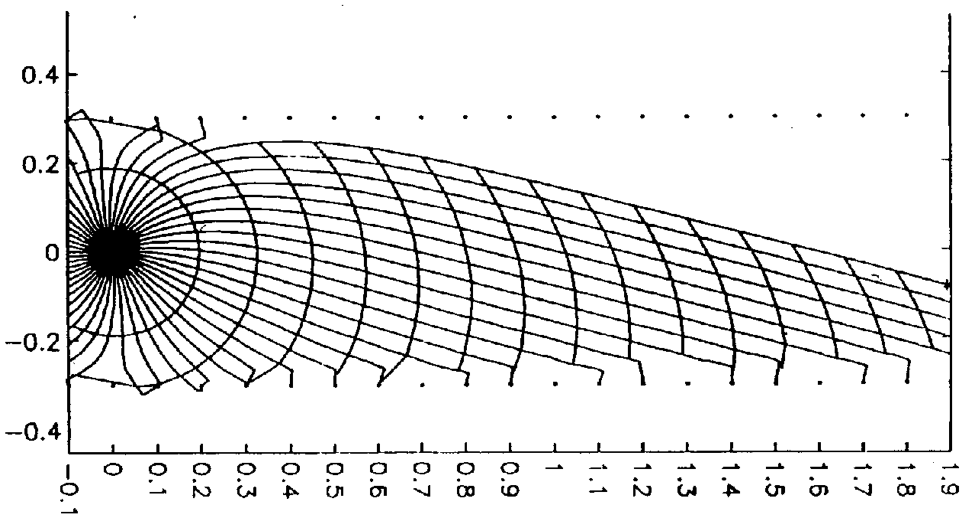

Figura 5.16: Linee di deriva degli elettroni in presenza di un campo magnetico di 1.1 T.

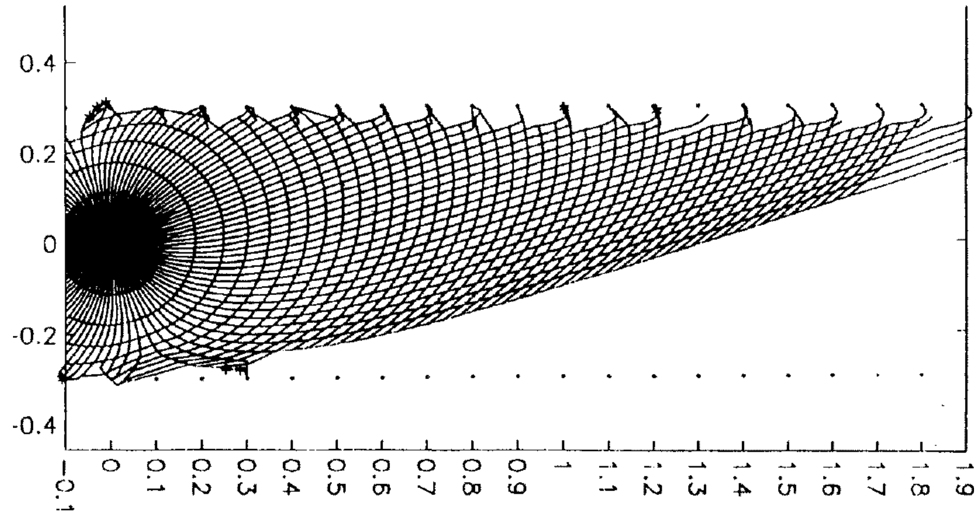

Figura 5.17: Linee di deriva degli elettroni e linee isocrone con lo shift dei potenziali, in presenza di $\vec{B} = 0$ T .

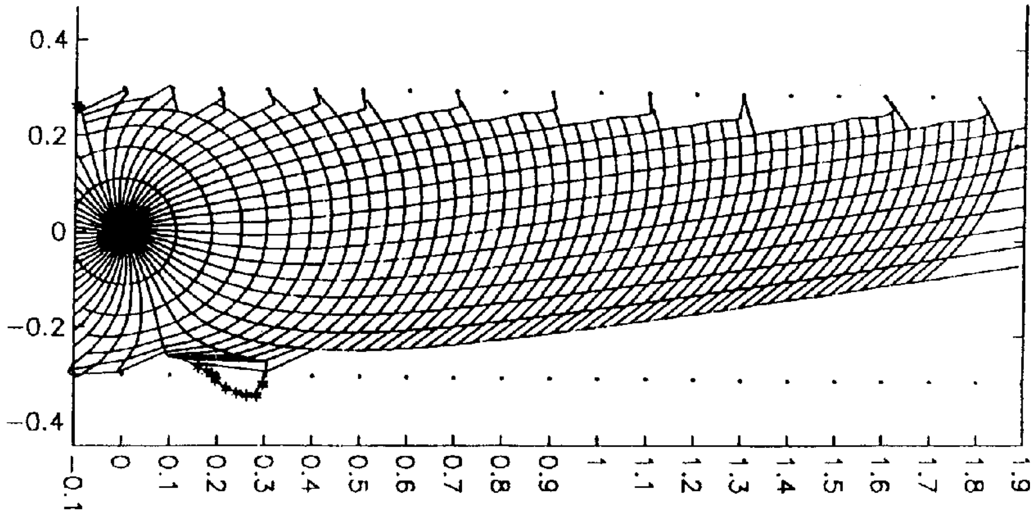

Figura 5.18: Linee di deriva degli elettroni e linee isocrone con lo shift dei potenziali, in presenza di $\vec{B} = 1.1$ T .

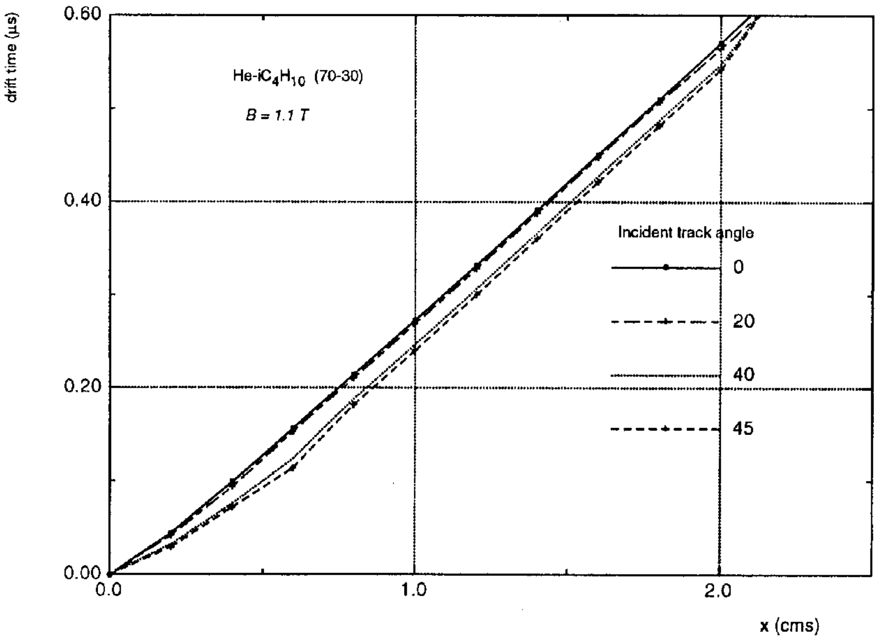

Figura 5.19: Relazione spazio–tempo con la miscela He–iC_4H_{10} (70–30) in presenza di $\vec{B} = 1.1$ T e con lo shift dei potenziali.

5.5 Tolleranze Meccaniche e Deformazioni

È stato effettuato, ancora una volta mediante il pacchetto GARFIELD, uno studio per determinare quanto la precisione meccanica nel posizionamento degli elementi della cella influenzi le prestazioni della camera. Sono state valutate le deviazioni delle coordinate spaziali ricostruite, supponendo valori ragionevoli per gli errori di posizionamento, rispetto a quelle non affette da errore. Si è supposto di avere uno spostamento della posizione dei fili sia nella direzione x che nella direzione y indicate in Fig.5.2. Per i fili anodici si è supposto di avere uno spostamento di 100 μm in x e 500 μm in y e le differenze dei minimi tempi di arrivo degli elettroni per una traccia ortogonale al piano della camera rispetto alla geometria corretta sono mostrati in Fig.5.20 e in Fig.5.21 in funzione della posizione lungo la cella di deriva. Gli spostamenti in y possono essere una conseguenza delle forze elettrostatiche e risultano essere la fonte di errore più significativa , fino a diverse decine di μm a seconda della velocità di deriva.

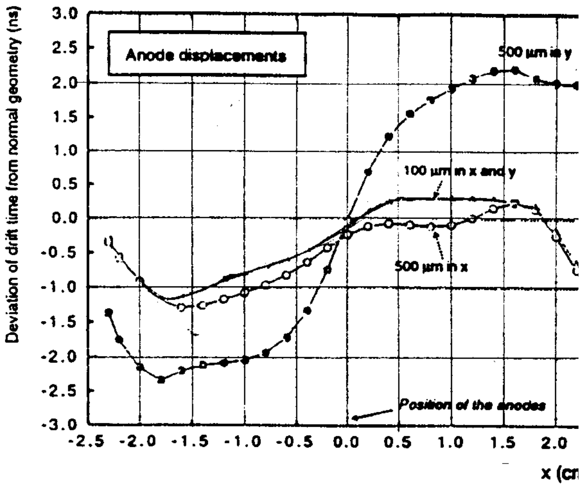

Figura 5.20: Differenze dei tempi di arrivo degli elettroni, rispetto alla geometria normale, prodotte da spostamenti dei fili anodici secondo le direzioni indicate dagli assi di Fig.5.2.

In Fig.5.22 è riportata la differenza dei tempi di arrivo nel caso di uno spostamento di 100 μm di tutti i fili catodici di uno dei due piani, mentre in Fig.5.23 è riportata la differenza nel caso di spostamento di 500 μm del filo di chiusura della cella e di 50 μm dei due fili catodici più vicini in ciascun piano catodico per tracce ortogonali. In Fig.5.24 si può vedere l'errore nella posizione ricostruita indotto da uno spostamento di 1 mm in y del piano a massa superiore in funzione della posizione lungo la cella (per due diverse miscele gassose) calcolato in base alla velocità puntuale per $\vec{E}$ e miscela assegnati. La sagitta di questo piano può essere prodotta da differenze di pressione del gas tra la camera a deriva e lo strato esterno di gas nella precamera.

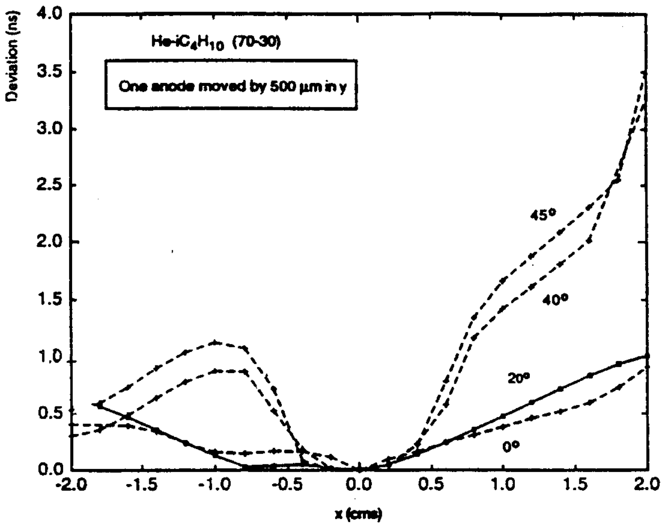

Figura 5.21: Differenze dei tempi di arrivo degli elettroni, rispetto alla geometria normale, prodotte da uno spostamento di 500 μm di un filo anodico secondo la direzione y indicata in Fig.5.2 per diversi angoli di incidenza della traccia sul piano della camera.

Infine si è valutata l'influenza delle variazioni delle condizioni della miscela: in Fig.5.25 si ha la variazione percentuale della velocità di deriva e dell'angolo di Lorentz per una variazione del 1% della composizione della miscela e in Fig.5.26 la variazione percentuale della velocità per una variazione in pressione e temperatura del 5% in una miscela He–iC_4H_{10} (70–30).

Da tutte le precedenti considerazioni si può concludere:

- le variazioni di velocità di deriva e angolo di Lorentz legate a variazioni delle percentuali delle componenti della miscela sono contenute e potranno essere minimizzate grazie ad un controllo molto accurato della miscela tramite un sistema computerizzato;

- le variazioni di temperatura e pressione non dovrebbero creare grossi problemi, soprattutto per il fatto che la sala sperimentale in cui verrà installato l'apparato sarà termostatata a $(25 \pm 1)^\circ$C, cioè entro quel 5% per cui è stato fatto lo studio precedente e che, come visibile nella Fig.5.26, comporta, per un campo elettrico di lavoro previsto di $\sim$ 1500 V/cm, una variazione massima inferiore al 5% per la velocità di deriva;

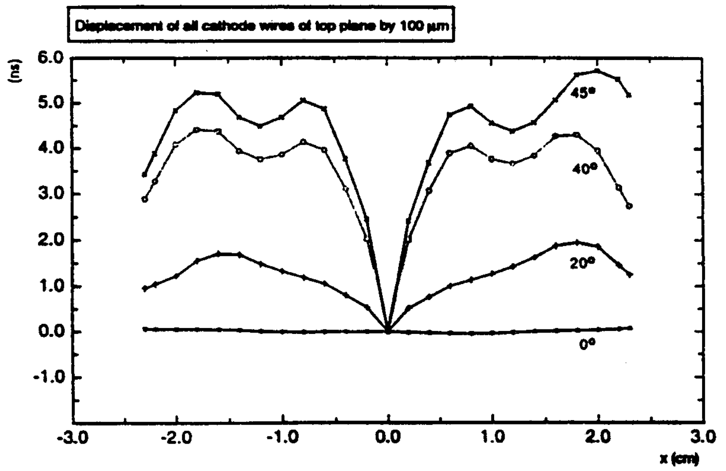

Figura 5.22: Differenze dei tempi di arrivo degli elettroni, rispetto alla geometria normale, prodotte da uno spostamento di 100 μm di tutti i fili del piano catodico superiore secondo la direzione y indicata in Fig.5.2 per diversi angoli di incidenza della traccia sul piano della camera.

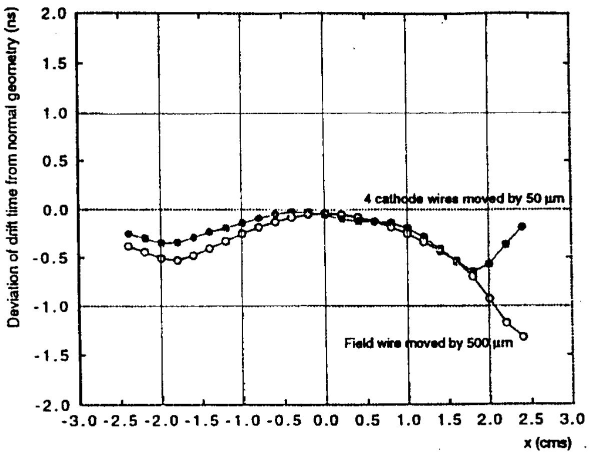

Figura 5.23: Differenze dei tempi di arrivo degli elettroni, rispetto alla geometria normale, prodotte da uno spostamento di 500 μm dei fili di campo di due celle consecutive secondo la direzione y indicata in Fig.5.2 e da uno spostamento di 50 μm dei due fili catodici più vicini, per ogni piano catodico, per tracce ortogonali al piano della camera.

- le differenze nei tempi di arrivo degli elettroni e nella coordinata da essi ricostruita, dovute a errori nel posizionamento degli elementi della cella o a deformazioni degli stessi per effetti meccanici o elettrostatici, se tenuti sotto controllo, non dovrebbero inficiare sostanzialmente la risoluzione della camera. Tornerò su questo punto nel paragrafo successivo per aggiungere alcune considerazioni a proposito del prototipo in scala reale delle camere di FINUDA;

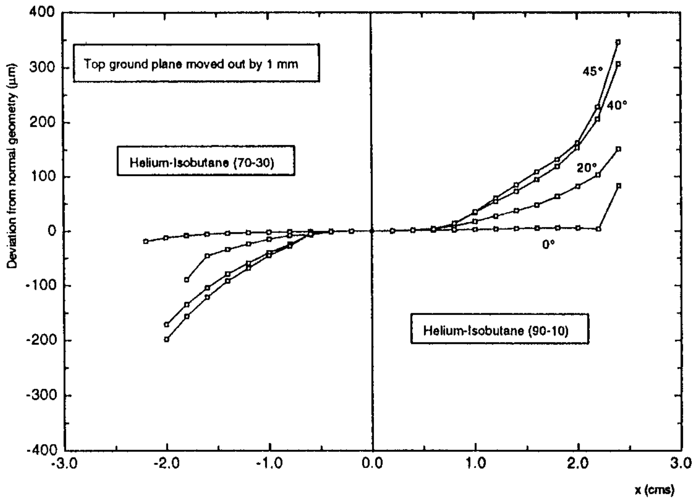

Figura 5.24: Deviazione della posizione del punto di impatto ricostruito, rispetto alla geometria normale, prodotta da uno spostamento di 1 mm del piano di massa superiore secondo la direzione y indicata in Fig.5.2 per due diverse percentuali della miscela Elio–Isobutano e per diversi angoli di incidenza della traccia sul piano della camera.

- dalle figure si ricava che gli errori sulla determinazione della posizione diventano man mano più sensibili al crescere dell'angolo di incidenza della traiettoria. Angoli di incidenza abbastanza elevati sono previsti per uno spettrometro non focalizzante: da una simulazione Monte Carlo dell' apparato di FINUDA si ricavano le distribuzioni degli angoli di incidenza dei π^-, prodotti nella reazione di formazione dell' Ipernucleo , rispetto alle linee isocrone delle celle di deriva sui due piani di camere: esse sono mostrate in Fig.5.27. Nel caso di miscele standard a base di Argon l' accuratezza peggiora da $\sim 100\mu$m a $\sim 150\mu$m passando da tracce ortogonali a tracce inclinate di 45°, mentre per le miscele a base di Elio, che hanno velocità di deriva inferiore e ionizzazione inferiore, la situazione appare meno favorevole, come osservato in misure dedicate descritte nel Capitolo 6. Sarà, pertanto, necessario introdurre delle correzioni software per gli effetti ora descritti.

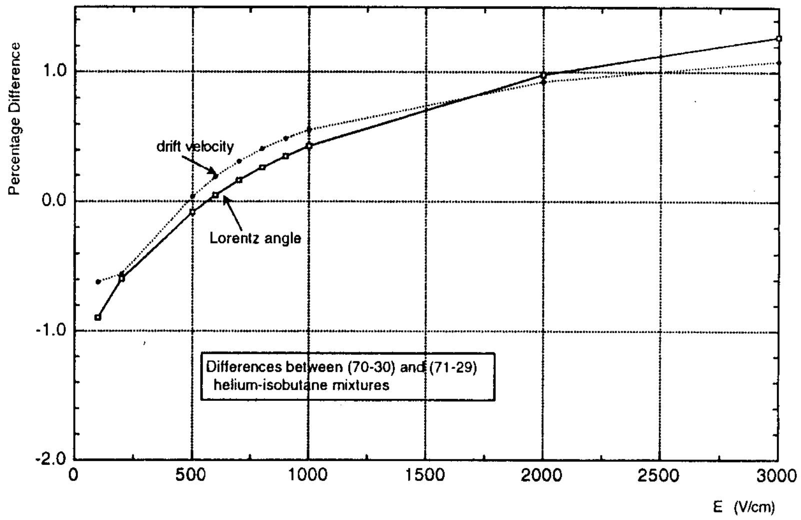

Figura 5.25: Differenze percentuali dei valori della velocità di deriva e dell' angolo di Lorentz prodotte da una variazione del 1% della composizione della miscela gassosa.

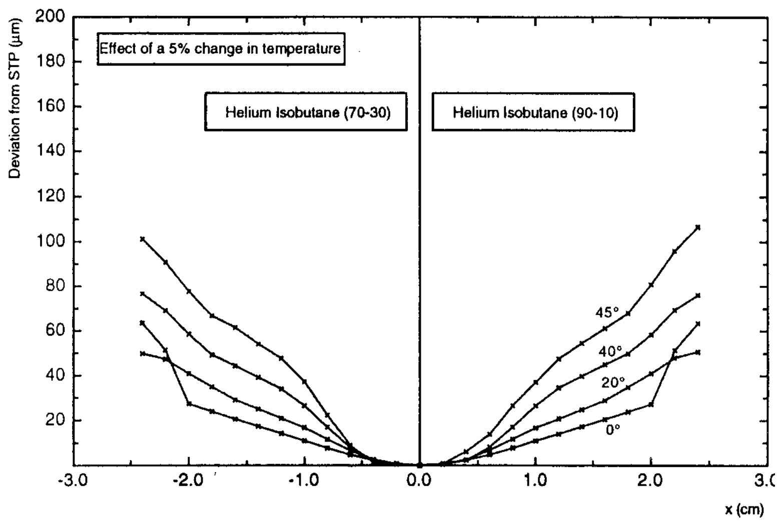

Figura 5.26: Deviazione della posizione del punto di impatto ricostruito, rispetto alle condizioni normali, prodotta da una variazione di temperatura del 5 % per due diverse percentuali della miscela Elio–Isobutano e per diversi angoli di incidenza della traccia sul piano della camera.

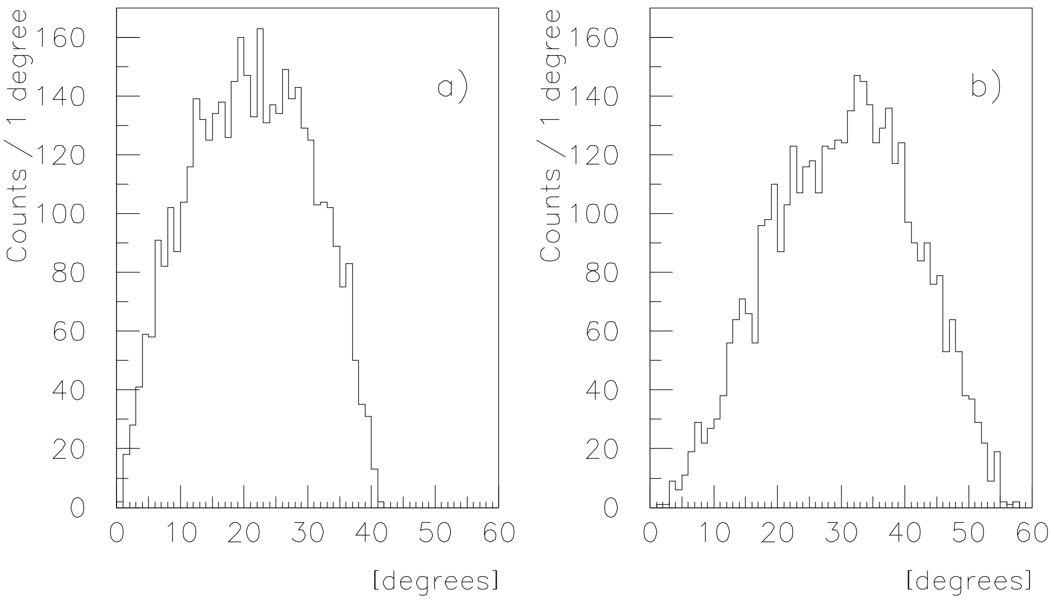

Figura 5.27: Distribuzioni degli angoli di incidenza dei π^-, prodotti nella reazione di formazione dell' Ipernucleo , rispetto alle linee isocrone delle celle delle camere a deriva del primo strato (a) e del secondo strato (b).

5.6 Prototipo della Camera a Deriva

È stato realizzato un prototipo in scala reale delle camere a deriva di FINUDA per poterne analizzare le prestazioni e migliorarle fino ad ottenere una risposta confacente alle necessità di precisione ed efficienza dell'esperimento. Questo prototipo è stato provato dapprima facendo uso di sorgenti di laboratorio (^{106}Ru, ^{55}Fe) e, successivamente, sfruttando un fascio di π di impulso elevato.

5.6.1 Struttura Meccanica

Il prototipo, come anche le camere definitive, è costituito da 5 telai di vetronite (fibra di vetro), sui quali sono tesi gli strati di mylar e i piani di fili, e da due telai di Alluminio necessari per irrigidire e rinforzare la struttura, oltre a consentire un preciso posizionamento relativo dei piani con i fili, per mezzo di fori calibrati. Il materiale scelto per i telai è quello più comunemente impiegato: esso offre buone proprietà dielettriche, non viene intaccato dai gas normalmente presenti nelle miscele e non emette elevate quantità di impurezze per degassaggio.

In Fig.5.28 si può vedere la successione dei telai che risultano disposti in maniera simmetrica rispetto al piano degli anodi.

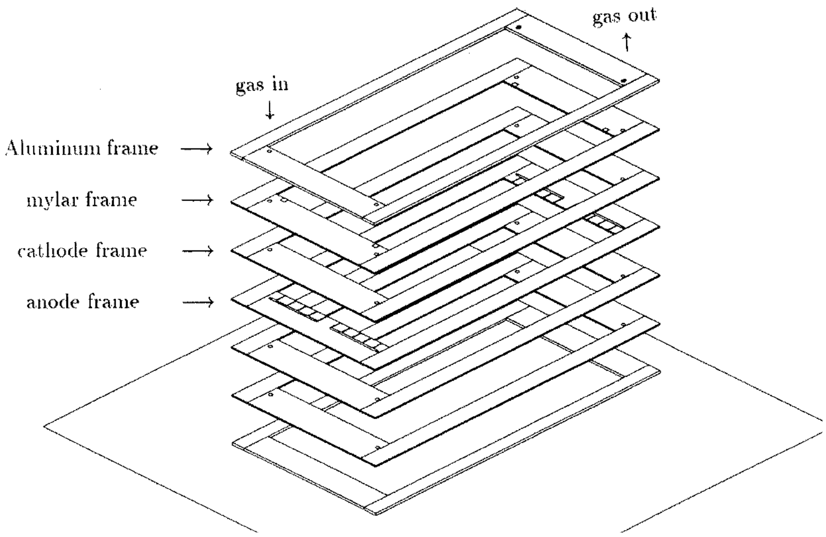

Figura 5.28: Ordine dei telai delle camere a deriva.

Dall'esterno verso l'interno, dopo il telaio di Alluminio si trova il telaio di chiusura della camera su cui sono incollati fogli di mylar da entrambe le parti: questi fogli definiscono la precamera attraverso la quale fluisce il gas in uscita e il foglio più interno costituisce il piano di massa della cella. Per uno dei due telai di chiusura entrambi i piani di mylar sono alluminizzati (spessore del film di Alluminio $\sim$ 300 Å) ma, mentre quello più interno, spesso 12 μm rivolge la faccia metallizzata verso la cella, quello esterno, spesso 6 μm rivolge la superficie alluminizzata nella direzione opposta. Per l'altro telaio di chiusura il foglio interno, sempre metallizzato verso la cella, è spesso 12 μm e il foglio esterno, non alluminizzato, è spesso 50 μm. In questo modo è possibile osservare visualmente eventuali spostamenti dei piani dovuti al flusso del gas o a forze elettrostatiche. Segue il telaio dei fili catodici e quello dei fili anodici. La scelta di porre i piani con i fili su telai differenti permette di controllare meglio il posizionamento relativo degli stessi. Lo spessore totale dei telai è 30 mm, l'ingombro totale è 1450×720 mm^2, mentre l'area sensibile complessiva è 1150×560 mm^2; il peso totale, comprese le connessioni per i gas, è $\sim$ 45 Kg.

Il flussaggio della miscela avviene tramite una serie di fori e scanalature praticate su entrambe le testate della camera. Il gas entra direttamente nella camera di deriva da un estremo e fuoriesce dall'altro estremo, per mezzo di una serie di scanalature praticate sul telaio anodico. Poi flussa nelle due precamere:

l'impedenza prodotta lungo questo percorso fa sì che la pressione interna della camera sia di poco maggiore di quella delle precamere che la affiancano, così che il piano di mylar posto a massa non possa muoversi verso i fili catodici rischiando di produrre delle scariche. I vari telai sono sigillati per mezzo di O–ring in modo da evitare perdite in uscita ed in ingresso attraverso i punti di contatto: in effetti perdite apprezzabili si hanno solo attraverso il piano di mylar di 6 μm.

5.6.2 Celle e Fili

In Fig.5.29 è riportato lo schema delle caratteristiche geometriche delle celle del prototipo.

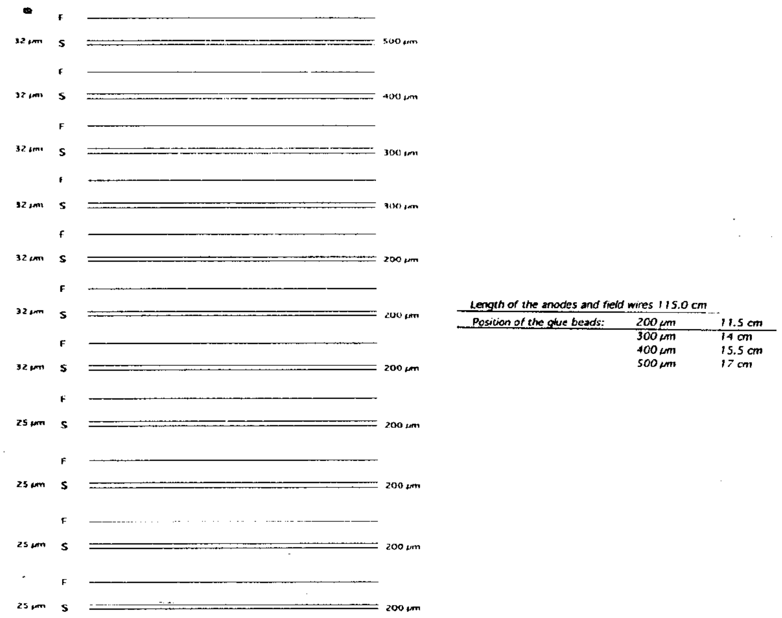

Figura 5.29: Caratteristiche goemetriche delle 11 celle del prototipo di camera a deriva.

Le undici celle sono state realizzate con doppini di fili anodici in parte con diametro 25 μm, in parte con diametro 32 μm, sempre di acciaio inox, spaziati di 200–300–400–500 μm a seconda dei casi, come indicato. I doppini sono spaziati 50 mm. I fili di chiusura delle celle e i fili catodici sono di Cu–Be con diametro 50 μm e spaziatura 50 mm e 1 mm rispettivamente. Si sono volute realizzare differenti geometrie nel prototipo, per verificare quanto la spaziatura dei fili del doppino influenzi l'efficienza della cella e quali valori dei potenziali elettrici sia necessario applicare per lavorare con fili di diversi diametri: ricordo che un diametro minore consente una amplificazione maggiore a parità di potenziale, ma comporta anche maggiori difficoltà operative. In tabella 5.3 sono elencate le caratteristiche e le tensioni meccaniche scelte per i vari tipi di fili utilizzati.

Materiale	Cu–Be Microfil ø50 μm	Acciaio inox Microfil 304 V ø32 μm	Acciaio inox Microfil 304 L ø25 μm
Tensione di rottura del materiale (N/mm^2)	996	2280	1763
Densità (g/cm^3)	8.7961	7.87	7.87
Tensione di rottura del filo (g, N)	199.25 g 1.954 N	186.92 g 1.8337 N	105.14 g 1.0314 N
Tensione applicata	120 g	120 g	60

Tabella 5.3: Caratteristiche meccaniche e tensioni per i fili usati nel prototipo. Per i fili dei piani catodici è stato scelto Cu–Be perchè esso ha un valore medio del numero atomico inferiore a quello dell' acciaio.

È stata verificata la stabilità meccanica ed elettrostatica dei vari componenti della cella. La stabilità dei fili è garantita dal soddisfacimento della condizione [56]:

$$L_{max} = \frac{d \; ln(d/r_0)}{26.6 \; V}\sqrt{T} \qquad (5.2)$$

dove:

L_{max} è la massima lunghezza del filo per operare stabilmente (m)
d è la distanza tra il filo e i piani a massa(mm)
r_0 è il raggio del filo (mm)
V è il potenziale sul filo (KV)
T è la tensione meccanica del filo (g).

Nel caso del nostro prototipo:
fili catodici: si è effettuato il calcolo utilizzando i seguenti valori:
V=V$_{max}$=4 KV, d=6 mm, r$_0$=0.025 mm, T=120 g, da cui L$_{max}$=3.37 m
fili anodici con diametro 25 μm:
V=V$_{max}$=2 KV, d=3 mm, r$_0$=0.0125 mm, T=60 g, da cui L$_{max}$=2.4 m
fili anodici con diametro 32 μm:
V=V$_{max}$=2 KV, d=3 mm, r$_0$=0.016 mm, T=60 g, da cui L$_{max}$=2.3 m

Si può vedere come la condizione sia ampiamente soddisfatta nel caso del prototipo.

La sagitta gravitazionale che i fili possono presentare può essere valutata tramite la formula:

$$f = \frac{pL^2}{8H} \tag{5.3}$$

dove:

p = carico per unità di lunghezza (peso unitario g/cm);

H = tensione meccanica applicata (g);

L = lunghezza del filo (cm)

f è la sagitta del punto centrale di un filo bloccato ad un estremo e tensionato applicando un peso all'estremo opposto tramite una carrucola priva di attrito, nell'ipotesi che il carico per unità di lunghezza sia uniforme. Da essa si ricava:

per i catodi (Cu–Be, diametro 50 μm, H=120 g)→ $f \sim 24$ μm;

per gli anodi (acciaio inox, diametro 25 μm, H=60 g)→ $f \sim 10$ μm;

per gli anodi (acciaio inox, diametro 32 μm, H=60 g)→ $f \sim 9$ μm. In Fig.5.30 sono riportati i valori calcolati della sagitta di un filo di Cu–Be, del tipo da noi usato, in funzione del peso applicato.

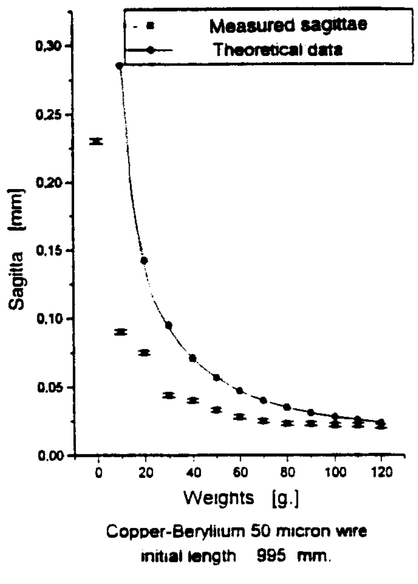

Figura 5.30: Valori calcolati e misurati della sagitta del filo di Cu–Be.

Sono anche riportati alcuni punti sperimentali ottenuti tensionando il filo con un peso applicato tramite una carrucola e misurando la sagitta con un teodolite digitale con precisione pari a 2 decimi di secondo di grado. La discrepanza tra i due insiemi di punti è imputabile all'attrito non trascurabile del sistema di tensionamento.

Particolarmente importante è anche valutare la massima sagitta che può presentare il foglio di mylar alluminizzato connesso a massa, a causa di piccole differenze tra le pressioni esercitate sulle due facce. Una stima può essere ottenuta dalla equazione iterativa:

$$f = \left[\frac{3}{8}\frac{a^2}{Es}(1-v)(Pa^2 - 4N_0 f)\right]^{1/3} \tag{5.4}$$

in cui:

f è la sagitta;

E è il modulo di elasticità del materiale;

s è lo spessore del foglio;

p è la differenza tra le pressioni applicate sui due lati;

N_0 è la tensione lineare meccanica con cui è stato teso il foglio;

a è il raggio del foglio. Infatti la formula è valida per una membrana circolare;

v è il numero di Poisson.

Nel nostro caso, con s=12 μm, p=0.4 mbar, N_0= 588n/m, E=380 Kg/mm^2, a=640 mm, v=0.3 si ottiene $\sim$230 μm.

Infine è stata valutata la massima sagitta che ci si può aspettare su catodi ed anodi a causa delle forze elettrostatiche prodotte dalla distribuzione dei potenziali della cella [57]. In tutti i casi gli spostamenti introdotti producono errori trascurabili sulla misura dei tempi di deriva, eccetto due situazioni particolari, che riguardano:

- i fili catodici a potenziali maggiori di 2000 V, in particolare per tracce inclinate;

- le forze repulsive tra i due anodi posti a 200 μm, che introducono una sagitta di circa 3 mm, non accettabile. Come già detto, per superare questo problema, sono state piazzate le gocce di araldite lungo i doppini; nel caso di una distanza tra gocce di 11.5 cm si è trovato che la sagitta massima si riduce a 40 μm, inferiore alla precisione richiesta al rivelatore.

Sulla base dei risultati dei calcoli delle deformazioni della cella sotto l'azione di forze gravitazionali ed elettrostatiche e degli errori che queste deformazioni producono sulla risoluzione spaziale delle tracce, descritti nel paragrafo precedente, si può affermare che ci si attende un comportamento soddisfacente del prototipo, anche se la verifica, soprattutto per grandi angoli di incidenza che sono il punto più problematico, non può che venire da una caratterizzazione su fascio di tutte le prestazioni della camera.

5.6.3 Test Preliminari sul Prototipo.

Dopo l'assemblaggio meccanico e le consuete prove di tenuta del gas e di applicazione di alte tensioni ai fili, è stato effettuato un primo test utilizzando sorgenti X (^{55}Fe) e β (^{106}Ru).

I risultati fondamentali di questa prova possono essere riassunti in due punti: - la miscela gassosa He–iC_4H_{10} (90–10) non permette di lavorare in condizioni stabili: la miscela migliore è risultata essere quella con percentuali (70–30), che consente stabilità di operazione a tensioni non troppo elevate;

- la geometria di cella che fornisce i risultati migliori, sia in termini di spettri temporali che in termini di raccolta di carica, è quella in cui il doppino anodico è formato da due fili con diametro 25 μm spaziati di 200 μm.

Questi risultati hanno fornito un utile orientamento per la preparazione del test mediante fascio, argomento del capitolo successivo.

5.6.4 Amplificatori

L'accuratezza che si può avere sulla coordinata lungo il filo, ricavata mediante il metodo di partizione di carica, è limitata dal rumore presente a livello dello stadio di amplificazione del segnale, quando la camera è collegata. Questo rumore è dovuto, sostanzialmente a tre fattori:

- rumore intrinseco dell'amplificatore (o pre-amplificatore se sono presenti due stadi);

- elevata capacità dei fili della camera (15–20 pF);

- rumore indotto sui fili dall'ambiente (apparati presenti nella sala, acceleratore, ..).

Tipicamente, per ridurre il rumore dovuto all'accoppiamento camera – preamplificatore si opera sulle correnti di polarizzazione dello stesso preamplificatore, sempre preservando la stabilità delle caratteristiche intrinseche, quali l'impedenza di ingresso. Un'altra causa di rumore possono essere i 'loop' di massa che si generano nella connessione di alimentatori di alta e bassa tensione con le varie componenti dello spettrometro.

Tutti questi aspetti sono stati tenuti presenti, e almeno in parte risolti, nella realizzazione del sistema di amplificazione dei segnali delle camere a deriva di FINUDA. Nel progettare gli amplificatori si è voluto, inoltre, tenere un atteggiamento cauto, per cui, se da una parte si è sviluppato un nuovo amplificatore differenziale a canali accoppiati, che esalta il vantaggio di aver sostituito il filo anodico con un doppino, dall'altra si è provveduto anche a realizzare, ovvero ottimizzare, un amplificatore tradizionale che fornisca prestazioni stabili e soddisfacenti, anche se non possiede le potenzialità del dispositivo differenziale.

Il dispositivo tradizionale consiste di due stadi di amplificazione per ogni canale di lettura: un preamplificatore corrente –tensione posizionato immediatamente all'estremo della camera, in modo da lasciare la minima distanza possibile dall'estremità del filo, e un amplificatore di tensione posto a circa 10 m dall'apparato. In Fig.5.31 è presentato lo schema del preamplificatore.

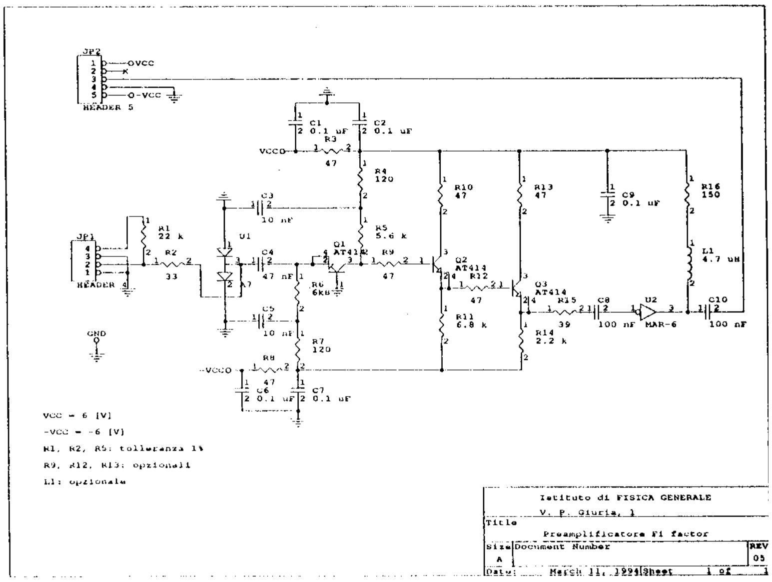

Figura 5.31: Schema elettrico dell' amplificatore corrente–tensione.

Nessuna innovazione è stata introdotta nel circuito, ma è stato effettuato un processo di ottimizzazione dei componenti e della struttura stessa del circuito sì da migliorare le proprietà di rumore, tempo di salita del segnale, dissipazione di calore, linearità, deriva termica. Il circuito è un amplificatore a base comune seguito da due transistor a collettore comune e accoppiato ad un amplificatore in tensione veloce che fornisce un guadagno pari a circa un fattore 10. L'impedenza di ingresso del preamplificatore è $(85\pm2)\Omega$ (che indica una fluttuazione prevista del 2.5% sul valore misurato su un grande campione di esemplari), l'amplificazione in carica prodotta è $A_q \sim 220$, l'amplificazione di transimpedenza è $A_{trans} \sim 6.5$ mV/μA, per un valore globale di ~ 60 mV/μA. Il tempo di salita per segnali fisici risulta inferiore ai 12 ns. Il rumore del preamplificatore, infine, è $\sim\ 6 \cdot 10^4\ e^- =$ ENC (equivalent noise charge).

Il principio di funzionamento dell'amplificatore differenziale a canali accoppiati è strettamente legato alla presenza di due fili di sense (doppino). Il sistema dei due fili costituisce una sorta di condensatore. La presenza del doppino fa sì che la carica (segnale) degli elettroni di ionizzazione raccolti su uno di essi induca una carica ridotta di segno opposto sull'altro (come detto, la tecnica di soluzione dell'ambiguità destra–sinistra è basata su questa proprietà del sistema del doppino anodico). Nel caso del prototipo, cioè con fili di sense di diametro 25 μm e spaziatura 200 μm, il segnale indotto risulta essere circa 80% di quello vero, come misurato per mezzo di un oscilloscopio digitale. Lo schema elettrico dell' amplificatore differenziale è riportato in Fig.5.32.

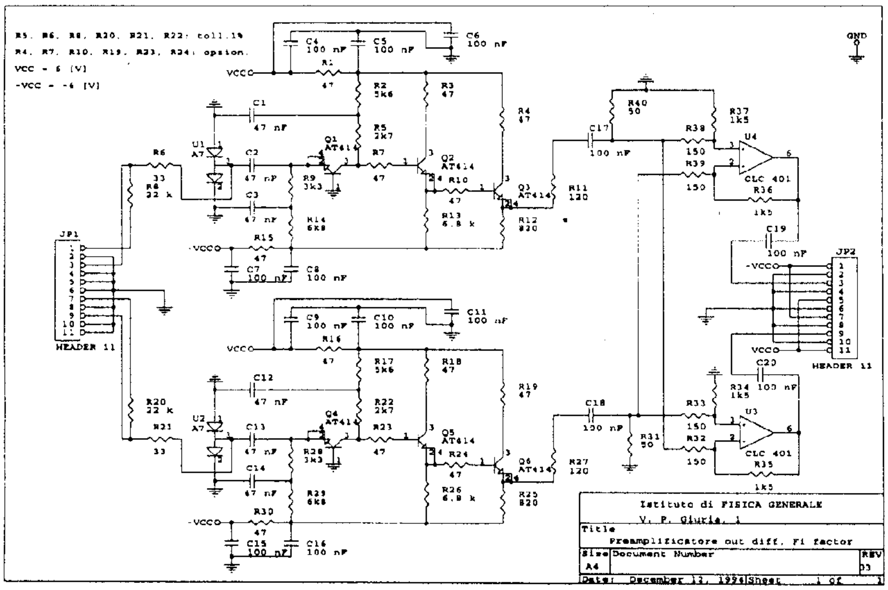

Figura 5.32: Schema elettrico dell' amplificatore differenziale a canali accoppiati.

Esso compendia in un solo elemento i due stadi di preamplificazione corrente-tensione e amplificazione in tensione descritti per il dispositivo tradizionale. Lo schema di lavoro dell'amplificatore differenziale è illustrato in Fig.5.33: esso accoppia i segnali dei due fili del doppino, sommando ciascuno all'altro invertito, con opportuna amplificazione. In questo modo in uscita si avrà, per il filo realmente colpito, un segnale negativo che è 1.8 volte quello che si avrebbe con il dispositivo normale ed un segnale positivo di pari ampiezza per l'altro filo. Il vantaggio di questo tipo di dispositivo consiste in una riduzione del rumore. Infatti, l'accoppiamento dei due canali comporta, sul segnale di uscita, un rumore a cui contribuiscono entrambi in modo indipendente, per cui si ha $\sigma_{diff} = \sqrt{2}\,\sigma_{norm}$, cioè il rumore assoluto è maggiore di quello di un amplificatore tradizionale, ma il rapporto segnale/rumore risulta più favorevole:

$$\left(\frac{signal}{noise}\right)_{diff} = \frac{1.8}{\sqrt{2}} \left(\frac{signal}{noise}\right)_{norm} \sim 1.3 \left(\frac{signal}{noise}\right)_{norm} \tag{5.5}$$

Inoltre, dato che i segnali vengono in realtà sottratti tra di loro, il rumore comune sui due fili, indotto su entrambi da sorgenti esterne presenti nell'ambiente, viene eliminato. La riduzione del noise comune e l'aumento del rapporto segnale/rumore permettono, come si vedrà più avanti, un notevole miglioramento della risoluzione in z. Il dispositivo realizzato per le camere a deriva di FINUDA ha una impedenza di ingresso di 112.2±1.6 Ω, una amplificazione in carica $A_q \sim 400$, una amplificazione di transimpedenza $A_{trans} \sim 60$ mV/μA, un rumore di $\sim 4 \cdot 10^4$ e^- = ENC. I tempi di salita dei segnali fisici risulta inferiore a 10–12 ns. Come si può vedere, le caratteristiche sono simili a quelle del dispositivo tradizionale eccetto per il rumore, che risulta all'incirca dimezzato. Nel paragrafo 6.12 sono riportati i valori misurati di amplificazione e rumore del dispositivo differenziale ed una valutazione del limite che questo impone alla risoluzione nella coordinata lungo il filo.

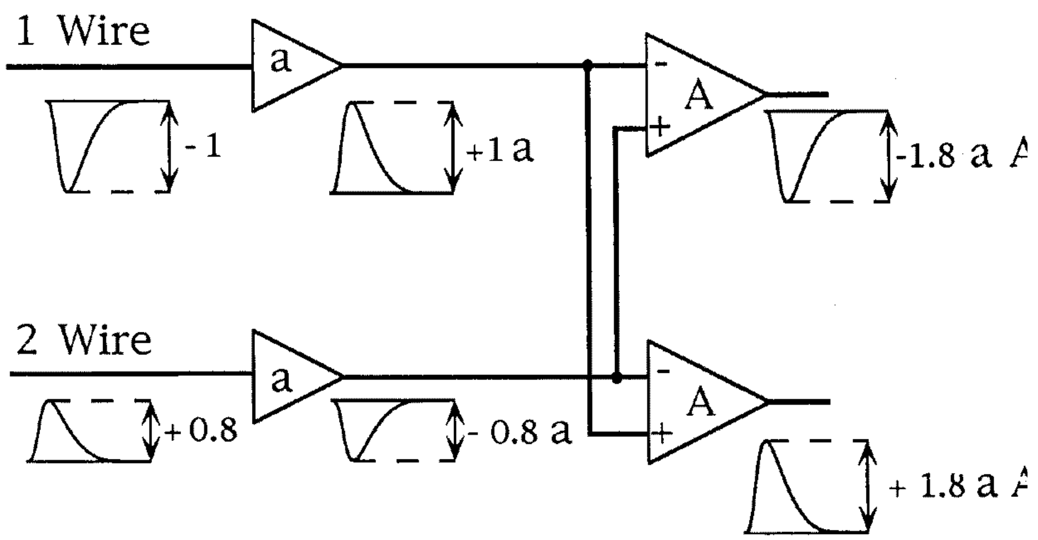

Figura 5.33: Schema di lavoro dell' amplificatore differenziale a canali accoppiati.

Poichè l' amplificatore differenziale combina i segnali provenienti dai due fili del doppino sommando ciascuno all' altro invertito, e, pertanto, di fatto li sottrae, quando la traccia della particella attraversa le due celle lette dalla coppia di fili il segnale può risultare più piccolo di quello di quello che si otterrebbe con un amplificatore tradizionale. Infatti, mentre per una traccia che passa tutta in una sola cella l' amplificatore differenziale fornisce un segnale che è ~1.8 volte quello del dispositivo normale, quando la traccia passa metà in una cella e metà nell' altra, come schematizzato in Fig. 5.34, il segnale letto sul dispositivo differenziale è dato dal seguente bilancio:

filo 1	filo 2
–1	+1
–0.8	+0.8
+1	–1
+0.8	–0.8

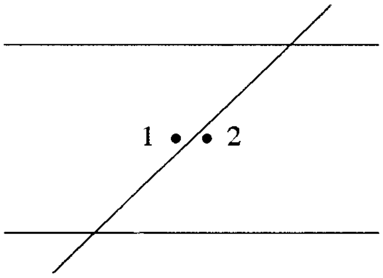

Figura 5.34: Evento in cui la traccia attraversa entrambe le celle di un doppino.

Il primo elemento del bilancio del filo 1, scelto come unitario per normalizzarsi alla carica raccolta lungo la parte di traccia percorsa nella cella relativa, è il segnale negativo prodotto sul filo 1 stesso; il secondo rappresenta il segnale positivo indotto sul filo 2, che viene però sottratto; il terzo è il segnale negativo prodotto sul filo 2 lungo la parte di traccia percorsa nella cella di questo, anch'esso sottratto, e il quarto è il segnale positivo indotto sul filo 1. In pratica, i primi due termini sono relativi alla parte di traccia che si trova nella cella del filo 1, i secondi due alla parte di traccia che si trova nella cella del filo 2. Discorso analogo vale per il bilancio del filo 2, che presenta semplicemente i termini con segno invertito. Nel caso dell' amplificatore normale, invece, si ha il seguente bilancio:

filo 1	filo 2
–1	+0.8
+0.8	–1

dove il primo termine nel bilancio del filo 1 è il segnale vero, il secondo è quello positivo indotto dal segnale sul filo 2.

Dal confronto tra i due bilanci appare immediato che, nel caso di una traccia ugualmente divisa su due celle, gli amplificatori differenziali non forniscono segnale, mentre il dispositivo tradizionale fornisce un segnale, sulle due celle, che è circa il 20% del massimo. Questo discorso è vero, ovviamente, solo in linea di principio, poichè si è qui sottointeso di considerare il doppino come puntiforme (ovvero costituito da due fili posti a distanza infinitesima tra di loro). Esso, tuttavia, serve come punto di partenza per effettuare un confronto tra le risposte dei due tipi di amplificatori in questa regione critica della cella di deriva.

Si faccia riferimento alla Fig.5.35: si vuole vedere per quale valore della distanza tra l' asse del doppino e il centro della traccia inclinata (z nella figura) i due amplificatori forniscono lo stesso segnale. Si supponga di lavorare nell' intorno del doppino, cosicchè la traccia della particella attraversi sempre entrambe le celle. Questo vuol dire che si ipotizza di limitarsi alla regione $0 < z < (d/2)tg\phi$ e pertanto le argomentazioni seguenti valgono solo entro questo limite.

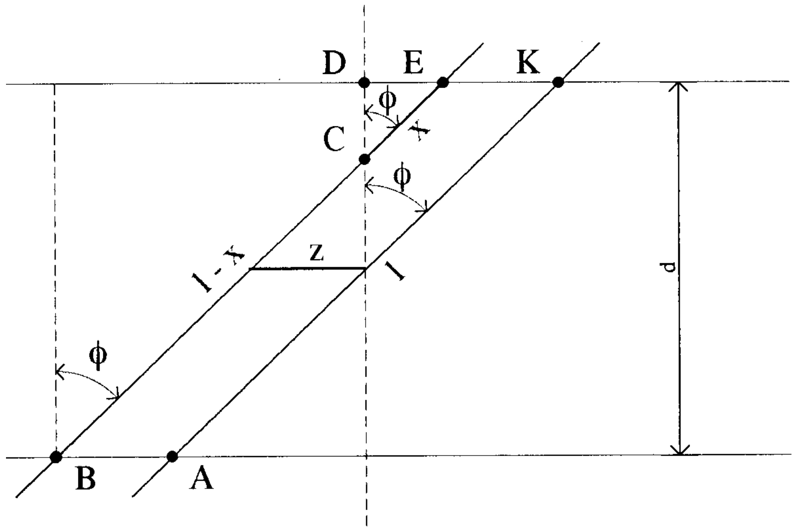

Figura 5.35: Schema geometrico di un evento in cui la traccia attraversa entrambe le celle di un doppino.

Se si ammette che il segnale letto sia proporzionale alla lunghezza della traccia che lo ha prodotto, usando tale lunghezza (ovvero la carica corrispondente) come costante di normalizzazione, il segnale all' uscita dell' amplificatore differenziale risulterà:

$$y_d \ = \ \frac{-(l-x) - 0.8 \cdot (l-x) + x + 0.8x}{l-x} \tag{5.6}$$

Utilizzando la simbologia indicata in figura, si ottiene:

$$y_d \ = \ \left(3.6x \ - \ 1.8\frac{d}{cos\phi}\right) \ \cdot \ \frac{cos\phi}{d \ - \ x \ cos\phi} \tag{5.7}$$

Poichè x è legato a z dalla relazione:

$$x \ = \ \frac{d}{2 \ cos\phi} \ - \ \frac{z}{sin\phi} \tag{5.8}$$

si potrà scrivere:

$$y_d(z) \;=\; \frac{-7.2\ z\ cos\phi}{d\ sin\phi +\ 2\ z\ cos\phi} \tag{5.9}$$

che esprime la dipendenza di y_d da z.
Nel caso dell' amplificatore normale si avrà:

$$y_n \;=\; \frac{-(l-x)+0.8x}{l-x} \tag{5.10}$$

da cui:

$$y_n(z) \;=\; \frac{-0.2\ d\ sin\phi\ -\ 3.6\ z\ cos\phi}{d\ sin\phi\ +\ 2\ z\ cos\phi} \tag{5.11}$$

Nelle figure 5.36 e 5.37 sono riportati gli andamenti di y_d e y_n per vari angoli di incidenza della traccia e per $0 < z < (d/2)tg\phi$ (d=6 mm nel caso del prototipo). Si ritrova il fatto che per z=0 mm l' amplificatore differenziale non fornisce segnale, mentre l' amplificatore normale produce un segnale che è il 20% del massimo.

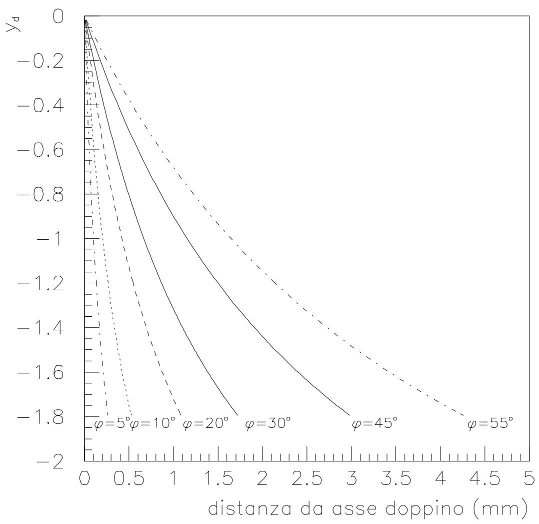

Figura 5.36: Valore dell' uscita dell' amplificatore differenziale a canali accoppiati (y_d) in funzione della distanza dall' asse del doppino per vari angoli di incidenza della traccia. Notare che l' angolo ϕ qui indica l' angolo rispetto alla normale al piano della camera.

È ora immediato ricavare la distanza z per cui i due dispositivi forniscono la stessa uscita:

$$z_{d=n} \;=\; \frac{0.1}{1.8}\; d\; tg\phi \tag{5.12}$$

che è rappresentata in Fig.5.38. Come si può vedere, più la traccia è inclinata e più bisogna allontanarsi dall' asse del doppino perchè i due segnali siano uguali. Per una inclinazione $\phi = 55°$, questa distanza risulta inferiore a 500 μm.

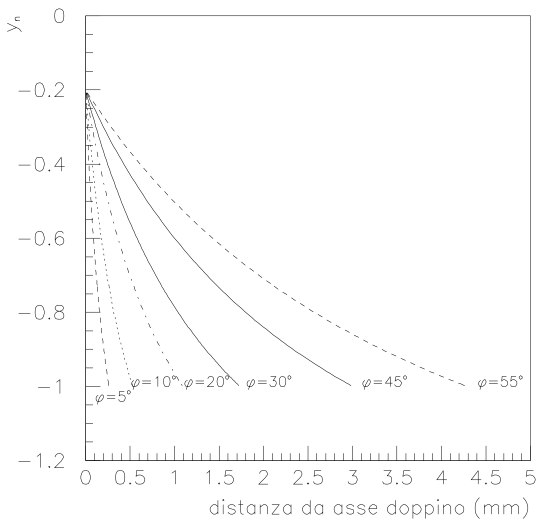

Figura 5.37: Valore dell' uscita dell' amplificatore tradizionale corrente–tensione (y_n) in funzione della distanza dall' asse del doppino per vari angoli di incidenza della traccia. L' angolo ϕ qui indica l' angolo rispetto alla normale al piano della camera.

Un' altra quantità di interesse è la differenza percentuale tra i due segnali: $\Delta \;=\; (y_d - y_n)/y_d$. Essa è data da:

$$\Delta \;=\; \frac{y_d - y_n}{y_d} \;=\; 0.5 \;-\; 0.02\bar{7}\; \frac{d}{z}\; tg\phi \tag{5.13}$$

ed è riportata in Fig.5.39 per vari angoli di incidenza. Un valore $\Delta < 0$ indica che il segnale dell' amplificatore differenziale è più piccolo di quello dell' amplificatore tradizionale, mentre le intercette delle curve Δ(z) per dato ϕ con la retta $\Delta = 0$ riproducono i corrispondenti punti sulla curva $z_{d=n}(\phi)$.

Bisogna sottolineare che il fatto che $y_d < y_n$ non implica necessariamente una inefficienza dell' amplificatore differenziale; occorre, infatti, confrontare il valore assoluto del segnale (y_d o y_n) con il valore impostato come soglia per i discriminatori per avere informazioni sull' efficienza dei dispositivi.

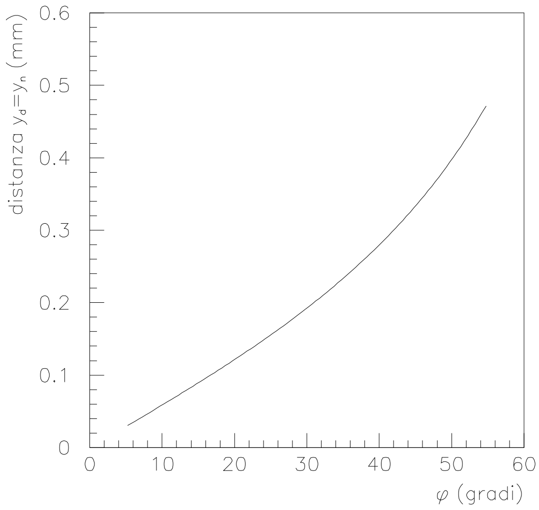

Figura 5.38: Distanza dall' asse del doppino per la quale i due tipi di amplificatori forniscono la stessa uscita. L' angolo ϕ qui indica l' angolo rispetto alla normale al piano della camera.

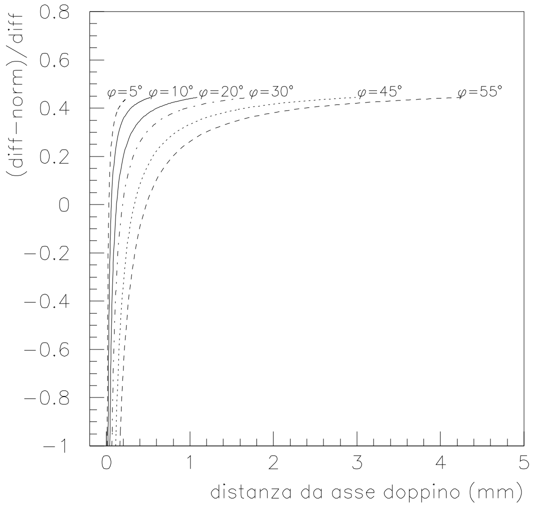

Figura 5.39: Differenza percentuale delle uscite degli amplificatori differenziale e tradizionale in funzione della distanza dall' asse del doppino. Un valore minore di zero indica che il segnale dell' amplificatore differenziale è più piccolo di quello dell' amplificatore tradizionale.

In tal caso bisognerà anche calcolare in modo più corretto la costante di normalizzazione della carica letta. Le argomentazioni qui portate vogliono semplicemente evidenziare il fatto che, utilizzando un amplificatore differenziale, si introduce una regione vicina al doppino nella quale le resa dell' amplificatore è inferiore a quella di un dispositivo tradizionale; ciononostante, dato che, anche nel caso più sfavorevole ($\phi = 55°$), tale regione è inferiore al 2% dell' estensione della cella di deriva e non è necessariamente una regione di inefficienza, non ci si attende che la tecnica di sottrazione implementata dal dispositivo a canali accoppiati produca un peggioramento delle prestazioni della camera, nè sull'efficienza nè sulla risoluzione spaziale.

Capitolo 6

Risultati dei Test su Fascio del Prototipo di Camera a Deriva

Il prototipo di camera a deriva è stato utilizzato in due campagne di test sotto fascio al fine di studiare le caratteristiche di comportamento ed ottimizzare i parametri di lavoro in modo da ottenere prestazioni che soddisfino le richieste dell' esperimento o, eventualmente, le superino. Il primo periodo di test risale al Novembre 1994, il secondo al Giugno 1995; entrambi hanno avuto luogo alla zona T10, una delle aree sperimentali di test dell' acceleratore PS del CERN, ed in entrambi i casi è stato utilizzato un fascio di π^- di impulso 5 GeV/c, sufficientemente elevato per poter trascurare completamente l'indeterminazione introdotta dallo scattering multiplo in aria dei π lungo il cammino tra i vari elementi dell' apparato sperimentale. Il regime del fascio era impulsato con burst della durata di circa 0.3 s, intervallati di circa 15 s; l' intensità media era al massimo 10^5 particelle/burst.

6.1 Apparato Sperimentale.

Lo schema generale dell' apparato sperimentale utilizzato per i due test è riportato in Fig. 6.1. La coincidenza tra i due scintillatori S1 ed S2 incrociati, posti di fronte al fascio, ed un terzo scintillatore più grande, S3, posto dietro l'apparato, permette di selezionare una porzione limitata del fascio incidente e fornisce la condizione logica fondamentale per il trigger. Il prototipo di camera a deriva è stato montato su un supporto meccanico rigido che permette degli spostamenti nelle direzioni x e z sull' intera dimensione della camera, con una precisione di ± 100 μm, per mezzo di regoli graduati, muniti di nonio, e di movimentazione manuale. La camera può anche essere ruotata attorno all' asse x mediante un goniometro, fissato su un perno centrale azionato manualmente, che permette di effettuare rotazioni con una precisione di $\pm 0.5°$. Due camere a deriva più piccole, DC1 e DC2, sono state posizionate rispettivamente prima e dopo il prototipo lungo la direzione del fascio, per individuare la traiettoria delle particelle che colpiscono il prototipo stesso.

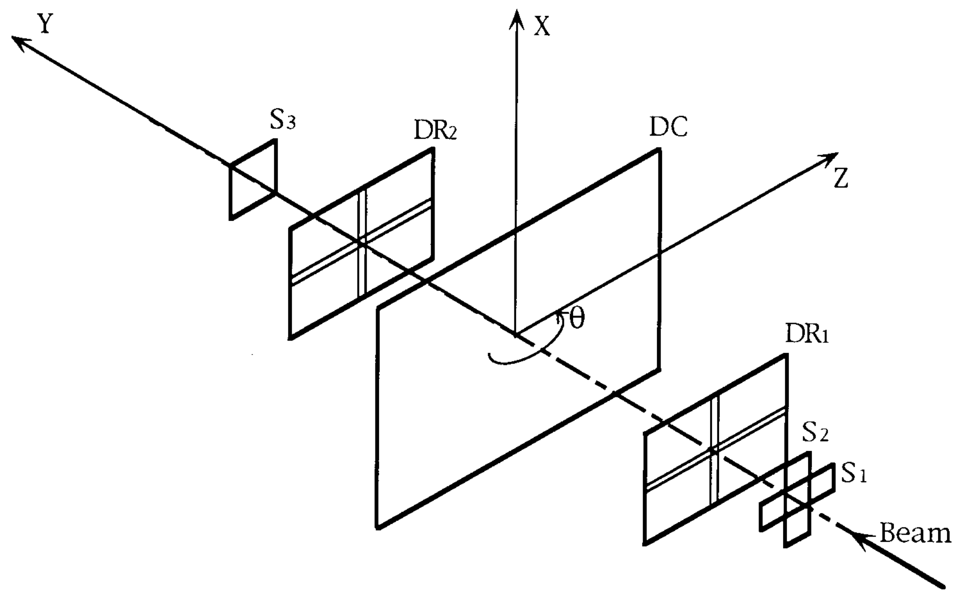

Figura 6.1: Apparato sperimentale per l'esecuzione dei test su fascio del prototipo di camera a deriva.

Ognuna di queste è, in realtà, data dalla successione di due camere affacciate (consecutive), formate da sei celle ciascuna, con i fili sensibili posti a 90° l'una rispetto all' altra, in modo da fornire per ogni particella incidente le due coordinate ortogonali al fascio (x e z). La struttura geometrica della cella di deriva delle due camerette è identica a quella delle celle del prototipo con fili anodici di diametro 25 μm. Le distanze tra i vari elementi dell' apparato sono variate tra il primo ed il secondo test; in particolare è variata la spaziatura delle tre camere, ma si è comunque fatto in modo che il prototipo fosse all' incirca a metà della distanza tra DC1 e DC2, così da ridurre l'errore sul residuo (cfr. paragrafo 6.5).

I due estremi di ogni filo sensibile del prototipo sono stati connessi a convertitori analogico–digitali (ADC) e a convertitori tempo–digitali (TDC) per avere informazioni in carica e di tempo da entrambe le parti: la catena elettronica utilizzata durante il primo test consisteva di un sistema preamplificatore–amplificatore, quale quello descritto nel paragrafo 5.6.4, posti l'uno immediatamente all' estremità della camera e l'altro a circa 3 m, mentre l'insieme dei discriminatori e convertitori era a circa 50 m di distanza. Nel secondo test sono stati utilizzati gli amplificatori differenziali, anch'essi descritti in 5.6.4, connessi direttamente all' estremo del filo e seguiti da circa 50 metri di cavo prima dell' elettronica di lettura, come nel primo caso. In entrambi i test i fili delle camere piccole sono stati letti da un solo estremo e dei tre doppini presenti per ogni piano di deriva è stato letto solamente quello centrale.

Il sistema di acquisizione utilizzato è caratterizzato da una architettura distribuita: i moduli dell' elettronica di front–end (ADC e TDC di tipo CAMAC) vengono letti mediante una scheda CPU VME che funge da dispositivo multi–buffer connesso ad un crate CAMAC; il sistema host utilizzato per effettuare le operazioni di controllo dell' acquisizione e di monitoraggio dei dati registrati è basato su piattaforma DIGITAL ed è connesso alla CPU VME via rete Ethernet. Il massimo rateo di acquisizione è di circa 150 eventi/burst.

Le tre camere sono state flussate in parallelo mediante tre linee alimentate dallo stesso miscelatore, in modo da ridurre effetti dovuti a differenze nella composizione della miscela; è stato utilizzato un sistema di distribuzione di gas standard CERN, controllato manualmente.

Quanto fin qui detto riassume le caratteristiche generali dell' apparato sperimentale. Tra il primo e il secondo periodo di test la configurazione operativa è variata leggermente: le indicazioni specifiche dell' allestimento sperimentale, che riguardino direttamente il funzionamento della camera e perciò i risultati con essa ottenuti, verranno fornite di volta in volta.

6.2 Calibrazioni.

I segnali che provengono dalla camera, siano essi temporali o in carica, e che vengono registrati così come sono letti dall' elettronica di front–end, non sono direttamente utilizzabili ma vanno corretti in base a valori costanti (offset) introdotti dall' elettronica stessa e dalla linea di trasmissione del segnale.

Il valore dell' informazione in carica del segnale, ottenuto come risultato della conversione digitale operata da un ADC, comprende tre fattori legati all' elettronica:

- il piedestallo dell' ADC (PED), cioè il valore che il convertitore fornisce, anche in assenza di segnale applicato, per il solo fatto che gli arriva un segnale di abilitazione alla conversione (gate). Questo valore è legato a piccole correnti, che sono comunque presenti all' ingresso degli amplificatori operazionali che compiono l'integrazione, e risulta dipendere dalla durata del gate di integrazione come:

$$PED(\mathrm{pC}) \;=\; a + bt \tag{6.1}$$

dove, per un ADC con una risoluzione di 0.25 pC/canale, a vale tipicamente (1 – 3) pC, b vale (1.5 – 3.0)$\cdot 10^{-2}$ pC/ns e t è la durata del gate in ns. Esso viene determinato dal valore letto come risultato della conversione effettuata in assenza di segnale in ingresso. Generalmente la distribuzione dei segnali così ottenuti è molto stretta e presenta una FWHM di pochi canali.

- il valore di taratura dell' ADC (TAR). La risoluzione del convertitore può variare lungo il range dinamico dello strumento. La linearità dichiarata dal costruttore fornisce una misura dello scostamento massimo tra la risoluzione reale e quella nominale. Normalmente, prima di utilizzare un convertitore, sia esso ADC o TDC, si verifica che la risoluzione misurata sia ragionevolmente in accordo con quella dichiarata in tutto il campo di misura.

- il guadagno dell' amplificatore. A causa delle tolleranze sui componenti del circuito di amplificazione, resistenze e condensatori in particolare (1÷5% di tolleranza sui valori nominali), l'amplificazione dei diversi canali può risultare leggermente differente (4÷8%). Questo fatto risulta poco piacevole soprattutto quando si lavora utilizzando il metodo di partizione di carica per ottenere la coordinata lungo il filo, perchè in tal caso si confrontano direttamente le cariche lette ai due estremi dell' anodo. Risulta, perciò, necessario inserire una costante di normalizzazione K_{1i} (i=1, 2 indica l'estremo) che corregga il valore della carica per eventuali differenze di amplificazione dei due canali. Tale costante può essere ottenuta inviando lo stesso segnale di test all' ingresso dei due amplificatori, in assenza di segnale proveniente dalla camera, e rapportando i valori ottenuti:

$$K_{11} = \frac{Q1}{Q1} = 1, \qquad K_{12} = \frac{Q2}{Q1} \tag{6.2}$$

In totale, la carica raccolta all' estremo i sarà data da:

$$Q = (ADC_i - PED_i) \times TAR_i \ / \ K_{1i} \tag{6.3}$$

In modo analogo si deve procedere ad operare sulle informazioni temporali ottenute mediante la conversione operata dai TDC. In tal caso le correzioni da introdurre sono due e riguardano:

- il valore di taratura del convertitore (TAR);

- il valore di tempo zero ($TDC0$). Il segnale di start ai TDC, cioè il segnale che fissa l'istante di inizio della misura temporale (ovvero della conversione), è fornito da uno degli scintillatori incrociati posti di fronte al fascio. Quando una particella colpisce gli scintillatori e arriva su una delle camere esattamente in corrispondenza del filo anodico, il suo tempo di deriva è nullo ma il TDC fornisce un valore che corrisponde alla somma di tre termini: tempo di volo tra lo scintillatore di start e la camera, differenza nelle lunghezze dei cavi connessi allo scintillatore e all' anodo colpito e differenze dei tempi di transito nelle catene elettroniche corrispondenti (fino alla lettura del TDC). Questo valore è costante per particelle di impulso fissato e va sottratto dalla quantità fornita dal TDC per avere il tempo di deriva effettivo. Esso viene ottenuto a partire dal più piccolo valore dello spettro del TDC quando il fascio incide sul filo considerato, a metà lunghezza. In questo modo, per essere precisi, si include nel valore del $TDC0$ il tempo che il segnale impiega a percorrere metà filo e questo va corretto, a sua volta, per differenze che si vengono a creare quando la valanga si forma ad una certa distanza dal punto medio. Dato, però, che la velocità di propagazione del segnale lungo il filo è confrontabile con c ($\sim$ c/2) e la massima variazione di tempo di percorrenza corrisponde ad un $\Delta z < 60$ cm, in prima approssimazione si potrebbe trascurare l'ulteriore correzione e considerarla come un effetto del secondo ordine. Il tempo di deriva corretto verrà ottenuto come:

$$t_{i\ drift} = (TDC_i - TDC0_i) \times TAR_i \tag{6.4}$$

Le operazioni di calibrazione vengono effettuate una sola volta prima dell' inizio della presa dati e vanno ripetute solo in caso di variazione della configurazione geometrica dei rivelatori o delle catene elettroniche.

Dovendo, poi, effettuare una calibrazione di un gran numero di canali, una sessantina nel caso del prototipo, alcune centinaia nel caso dell' apparato definitivo, vengono sviluppate delle tecniche che permettono di ottenere le costanti per tutti i canali contemporaneamente, determinando delle costanti relative per tutti eccetto uno, per il quale viene fatta una calibrazione assoluta [58].

6.3 Test del Novembre 1994.

L'apparato sperimentale utilizzato nel test del Novembre 1994 è riportato in Fig. 6.2; dei due fili di ogni doppino letto sulle camere piccole solo uno era connesso ad una catena di conversione analogico–digitale, mentre entrambi erano equipaggiati con convertitori tempo–digitali. Gli amplificatori utilizzati erano del tipo tradizionale a due stadi e solo per un breve periodo sono stati utilizzati gli amplificatori differenziali. Gli ADC usati erano del tipo LeCroy 2249A, con risoluzione 0.25 pC/canale e range di misura 250 pC, per le camere piccole, e del tipo LeCroy 2249W, con risoluzione 0.25 pC/canale e range di misura 500 pC, per i canali del prototipo utilizzati. I TDC usati per tutti i canali erano del tipo LeCroy 2228A con risoluzione 500 ps/canale e range 1 μs. Il trigger rispondeva alla logica indicata in Fig. 6.3. In questo primo test il prototipo era orientato con i fili anodici paralleli all' asse z di Fig. 6.2, ossia orizzontali e, di conseguenza, la rotazione permessa dal supporto meccanico produceva una inclinazione della traiettoria della particella incidente in un piano parallelo alle linee di campo elettrico (ovvero alle linee isocrone) della cella di deriva.

Uno degli scopi che ci si era proposti per questo primo test era quello di confermare le indicazioni precedenti a proposito della migliore miscela e della migliore geometria di cella per il prototipo.

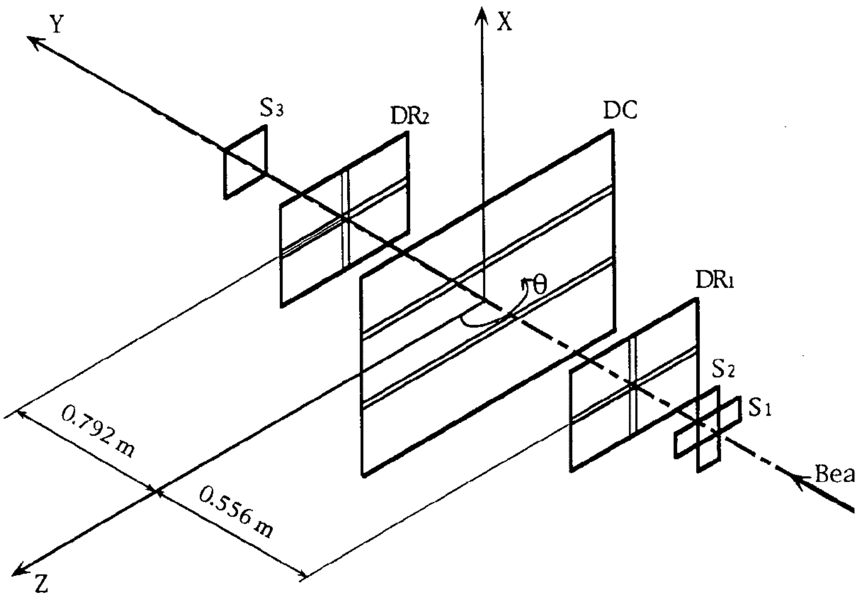

Figura 6.2: Apparato sperimentale del test su fascio del Novembre '94. Gli scintillatori avevano dimensioni: S1: $1 \times 1 \times 8$ cm^3, S2: $1 \times 1 \times 8$ cm^3, S3: $6 \times 6 \times 0.2$ cm^3. Sono indicate le distanze relative tra le camere e l' orientamento dei fili anodici delle celle su ciascuna.

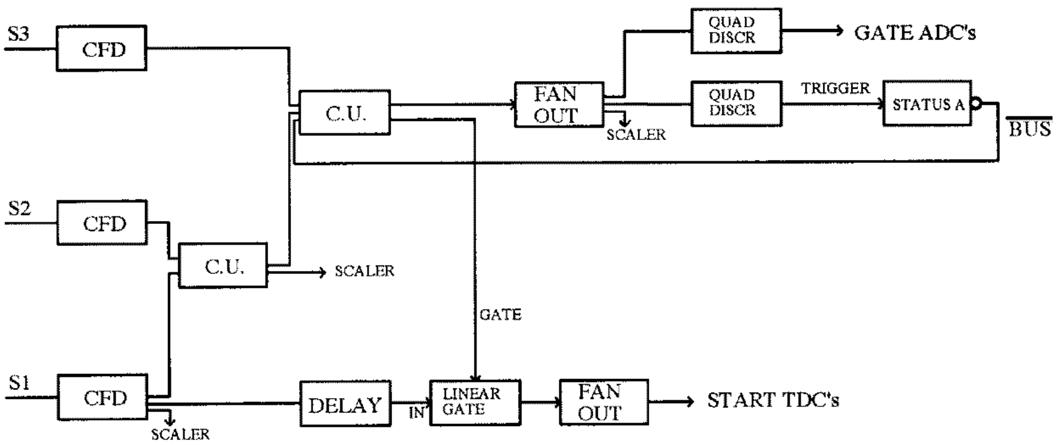

Figura 6.3: Logica di trigger utilizzata nel test del Novembre '94.

Per questo motivo si è operato con miscele diverse e su diversi doppini: di conseguenza sono anche variate le condizioni di lavoro, secondo la tabella 6.1. La

miscela	$\vec{E}$ deriva	HV+	ø filo sense	spaziatura anodi
80-20	1440 V/cm	1600÷1850 V	25 μm	200 μm
75-25	1440 V/cm	1870 V	32 μm	200 μm
70-30	1440 V/cm	1850 V	25 μm	200 μm
65-35	1440 V/cm	1860 V	32 μm	200 e 500 μm

Tabella 6.1: Condizioni di lavoro durante il test del Novembre 1994. HV+ è riferito alla tensione applicata ai fili sensibili del prototipo; il flussaggio impostato corrispondeva a circa un ricambio del volume sensibile ogni due ore.

maggior parte dei dati acquisiti sono relativi alla miscela He–iC_4H_{10} (70–30) ed i risultati qui di seguito riportati sono quelli ottenuti con essa. Seguirà una breve descrizione di quanto ricavato con le altre miscele.

Le caratteristiche della risposta del prototipo che sono state indagate sono essenzialmente: l'efficienza, la risoluzione spaziale nella direzione di deriva, la caratteristica spazio–tempo lungo la cella e la coordinata lungo il filo ottenuta con il metodo di partizione di carica.

6.4 Efficienza.

L'efficienza di un rivelatore generico può essere definita come il rapporto tra il numero di particelle che lo attraversano e vengono da esso rivelate e il numero stesso di particelle che lo attraversano. Per misurare queste quantità nel nostro caso è stata utilizzata la tecnica delle finestre temporali, che viene normalmente impiegata lavorando con sistemi di camere a deriva. Fissando degli intervalli negli spettri dei tempi di deriva delle due camere piccole DC1 e DC2, tipicamente larghi circa 150 ns nella direzione di deriva del prototipo e tutta la larghezza del fascio visto dalle due camere piccole nella direzione ortogonale (per avere statistica sufficiente), è possibile selezionare un fascio collimato che incide sulla camera centrale in una regione definita, come indicato in Fig. 6.4. Una volta individuati i fili sensibili del prototipo che sono interessati dal fascio selezionato, è possibile valutare il numeratore e il denominatore del rapporto che esprime l'efficienza.

Nel Novembre 1994 sono state fatte delle acquisizioni con il prototipo posizionato a due diverse altezze, di modo che il fascio individuato dalle finestre temporali applicate risulta centrato all' incirca a metà cella di deriva (~12 mm dal filo di anodo) in un caso (caso 1 in Fig. 6.4) e sul doppino nell' altro (caso 2 in Fig. 6.4) .

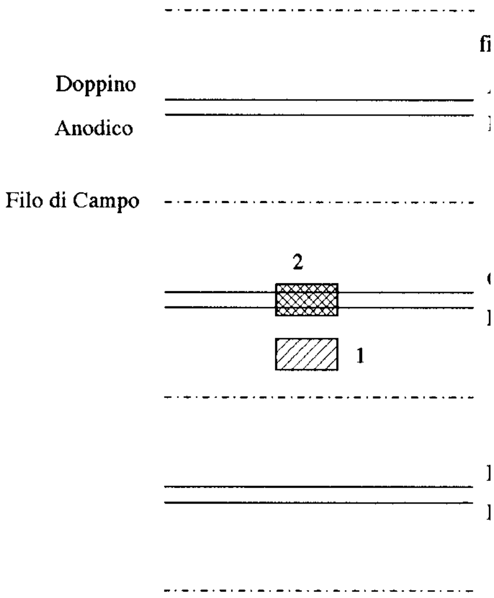

Figura 6.4: Visualizzazione schematica del metodo delle finestre temporali. Le regioni tratteggiate sono state definite selezionando degli intervalli negli spettri dei tempi di deriva delle camere esterne. La regione 1 corrisponde al caso in cui il fascio di π^- è focalizzato al centro della cella di deriva, la regione 2 al caso in cui il fascio è focalizzato sul doppino anodico.

L'algoritmo usato per calcolare l'efficienza nel primo caso può essere espresso come:

$$\epsilon = \frac{D' + (C + D \to D)}{NDC - (E' + C' + (E + D) + (C + D \to C) + (E + C) + (E + C + D))} \tag{6.5}$$

dove:

- NDC è il numero di eventi individuati sulle camere piccole entro la finestra temporale imposta;

- C', D', E' indicano il numero di eventi visti dal solo filo C, D, E;

- $E + C$, $E + D$, $E + C + D$ indicano il numero di eventi visti contemporaneamente dai fili E e C, E e D, E, C e D;

- $C + D \to C$ è il numero di eventi visti contemporaneamente dai due fili (C e D) dello stesso doppino, che vanno ricondotti al filo C;

- $C + D \to D$ è l'analogo per il filo D.

A causa del condensatore di disaccoppiamento, il segnale presenta una coda di polarità opposta. Nel caso di un doppino di fili anodici, un segnale può essere visto contemporaneamente da entrambi quando (si veda Fig. 6.5) la coda negativa (undershoot) del segnale positivo indotto sul filo che non vede direttamente la carica (il filo C in Fig. 6.5) è sufficientemente alta da superare la soglia del discriminatore connesso al filo: in tal caso le informazioni dei TDC ed ADC di entrambi i fili sono significativi, ma, come è indicato in figura, si può stabilire quale dei due abbia effettivamente visto il segnale richiedendo che la carica integrata sia la maggiore tra le due, come è stato fatto e come sta ad indicare il simbolo $\rightarrow$ nella (6.5), oppure che il tempo di risposta della camera sia il minore tra i due.

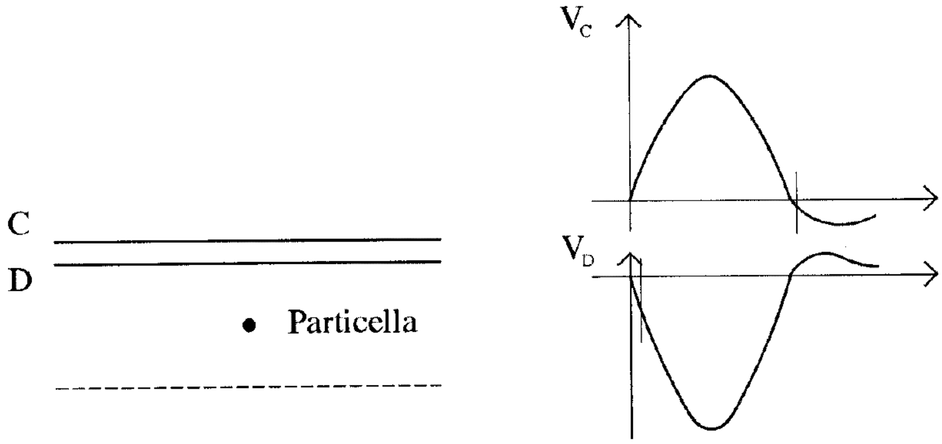

Figura 6.5: Rappresentazione schematica dei segnali prodotti sui fili del doppino da una particella che attraversa la cella letta da uno di essi (filo D). A causa della capacità esistente tra i due fili, sull' altro anodo (filo C) viene indotto un segnale di polarità opposta ed ampiezza ridotta. La coda negativa di questo può essere letta a sua volta come segnale ritardato, producendo una risposta doppia e, perciò, ambigua. La carica raccolta su ciascun filo è proporzionale alla differenza tra l' area negativa e l' area positiva del segnale: sul filo C si legge una carica molto più piccola di quella del filo D. In figura è indicato l' istante in cui ciascun segnale supera la soglia dei discriminatori e attiva l' elettronica di read–out. Il segnale indotto può essere riconosciuto in base all' informazione temporale o alla quantità di carica raccolta.

Si è scelto di correggere il denominatore dell' efficienza per le quantità che seguono il segno $-$ nella (6.5) per tenere conto del pile–up del fascio. Con pile–up si intende, qui, la possibilità che la condizione temporale imposta sulle due camere piccole sia soddisfatta da eventi spurî: ad esempio, da due diverse particelle che rientrano, l' una nella finestra temporale imposta sulla prima camera, l' altra nella finestra temporale della seconda e che possono attraversare ovunque la camera centrale, oppure da una particella che rientra nelle finestre temporali di entrambe ma che è seguita da una seconda praticamente contemporanea e spazialmente distante. In questo modo si possono spiegare eventi visti dai fili C ed E da soli, mentre il fascio cade geometricamente nella cella del filo D, o eventi multipli. Risposte multiple di fili non appartenenti allo stesso doppino o di tre fili contemporaneamente sono da ascriversi anche a rumore ambientale o elettronico. Quest'ultimo risulta, però, depresso dalla richiesta di coincidenza dei segnali delle camere piccole entro la finestra temporale. La parentesi tonda globale a denominatore della (6.5) può essere indicata come noise del sistema di misura.

Nel caso di fascio centrato sul doppino, l'algoritmo usato per calcolare ϵ è:

$$\epsilon = \frac{C' + D' + (C + D \to C) + (C + D \to D)}{NDC - NOISE} \tag{6.6}$$

$$\begin{aligned} NOISE = {} & (E' + B' + (E + D) + (E + C) + (E + B) + \\ & (D + B) + (C + B) + (C + D + E) + (C + D + B) + \\ & (C + E + B) + (B + C + D + E) \end{aligned} \tag{6.7}$$

con ovvio significato dei simboli.

L'errore sull' efficienza è stato calcolato come errore di una distribuzione binomiale:

$$\sigma(\epsilon) = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{n}} \tag{6.8}$$

dove n è il denominatore che compare nell' espressione di ϵ. Dato che la coordinata

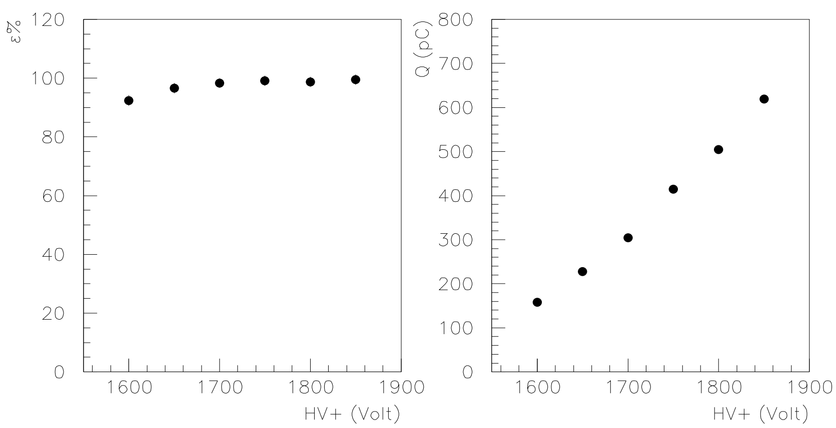

Figura 6.6: Plateau di efficienza del prototipo: efficienza di risposta in funzione della tensione applicata all' anodo. È mostrato anche l' andamento della carica raccolta ad un estremo del filo al crescere della tensione anodica.

lungo il filo viene ricavata con il metodo di partizione di carica, un evento sarà ricostruibile completamente solo se, oltre al messaggio temporale che fornisce la coordinata di deriva, si ha anche il messaggio in carica degli ADC di entrambi gli estremi del filo, sì da ricostruire anche la coordinata ortogonale. Risulta logico definire due efficienze, una relativa alla sola risposta temporale, l'altra che esprime la possibilità di una ricostruzione completa dell' evento. Per ricavare la seconda sono state utilizzate le stesse formule (6.5) e (6.6), dove le quantità a numeratore fanno riferimento, in questo caso, ad eventi per i quali, oltre alla risposta temporale, si sono avute anche entrambe le risposte in carica.

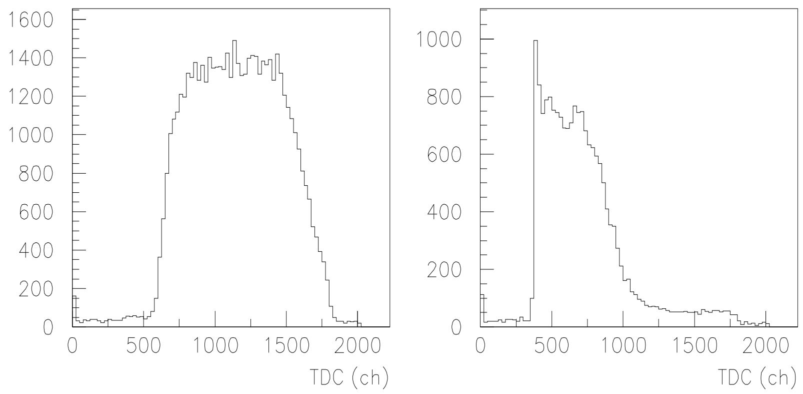

Figura 6.7: Tipici spettri di TDC: il primo è stato ottenuto con il fascio focalizzato a centro della cella, il secondo con il fascio focalizzato sul doppino anodico.

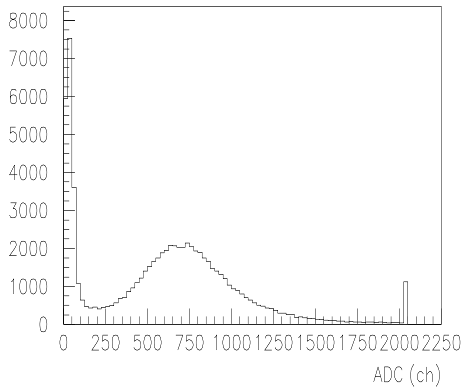

Figura 6.8: Tipico spettro di ADC. Si può distinguere la regione del piedestallo, al di sotto del canale 200, da quella del segnale.

Prima di ricavare gli andamenti della risoluzione in funzione dei parametri geometrici si è provveduto a verificare che le tensioni di lavoro scelte fossero opportune: si è trovato che esse permettevano di operare tranquillamente entro il plateau di efficienza del rivelatore, come fatto vedere in Fig.6.6. In Fig. 6.7 e Fig. 6.8 vengono riportati tipici spettri di TDC e ADC ottenuti con i segnali del prototipo. La prima delle Fig. 6.7 mostra lo spettro di TDC ottenuto con

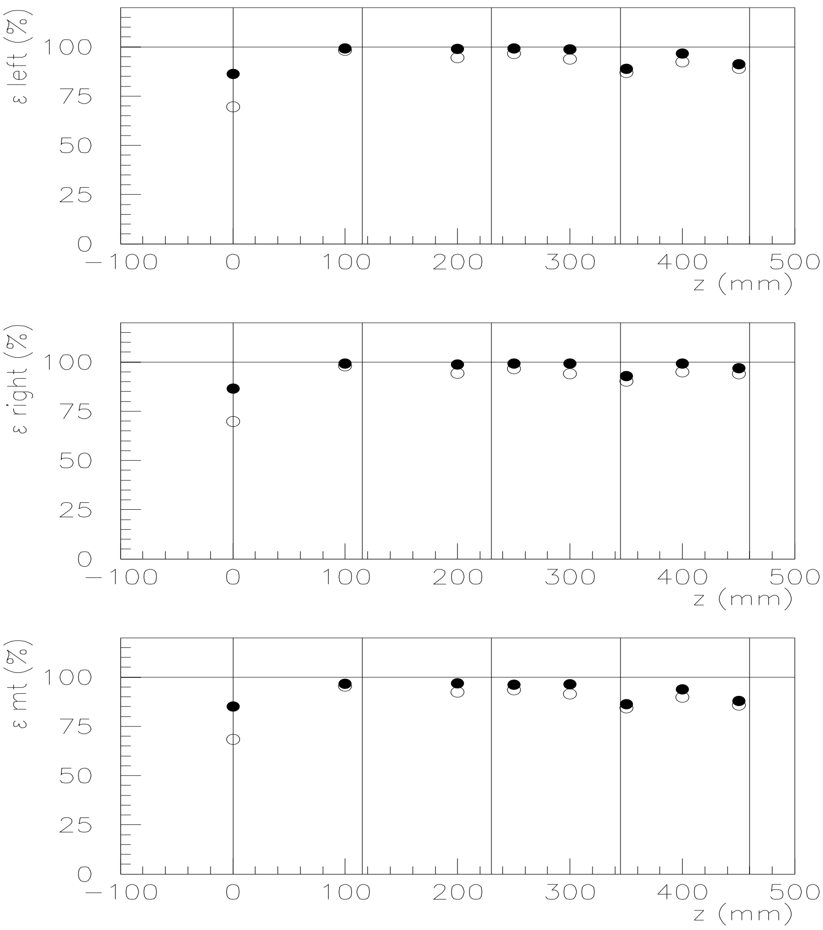

Figura 6.9: Efficienza di risposta (cerchi pieni) e di ricostruzione (cerchi vuoti) del prototipo in funzione della distanza dal punto medio del filo di sense. La finestra temporale selezionata individua una sezione di fascio di 4×25 mm^2, focalizzata a metà della cella di deriva. Le linee verticali indicano le posizioni delle gocce di colla lungo il doppino anodico.

fascio centrato a metà della cella, la seconda mostra l'analogo per fascio centrato sul doppino; in Fig. 6.8 si ha uno spettro di ADC; in esso è possibile riconoscere diverse zone: il primo addensamento di dati tra il canale 0 e il canale 200 circa consiste della sovrapposizione di eventi in cui il filo non ha visto alcun segnale negativo, e perciò il convertitore produce un valore pari al piedestallo, e di eventi in cui il filo presenta un segnale indotto dalla carica raccolta sull' altro filo del doppino, che corrisponde a una carica che può essere anche inferiore al piedestallo.

La regione al di là del canale 200 corrisponde al segnale effettivo della camera e mostra un andamento tipo distribuzione di Landau, come è normale attendersi.

La Fig. 6.9 indica l'andamento dell' efficienza della camera in funzione del variare della distanza tra il punto medio del filo e il fascio , con una porzione di fascio selezionato di dimensioni 4×25 mm^2, focalizzata a metà della cella di deriva. Sono riportati separatamente gli andamenti per le risposte lette ai

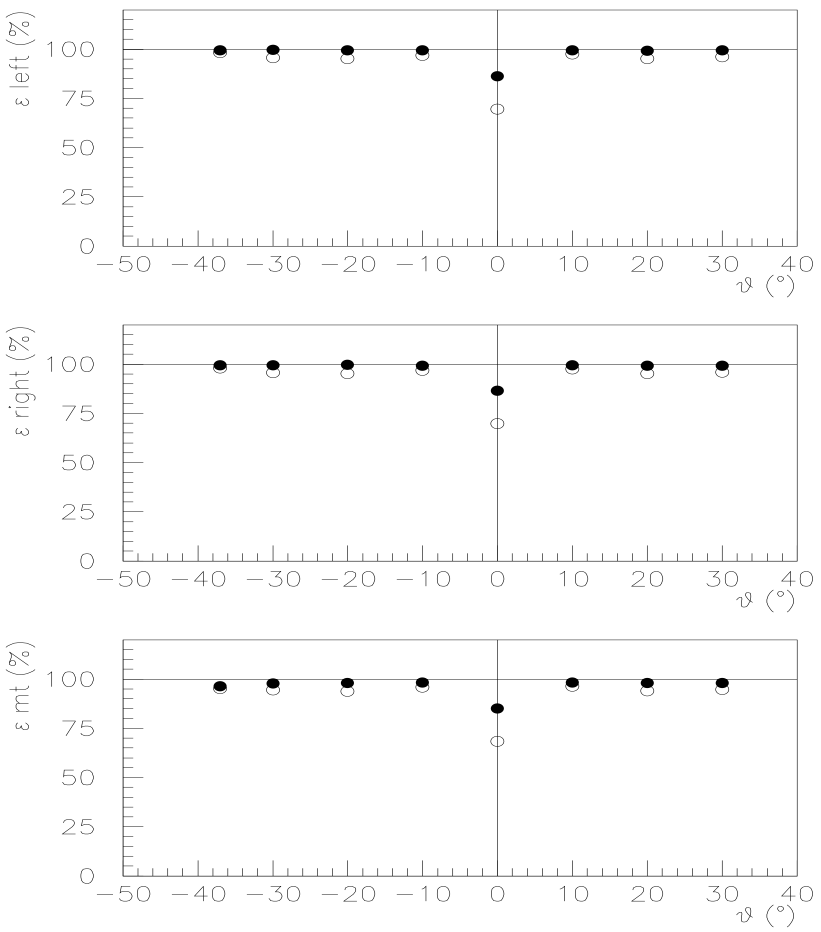

Figura 6.10: Efficienza di risposta (cerchi pieni) e di ricostruzione (cerchi vuoti) del prototipo in funzione dell' angolo di rotazione θ. La finestra temporale selezionata individua una sezione di fascio di 4×25 mm^2, focalizzata a metà della cella di deriva. Le linea verticale indica la posizione della goccia di colla centrale.

due estremi del filo e per la coincidenza delle due (MT): dato che il fascio viene posizionato a distanze via via crescenti dall' estremo sinistro, si può notare che, in media, l'efficienza per tale estremo decresce al crescere della distanza, come conseguenza di un deterioramento del segnale prodotto dalla elevata resistività del filo anodico, mentre per l'altro estremo essa si mantiene all' incirca costante.

I punti in corrispondenza delle linee verticali mostrano un forte abbassamento dell' efficienza: essi rappresentano piccole distanze da una goccia di colla. I cerchi pieni indicano l'efficienza relativa alla sola risposta temporale, quelli vuoti l'efficienza di ricostruzione completa dell' evento. In Fig. 6.10 si può osservare la dipendenza dell' efficienza dall' angolo θ. In generale, l'introduzione della richiesta della presenza di entrambe le risposte in carica agli estremi del filo comporta una diminuzione massima di ϵ del 5%, eccetto il caso del punto sulla goccia di colla centrale che presenta un comportamento anomalo. In tutte le figure gli errori sui punti non sono visibili in quanto più piccoli dei punti stessi.

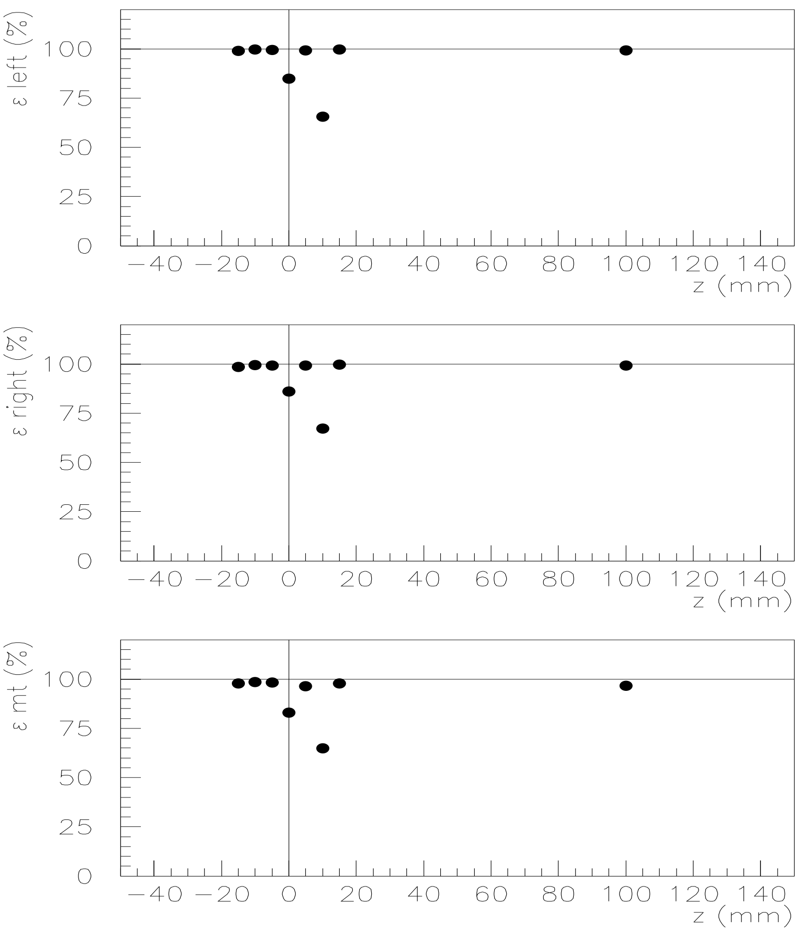

Figura 6.11: Efficienza di risposta del prototipo nell' intorno della goccia di colla centrale. La finestra temporale selezionata individua una sezione di fascio di 4×4 mm^2, focalizzata a metà della cella di deriva.

L'influenza delle gocce di colla è stata studiata considerando eventi acquisiti posizionando il fascio in alcuni punti a cavallo della goccia centrale e selezionando con il metodo delle finestre temporali una sezione quadrata di dimensioni 4×4 mm^2, con lato inferiore allo spostamento meccanico della camera (5 mm). Quanto ottenuto è visibile in Fig. 6.11 e sembra indicare che la goccia di colla influenzi l'efficienza per una regione di 1 cm al massimo a cavallo della stessa. Lascia perplessi la presenza di una seconda depressione a circa 1 cm dalla goccia. L'indicazione fornita da questi dati viene confermata da quanto ricavato imponendo una finestra temporale stretta sui punti di Fig. 6.9 prossimi alle gocce visibile in Fig. 6.12. Il mistero della seconda depressione di Fig. 6.11 è stato risolta una volta aperta la camera: si è trovato, infatti, che invece di una sola goccia di colla ve ne erano due, una di dimensioni normali (diametro ~ 300 μm) in posizione centrale ed una seconda più grossa a circa 1 cm di distanza.

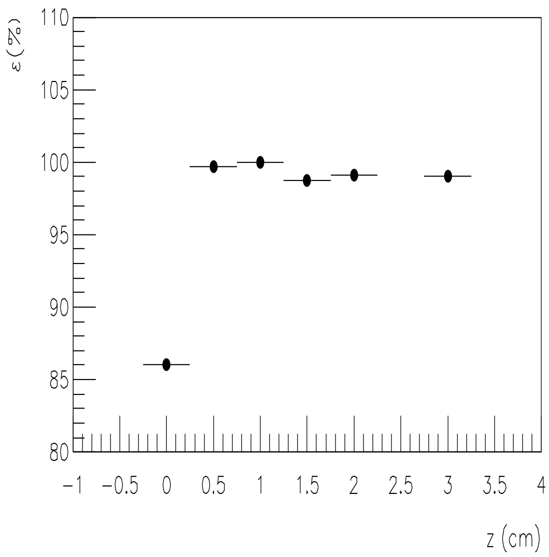

Figura 6.12: Efficienza di risposta del prototipo nell' intorno delle gocce di colla, ricavata dai punti di Fig.6.9. La finestra temporale selezionata individua una sezione di fascio di 4×4 mm^2, focalizzata a metà della cella di deriva.

Si è poi considerato l'andamento di ϵ lungo la cella di deriva, ossia in funzione della distanza dal filo di anodo. In Fig. 6.13 si può vedere che non ci sono apprezzabili variazioni allontanandosi fino a circa 20 mm dal filo. Il valore assoluto dell' efficienza si attesta attorno al 86% in quanto i dati relativi a questa misura sono stati acquisiti con il fascio posizionato sulla goccia di colla centrale. Da dati acquisiti con il fascio centrato sul doppino anodico (posizione 2 in Fig. 6.4) al di fuori delle regioni di influenza delle gocce, si ricava che l'efficienza locale si abbassa in media del $4-5\%$. Questo può essere interpretato in base a considerazione geometriche se si tiene conto che la regione di separazione tra i due fili anodici, che è una sorgente di inefficienza per la camera, ha larghezza

200 μm, cioè il 5% dei 4 mm di estensione dello spot selezionato tramite le finestre temporali per le misure di ϵ.

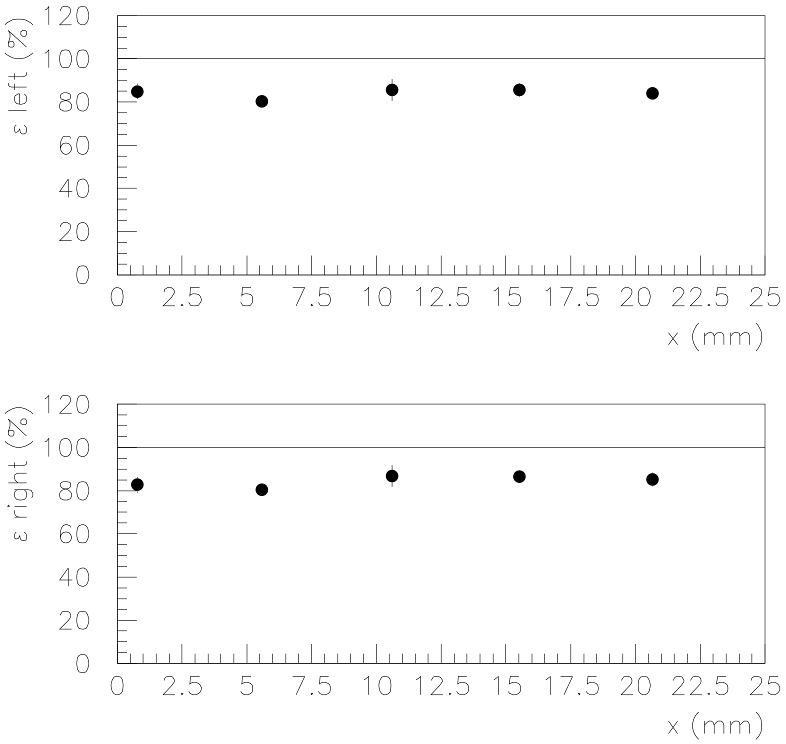

Figura 6.13: Efficienza di risposta del prototipo in funzione della distanza dal filo anodico (coordinata x). La finestra temporale selezionata individua una sezione di fascio di 4×25 mm^2 focalizzata sul punto medio del filo, ove si trova la goccia di colla.

In generale, una debolezza del metodo di risolvere l'ambiguità destra–sinistra per mezzo di un doppino di anodi è che, come visto, talvolta entrambi danno segnali 'buoni' e in tal caso l'evento deve essere scartato. Questa eventualità può essere considerata cone fonte di inefficienza. Con il fascio a centro cella questo effetto è risultato ammontare a $\sim 3.5\%$ dei casi, che si riduce a meno dell' 1% con la richiesta, motivata più sopra, di scegliere tra i due fili quello che fornisce il segnale in carica maggiore. Alla luce di tutto ciò si può concludere che:

- l'efficienza locale della camera è $99.3 \pm 0.2\%$;

- in corrispondenza di una goccia di colla scende a $86.4 \pm 0.2\%$ per risalire al suo valore normale entro 5 mm;

- l'efficienza integrata risulta $98.1 \pm 0.2\%$ sull' intera dimensione della camera;

- l'inefficienza dovuta alla zona morta rappresentata dalla separazione tra i fili del doppino è in buon accordo con i valori previsti considerando la geometria della cella;

- l'efficienza di ricostruzione globale dell' evento presenta un abbassamento medio massimo del 5%.

6.5 Risoluzione Spaziale.

Per convertire l'informazione del tempo di deriva degli elettroni, prodotti per ionizzazione dal passaggio di una particella nel mezzo gassoso, in una coordinata spaziale è necessario conoscere la velocità del moto di deriva. Una misura del valor medio di questa può essere facilmente ottenuta irraggiando completamente una cella della camera e registrando lo spettro della distribuzione dei tempi di deriva corrispondenti: attribuendo la distanza temporale tra la metà altezza del fronte di salita e di discesa dello spettro alla deriva su una distanza pari alla dimensione della cella, è immediato ricavare un valore che rappresenta in media la velocità per il campo di deriva applicato, senza tenere conto di eventuali variazioni locali prodotte da inomogeneità dello stesso, presenti, invece, in particolare nella regione più prossima al filo di anodo dove l'andamento costante, prodotto dalla distribuzione dei potenziali dei fili sui piani catodici, viene perturbato dalla presenza del campo cilindrico dell' anodo. Nel caso della miscela gassosa He–iC_4H_{10} (70–30), le misure hanno fornito il valore: $\bar{v} = 34.05 \pm 0.05\mu$m/ns, dove l'errore è ottenuto come propagazione degli errori di misura sulla media aritmetica dei valori. Il dato sperimentale è in accordo a meno del 1% con il risultato del calcolo, effettuato con il pacchetto GARFIELD, in presenza di un campo di deriva di 1440 V/cm.

La risoluzione spaziale di una camera a deriva viene normalmente ricavata con il metodo del calcolo dei residui. Data una successione di tre camere, il residuo rappresenta la distanza tra l'intercetta che la retta, passante per i punti individuati sulle due camere esterne, produce sul piano della camera centrale e il punto rivelato su questa. Il fit rettilineo sarà, ovviamente, valido solo in assenza di campo magnetico, mentre in presenza di campo sarà necessario introdurre almeno una quarta camera per effettuare un fit elicoidale della traiettoria della particella. È immediato ricavare che, per $\vec{B} = 0$, indicando con X_1, X_2 e X_3 le coordinate ricavate dai tempi di deriva registrati sulle tre camere, con Y_{12} e Y_{13} le distanze tra la prima e la seconda camera e tra la prima e la terza camera e con α_{12} il rapporto $\alpha_{12} = \frac{Y_{12}}{Y_{13}}$ si ottiene per il residuo:

$$res \ = \ \alpha_{12}X_3 \ + \ (1-\alpha_{12})X_1 \ - \ X_2 \tag{6.9}$$

La distribuzione dei valori del residuo sarà affetta da una indeterminazione:

$$\sigma_{res} \ = \ \left[\alpha_{12}^2\sigma_{X_3}^2 \ + \ (1-\alpha_{12})^2\sigma_{X_1}^2 \ + \ \sigma_{X_2}^2\right]^{1/2} \qquad (6.10)$$

Supponendo che $\sigma_{X_1} = \sigma_{X_2} = \sigma_{X_3} = \sigma$, come è lecito nel nostro caso in quanto le tre camere sono state fatte flussare in parallelo, e perciò con la stessa miscela e con ricambi di gas simili, sono state fatte operare in condizioni di campo di deriva analoghe , sono state lette con lo stesso tipo di elettronica ed hanno geometrie di cella identiche, si ha:

$$\sigma_{res} \ = \ \sqrt{2}\,\sqrt{\alpha_{12}^2 - \alpha_{12} + 1}\ \sigma \qquad (6.11)$$

da cui si può ricavare la risoluzione intrinseca della camera, σ. Il valore di α nel nostro caso era ~ 0.4 che non corrisponde al minimo di σ_{res} ma non vi si discosta troppo: il minimo, infatti, si ha per $\alpha = 0.5$ per cui risulta:

$$\sigma_{res} \ = \ \sqrt{\frac{3}{2}}\ \sigma \qquad (6.12)$$

Nel valutare la risoluzione del prototipo le coordinate sono state ottenute utilizzando la velocità media, misurata sulla camera centrale, anche per le due camerette esterne, per i già citati motivi di analogia.

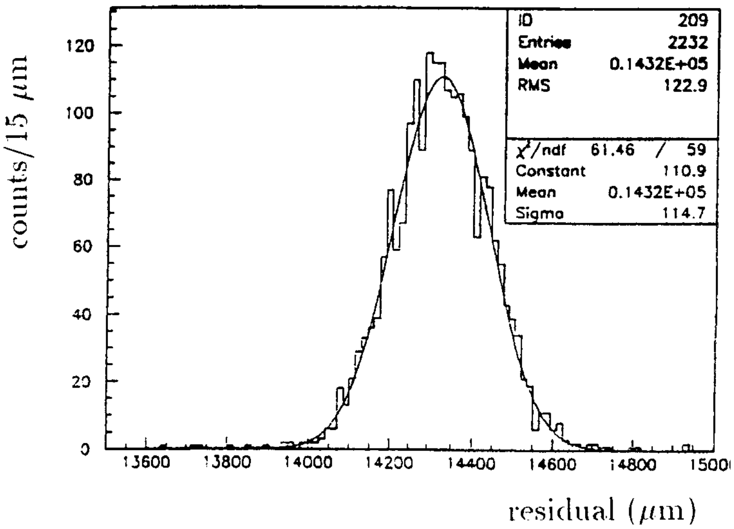

Figura 6.14: Tipico spettro di residui ottenuto selezionando una sezione di fascio di $\sim 4 \times 25$ mm^2. Il valor medio della distribuzione non è zero a causa di un disallineamento dei fili delle tre camere. Sono riportati anche i parametri del fit gaussiano: la risoluzione intrinseca che si desume è inferiore a 100 μm.

Sono state ricavate le distribuzioni dei residui selezionando eventi che rientrano in finestre temporali, analoghe a quelle usate per la determinazione della efficienza, e imponendo dei controlli sui valori delle cariche raccolte in modo da riconoscere i segnali veri da quelli indotti. Le distribuzioni dei residui ottenute sono poi state fittate con funzioni gaussiane la cui varianza fornisce, tramite la (6.11) la risoluzione intrinseca del prototipo. Un tipico spettro di residui, ottenuto con il fascio focalizzato a 12 mm dal filo di anodo e con uno spot di fascio selezionato di (4×25) mm^2, è mostrato in Fig. 6.14; si può notare come il valor medio della gaussiana non sia 0: questo è un effetto sistematico dovuto al fatto che i fili sensibili letti sulle tre camere non sono allineati, ma la camera centrale presenta la cella spostata meccanicamente di una quantità nota.

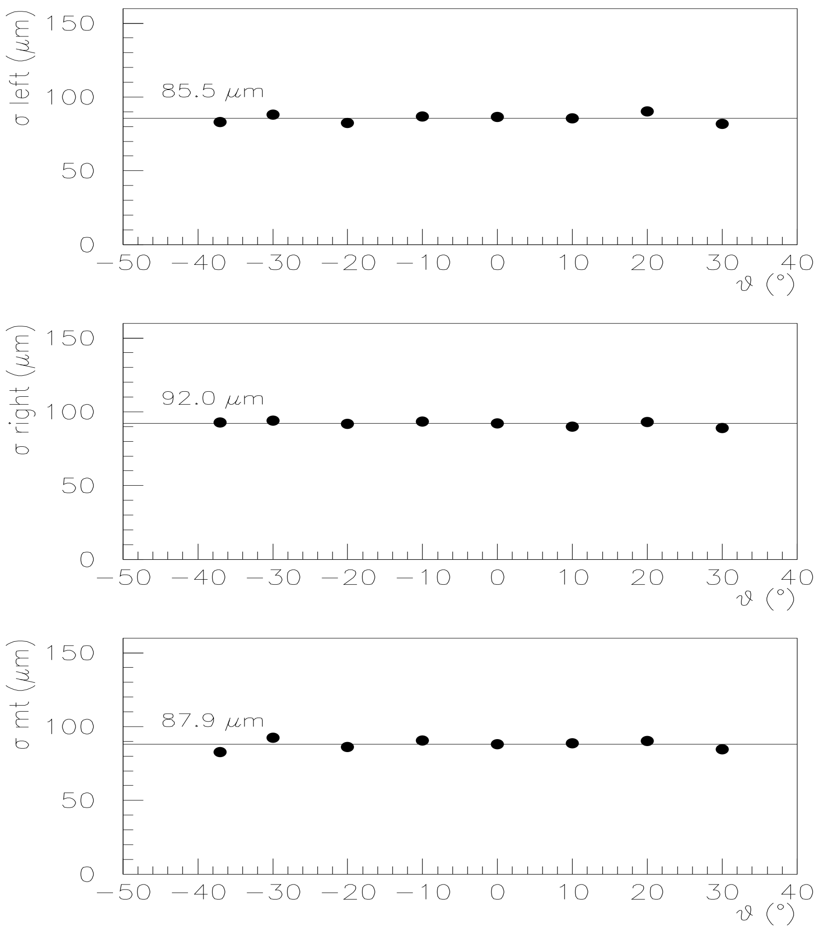

Figura 6.15: Risoluzione intrinseca del prototipo in funzione dell' angolo di rotazione della camera. Sono riportati separatamente gli andamenti per i due estremi del filo e per la condizione di coincidenza dei due (MT) in corrispondenza ad una sezione di fascio di $\sim 4 \times 25$ mm^2.

Dal valore della varianza del fit si desume una risoluzione intrinseca inferiore a 100 μm mentre la bontà del fit è assicurata dal valore della variabile χ^2 che si mantiene generalmente al di sotto di 1.5. In Fig. 6.15 è riportato l'andamento della risoluzione intrinseca in funzione dell' angolo θ per i due estremi del filo, ricavato con la finestra temporale indicata più sopra: si può notare che non si ha alcuna dipendenza evidente dall' angolo, mentre si osserva un discostamento quasi sistematico tra i valori ottenuti per i due estremi: $\sigma_L = 85.5\ \mu$m, $\sigma_R = 92.0\ \mu$m, imputabile ad una (leggera) scalibrazione relativa delle due catene elettroniche di lettura, ed in particolare alla difficoltà di effettuare una taratura precisa dei canali dei TDC.

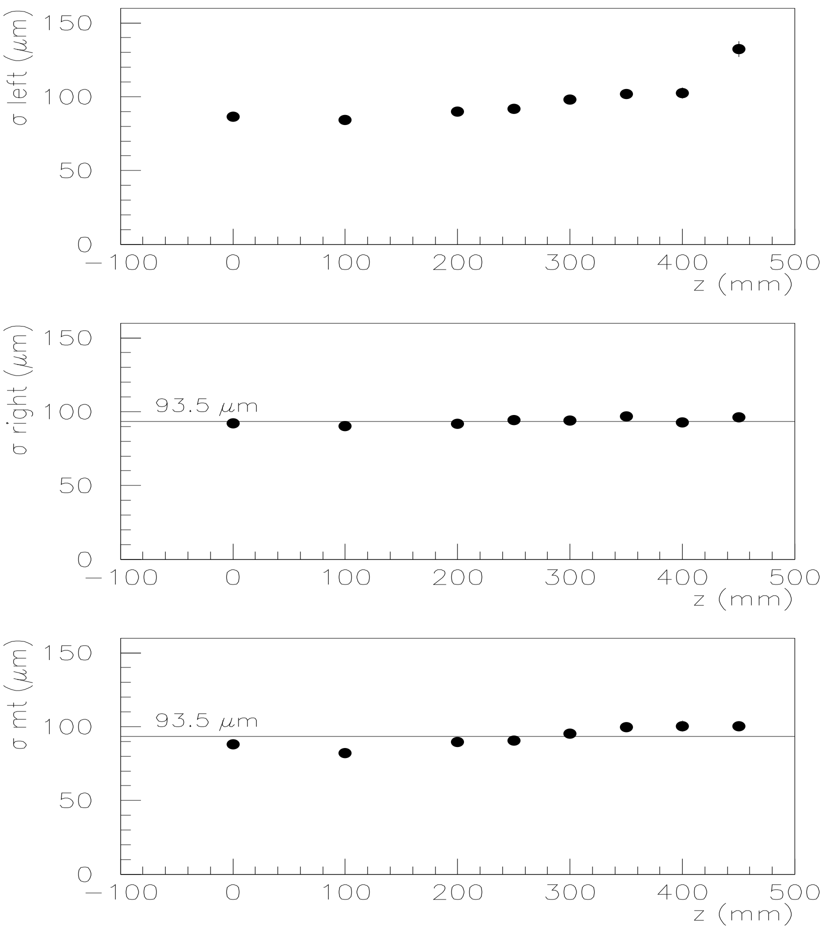

Figura 6.16: Risoluzione intrinseca del prototipo in funzione della distanza dal punto medio del filo. Sono riportati separatamente gli andamenti per i due estremi del filo e per la condizione di coincidenza dei due (MT): si può notare il peggioramento prodotto dalla resistività del filo sulla risoluzione dell' estremo sinistro, dal quale ci si allontana. Ogni punto è riferito ad una sezione di fascio di $\sim 4 \times 25$ mm^2

In Fig. 6.16 sono mostrati gli andamenti della risoluzione intrinseca in funzione della coordinata lungo il filo (z=0 indica, come sempre, il punto medio del filo) ottenuti, con la stessa finestra temporale, per gli estremi sinistro e destro e per la condizione MT. Z crescenti indicano un allontanamento dall' estremo sinistro; è evidente come la presenza di un filo sensibile resistivo influenzi la risoluzione degradandola al crescere del cammino percorso dal segnale a causa del deterioramento della forma del segnale raccolto all' estremo più lontano, mentre, per l'estremo verso cui ci si avvicina la risoluzione è in buon accordo con una costante, pari a $\sim 93.5\ \mu$m. La risoluzione ottenuta utilizzando come tempo di deriva il valor medio dei tempi letti ai due capi presenta ancora una lieve tendenza a peggiorare per grandi spostamenti dal punto medio del filo.

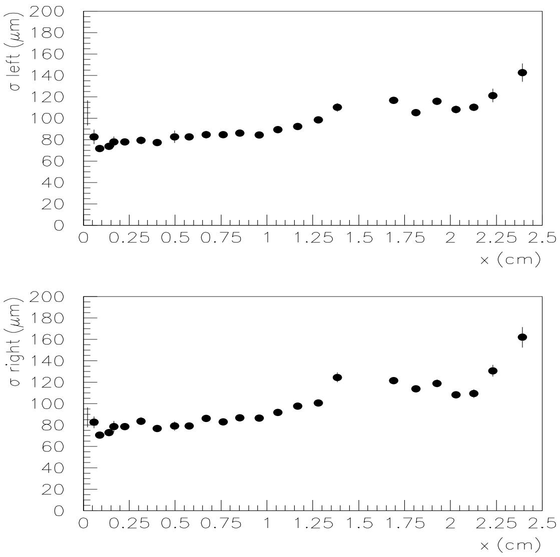

Figura 6.17: Risoluzione intrinseca del prototipo in funzione della distanza dal filo anodico per i due estremi. Ogni punto è riferito ad una sezione di fascio di $\sim 1 \times 25$ mm^2 focalizzata sulla goccia di colla centrale.

I valori medi dei fit gaussiani delle distribuzioni dei residui dovrebbero avere, a loro volta, una distribuzione gaussiana centrata su un certo valore. Dato il piccolo numero di punti disponibili non è possibile effettuare una analisi statistica approfondita. Quello che si può notare, e che conferma la sostanziale correttezza del metodo applicato, è che, nel caso della Fig. 6.15, il massimo scarto tra i valori medi forniti dai fit è confrontabile con il valore della deviazione standard del fit per i singoli punti ed è in accordo, entro 3σ, con il valor medio degli stessi. Nel caso, invece, di Fig. 6.16, i valori medi dei fit hanno presentato un comportamento meno regolare. A parità di posizione geometrica del fascio lungo il filo, è stato osservato uno spostamento del valor medio per acquisizioni effettuate a distanza di tempo e in diverse fasce orarie. La variazione è stata ricondotta ad una variazione della velocità media di deriva e, nel far ciò, ci si è resi conto di essere sensibili a Δv dell' ordine dell' 1%. Un cambiamento della velocità di deriva può essere prodotto da diversi fattori, quali variazioni di temperatura dell' ambiente, variazione della pressione atmosferica ed anche variazioni nelle concentrazioni dei gas componenti. La sensibilità a piccoli valori di Δv ci ha confermato l'importanza di controllare la composizione ed il flussaggio della miscela in modo continuo e sistematico. Nel considerare, invece, dati acquisiti per diversi valori di z, si è trovata una variazione del valor medio crescente con z, anche dopo aver introdotto le opportune correzioni. Non potendo pensare ad un fenomeno di variazione di velocità di deriva funzione della posizione lungo il filo, si è interpretato il fatto pensando ad una leggera inclinazione dello stesso ed ottenendo, sotto tale ipotesi, un angolo di inclinazione di ~ 1.3 μrad, che corrisponde ad un dislivello di ~ 1.3 mm su un filo lungo un metro. Questo valore risulta compatibile con le precisioni meccaniche dei supporti sui quali era posato l'intero apparato sperimentale (e suggerisce, tra l'altro, la possibilità di usare le risposte temporali della camera stessa per posizionarla con una precisione dell' ordine della risoluzione intrinseca).

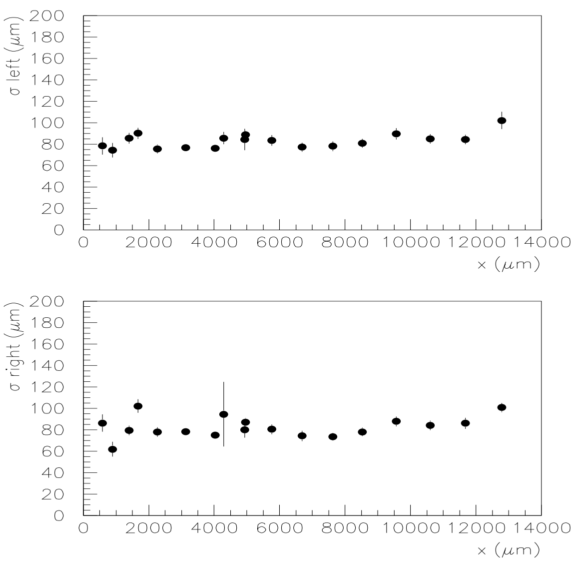

Figura 6.18: Risoluzione intrinseca del prototipo in funzione della distanza dal filo anodico per i due estremi. Ogni punto è riferito ad una sezione di fascio di $\sim 1 \times 25$ mm^2 focalizzata a 3 cm da una goccia di colla.

In Fig. 6.17 è riportato l'andamento della risoluzione intrinseca lungo la cella di deriva per i due estremi del filo. Esso è stato ottenuto sempre con il metodo dei residui valutati, però, per finestre temporali più piccole e successive, in modo da coprire l'intera dimensione della cella di deriva con 'striscioline' di fascio successive di dimensioni $\sim 1 \times 25$ mm^2. La figura fa riferimento ad eventi acquisiti in corrispondenza della goccia di colla centrale, posizione in cui non si dovrebbe avere asimmetria tra le risposte dei due estremi, mentre in Fig. 6.18 è mostrato l'andamento per eventi acquisiti a circa 3 cm da una goccia posta a z=20 cm, dove (cfr. Fig. 6.16) la risoluzione intrinseca non risenta ancora troppo dell' escursione dal centro, e comunque al di fuori di quella che, grazie alle misure di efficienza, è stata stimata essere la zona di influenza della goccia. Quest' ultima figura si limita a una regione pari a circa 3/5 della cella di deriva, ma dal confronto fra le due appare evidente che la presenza della goccia non influenza macroscopicamente la risoluzione.

In accordo con quanto detto nel paragrafo 4.5 (e nelle referenze citate) l'andamento della risoluzione in funzione della distanza dal filo sensibile è dato dalla sovrapposizione di tre contributi:

- statistica degli elettroni di ionizzazione primaria, che fornisce un termine del tipo:

$$\sigma_{poiss.} \simeq c\, e^{-cx} \tag{6.13}$$

dove c è il numero di elettroni primari;

- risoluzione dovuta alla catena elettronica, che comprende jitter nei discriminatori e nei TDC e che fornisce un contributo indipendente da x: $\sigma_{elettr.} = a$;

- diffusione longitudinale degli elettroni che derivano, che introduce un termine che può essere espresso come ([50], [48]):

$$\sigma_{diff.} \simeq 0.91 \frac{\sigma_L}{\sqrt{ln\ (n)}} \sqrt{x} \tag{6.14}$$

dove n è il numero degli elettroni di ionizzazione totale, e per la miscela usata vale n$\sim$ 38.4 su 6 mm di gas (cfr. [44] tabella 1) e σ_L è la deviazione standard della distribuzione spaziale longitudinale che una carica, inizialmente puntiforme, presenta a causa della diffusione dopo una deriva di 1 cm nella miscela . I tre termini si sommano quadraticamente.

I punti di Fig. 6.17 sono stati interpolati con una curva di equazione:

$$\sigma(x) = \left[a^2 + (b\sqrt{x})^2 + (c\, e^{-cx})^2\right]^{1/2} \tag{6.15}$$

dove il parametro c è stato ricavato da [44] tabella 1 come c =10.8 elettroni primari (sempre su 6 mm di miscela) e mantenuto fisso. Il risultato del fit è visibile in Fig. 6.19, dove sono riportate anche le curve realtive ai tre termini considerati singolarmente. Appare evidente come il termine esponenziale nella (6.15) non riproduca in modo soddisfacente l'andamento dei punti sperimentale per piccoli valori di x, mentre, al crescere di x, il peggioramento della risoluzione appare giustificato, eccetto in alcuni punti, dal termine di diffusione. Per riprodurre meglio i dati sperimentali è necessario utilizzare una curva di equazione:

$$\sigma(x) \;=\; \left[a^2 \;+\; (b\sqrt{x})^2 \;+\; (d\; e^{-cx})^2\right]^{1/2} \qquad (6.16)$$

dove si lasci variare liberamente il parametro d. In questo caso si ottiene l' andamento illustrato in Fig. 6.20, ove è immediato notare come risulti incrementato il peso del termine esponenziale, mentre, cosa molto importante, gli altri due contributi restano praticamente invariati: l'indeterminazione dovuta alla catena elettronica si attesta in media intorno ai 65–68 μm, valore, in effetti, un po' elevato e comunque migliorabile (abbassando le soglie dei discriminatori, che erano $\sim$ 30 mV contro un rumore di $\sim$ 10 mV, oppure apportando una correzione software che tenga conto dell' altezza dell' impulso), mentre il termine di diffusione indica per σ_L un valore compreso tra 130 e 140 μm. Quest'ultimo dato va confrontato con quello calcolato teoricamente (si veda Fig. 5.10) e l'accordo appare buono entro il 10%.

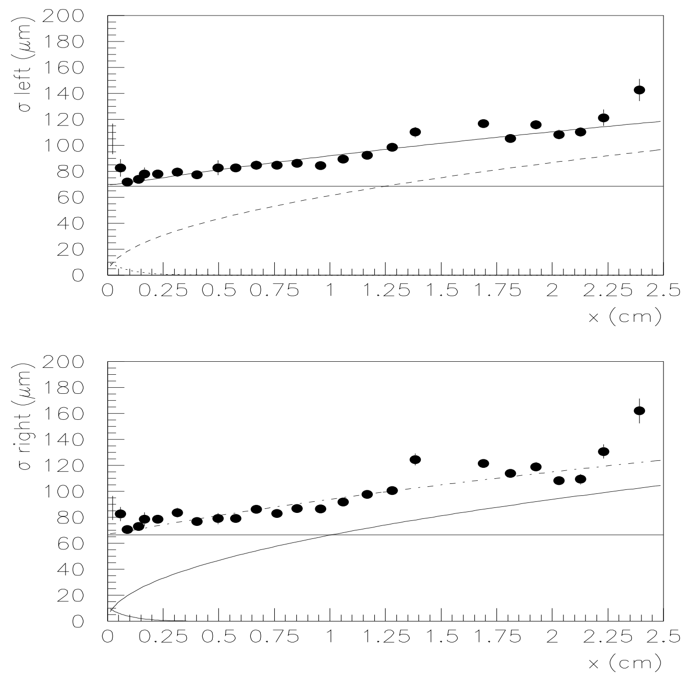

Figura 6.19: Risoluzione intrinseca del prototipo lungo la cella di deriva come somma di tre contributi secondo la (6.15).

Il fatto che l'accordo migliore con i dati sperimentali si abbia utilizzando una curva in cui viene introdotto un termine che non è esattamente quello atteso dalla statistica poissoniana non appare così anomalo quando si pensi che il problema nasce in relazione a punti acquisiti in una regione per così dire critica, ove il campo elettrico, e con lui tutti i parametri di trasporto, che da esso dipendono direttamente, presenta una discontinuità tra il regime uniforme della regione di deriva e quello di tipo 1/r della regione più vicina al filo di anodo, nonchè un gradiente molto forte. Gli errori che si possono commettere nella misura in queste condizioni sono maggiori, come indicano le barre di errore nelle figure, che, peraltro, possono ancora sottostimare le quantità reali. Una fonte di errore è sicuramente il fatto di aver usato una velocità media che è lontana da quella vera soprattutto in queste condizioni. Di fatto, spostandosi al di fuori della regione critica il fit migliora e fornisce per σ_L un valore che è confrontabile con quello atteso, ad indicare che, in un regime più stazionario, le misure sono più precise. In questo senso l'interpolazione fatta vuole essere una sorta di 'eye–fit' ai dati per verificare che questi siano interpretabili correttamente in base alle previsioni, non già un mezzo per ricavare quantità, quali σ_L o c, che devono essere misurate, invece, con apparati dedicati.

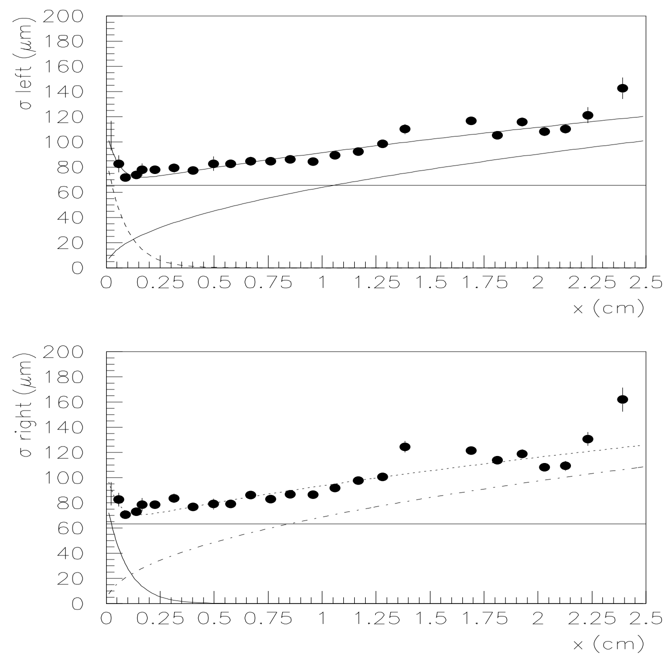

Figura 6.20: Risoluzione intrinseca del prototipo lungo la cella di deriva come somma di tre contributi secondo la (6.16).

6.6 Coordinata Lungo il Filo.

La coordinata lungo il filo è stata ricavata con il metodo di partizione di carica [59], [60], [61]. Il principio su cui si basa il metodo è illustrato in Fig. 6.21. Quando viene prodotta una valanga, una corrente i_0 viene iniettata sul filo e si riparte in due correnti i_R e i_L in modo inversamente proporzionale alle impedenze presentate dai due tratti di linea; indicando con ρ ed s rispettivamente la resistività e la sezione del filo anodico si ha:

$$i_R + i_L = i_0 \tag{6.17}$$

$$i_R = \frac{V}{R_R + Z_R} \tag{6.18}$$

$$i_L = \frac{V}{R_L + Z_L} \tag{6.19}$$

$$R_R = \frac{\rho}{s}\left(\frac{L}{2} - z\right) \tag{6.20}$$

$$R_L = \frac{\rho}{s}\left(\frac{L}{2} + z\right) \tag{6.21}$$

ma, poichè il punto A è a potenziale V rispetto alla massa comune, supponendo, con buona approssimazione $Z_R = Z_L = Z$:

$$i_R\left[\frac{\rho}{s}\left(\frac{L}{2} - z\right) + Z\right] = i_L\left[\frac{\rho}{s}\left(\frac{L}{2} + z\right) + Z\right] \tag{6.22}$$

da cui

$$z = \frac{i_R - i_L}{i_R + i_L}\left[\frac{L}{2} + Z\frac{s}{\rho}\right] \tag{6.23}$$

ovvero, considerando le cariche,

$$z = \frac{q_R - q_L}{q_R + q_L}\,K \tag{6.24}$$

Dunque lo scostamento della posizione della valanga dal punto medio del filo è espresso dalla asimmetria delle cariche raccolte agli estremi dello stesso. Il fattore K è caratteristico del sistema e nel nostro caso, essendo L=118.0 cm la lunghezza totale del filo (diversa dalla lunghezza sensibile in quanto considera la lunghezza di filo tra un circuito RC e quello opposto), Z = 85 (112) Ω ed avendo il filo di acciaio inox resistenza specifica ρ/s = 17.73 Ω/cm, si ottiene $K \simeq$ 63.8 (65.3) cm.

Il valore della coordinata z così ottenuto è stato utilizzato per valutare il residuo, avendo sulle due camere esterne le coordinate fornite dal secondo strato di deriva di ciascuna. In questo modo la deviazione standard che si ottiene dal fit delle distribuzioni dei residui è già direttamente la risoluzione intrinseca sulla coordinata z della camera centrale, dato che il contributo dovuto alle camerette è dell' ordine di 100 μm e risulta trascurabile rispetto alla risoluzione dovuta al metodo di partizione di carica, che è noto essere molto peggiore, anche dell' ordine del centimetro. In Fig. 6.22 è riportato un tipico spettro di residui per una coordinata z=0 cm a cui è stato sovrapposto un fit gaussiano. La funzione gaussiana riproduce in modo corretto il valore medio e la larghezza della distribuzione, mentre non rende conto delle code laterali. Di fatto la distribuzione è data dalla sovrapposizione di due termini:

$$res_z = \left(\frac{z_1 + z_3}{2}\right) - (z_2) \tag{6.25}$$

il primo dei quali è gaussiano, come visto nel caso della coordinata di deriva, mentre il secondo è approssimabile al rapporto tra due gaussiane (funzioni di Landau, per essere più precisi) e pertanto è più simile ad una lorentziana.

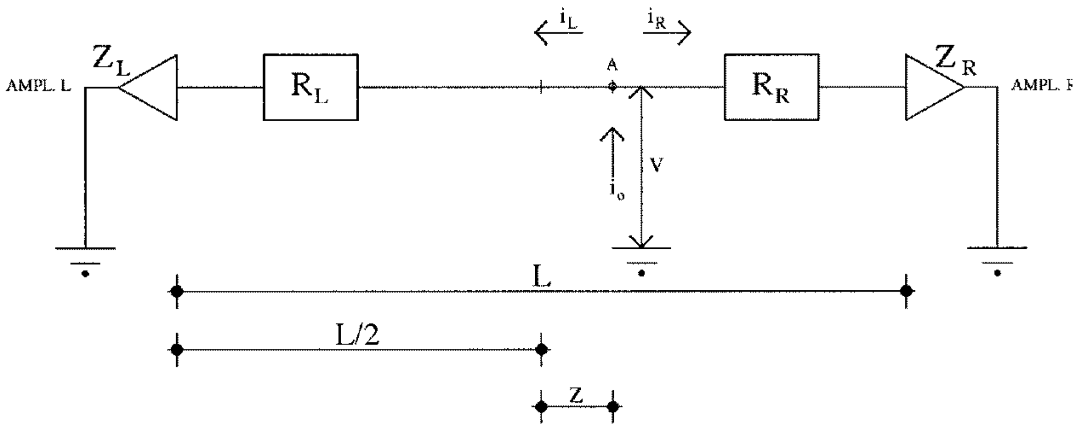

Figura 6.21: Rappresentazione schematica del principio del metodo di partizione di carica. L è la lunghezza del filo anodico, R_R e R_L rappresentano le resistenze dei due tratti di filo tra il punto A e gli amplificatori, Z_R e Z_L rappresentano le impedenze di ingresso di questi. La corrente i_0 si ripartisce sui due rami di circuito, in parallelo tra il punto A e la massa, in modo inversamente proporzionale alla resistenza del filo tra A e il rispettivo amplificatore.

Interpolando la distribuzione con una funzione lorentziana si ottiene la Fig. 6.23 in cui le code sono ben riprodotte, mentre la larghezza appare leggermente sottostimata. Dalla tabella 6.2, ove sono riportati i parametri dei fit gaussiano (μ e σ) e lorentziano (valor medio $\bar{z}$ e FWHM) per le distribuzioni ottenute a diverse distanze dal punto medio del filo, si può notare come il valor medio fornito dalle due interpolazioni sia in pieno accordo entro gli errori, mentre la FWHM lorentziana è sistematicamente inferiore della FWHM gaussiana. Si è , pertanto, ritenuto di fare riferimento al fit gaussiano, anche per conformarsi allo standard con cui vengono riportati i risultati di simili misure. In Fig.6.24 si possono vedere i dati di tabella 6.2 , riferiti al fit gaussiano, trasferiti su grafico. Un fatto che appare evidente è che i valori di z ottenuti sottostimano sistematicamente il valore geometrico della coordinata, ben al di fuori degli errori.

z geom. (cm)	μ (cm)	σ (cm)	$\bar{z}$	FWHM
0	-0.10	1.08	-0.05	1.34
– 10	– 8.26	1.05	– 8.28	1.46
– 20	– 16.30	1.66	– 16.33	2.46
– 25	– 20.48	1.50	– 20.52	2.01
– 30	– 24.00	2.07	– 24.02	2.53
– 35	– 28.29	1.93	– 28.26	2.33
– 40	– 31.79	3.04	– 31.61	3.66
– 45	– 35.65	3.11	– 35.26	3.70

Tabella 6.2: Parametri dei fit gaussiano (μ e σ) e lorentziano ($\bar{z}$ e FWHM) delle distribuzioni dei residui della coordinata lungo il filo (gate ADC=1500 ns, K=63.8 cm).

È necessario introdurre un fattore moltiplicativo, che in media vale 1.2556, per riportarsi al valore geometrico. In tabella 6.3 sono riportati i valori corretti, nonchè la risoluzione come percentuale della lunghezza sensibile del filo.

z geom. (cm)	μ (cm)	σ (cm)	σ%
0	-0.13	1.36	1.2
– 10	– 10.37	1.32	1.1
– 20	– 20.46	2.08	1.8
– 25	– 25.71	1.88	1.6
– 30	– 30.13	2.60	2.3
– 35	– 35.52	2.42	2.1
– 40	– 39.92	3.81	3.3
– 45	– 44.76	3.90	3.4

Tabella 6.3: Parametri del fit gaussiano (μ e σ) delle distribuzioni dei residui della coordinata lungo il filo e risoluzione percentuale corretti per il fattore 1.2556.

Sono stati usati, per un breve periodo, gli amplificatori differenziali prototipo e con essi è stata fatta misurata la coordinata z in due posizioni, nel punto medio e a z=45 cm, ottenendo i valori di tabella 6.4, dopo aver corretto per il fattore moltiplicativo.

z geom. (cm)	z amp. norm. (cm)	σ %	z amp. diff. (cm)	σ %	$\Delta\sigma$
0.	-0.13 $\pm$ 1.36	1.2	-0.37$\pm$ 0.89	0.8	-35 %
45.	44.76 $\pm$ 3.90	3.4	45.26 $\pm$ 1.95	1.7	-50 %

Tabella 6.4: Coordinata lungo il filo ottenuta con il metodo di partizione di carica facendo uso di amplificatori normali (K=63.8 cm) e differenziali (K=65.3 cm). I valori sono stati già corretti per il fattore moltiplicativo 1.2556. Gli errori vengono espressi anche come percentuale della lunghezza del filo.

Appare evidente il miglioramento della risoluzione. Questo fatto ha suggerito l'opportunità di utilizzare il dispositivo differenziale piuttosto di quello tradizionale.

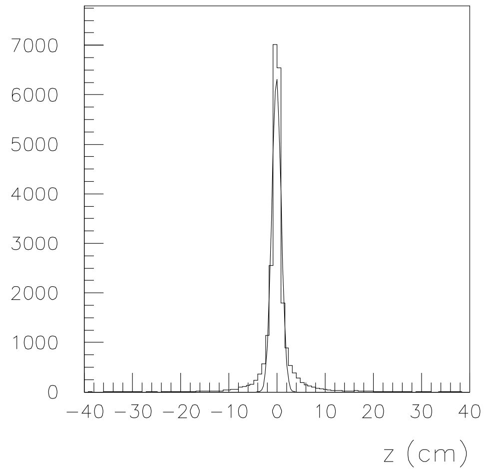

Figura 6.22: Tipico spettro di residui nella direzione del filo per z=0 cm. È sovrapposto un fit gaussiano ai dati.

Uno studio più approfondito in proposito è stato effettuato nel secondo test, durante il quale è anche stato affrontato il problema del fattore moltiplicativo necessario per ottenere un valore corretto della z: tale fattore non può essere giustificato pensando ad una costante di calibrazione globale, dato che si lavora già su valori di carica corretti per i fattori indicati nel paragrafo 6.2, quanto, piuttosto, ad un fattore che riassume i parametri elettronici che entrano nella determinazione della z, in particolare i condensatori di disaccoppiamento dalla alta tensione e il tempo di integrazione.

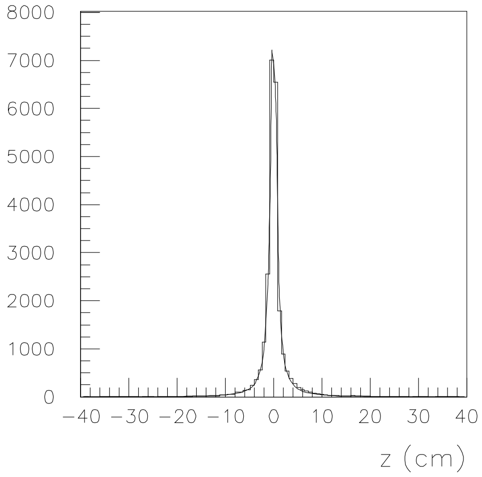

Figura 6.23: Tipico spettro di residui nella direzione del filo per z=0 cm. È sovrapposto un fit lorentziano ai dati.

6.7 Miscele e Geometrie Diverse.

Durante il primo periodo di test con fascio un intervallo di tempo limitato è stato dedicato alla caratterizzazione delle prestazioni del prototipo in condizioni di lavoro differenti. Infatti, sebbene si fosse già realizzato, in base a simulazioni numeriche, quali dovessero essere la miscela gassosa e la geometria di cella più opportune per rispondere alle richieste dell' esperimento in termini di scattering multiplo, risoluzione intrinseca, efficienza ... e le attese avessero trovato conferma nei risultati ottenuti con la miscela He–iC_4H_{10} (70–30) e la geometria che prevede un doppino di fili anodici con diametro 25 μm e spaziatura 200 μm, si è comunque voluto avere un riscontro diretto della risposta del prototipo.

Le miscele e le geometrie indagate sono quelle riportate in tabella 6.1. In generale, modificare la composizione della miscela o cambiare il filo sensibile equivale a lavorare con una nuova camera, per la quale bisogna, come minimo, rideterminare le tensioni di lavoro e, al limite, modificare parte della catena elettronica di lettura, in particolare l'amplificazione. Nel nostro caso non si è arrivati a tanto e, dato il tempo a disposizione, non sempre si è riusciti a portare la camera a lavorare al meglio, soprattutto quando la variazione di miscela e il passaggio ad un filo anodico con diametro diverso sono stati contemporanei. Un requisito fondamentale per una buona miscela gassosa è la stabilità di operazione, che si concretizza nel poter applicare delle tensioni tali da assicurare buone prestazioni su lunghi periodi di operazione senza rischiare formazioni di carica spaziale e conseguenti scariche. Delle miscele utilizzate quella composta dall' 80% di Elio e

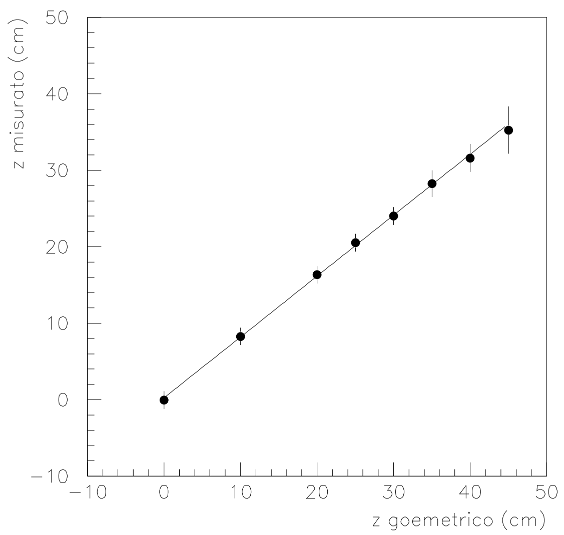

Figura 6.24: Confronto tra il valore geometrico della coordinata lungo il filo e quello misurato tramite il metodo di partizione della carica. Si può notare come il valore misurato sottostimi costantemente quello atteso. La pendenza della retta indica un fattore correttivo pari a 1.2556.

20% di Isobutano sicuramente non presenta tale requisito. Non è, infatti, stato possibile far operare la camera con questa miscela in condizioni stazionarie soddisfacenti senza che entrasse in regime di scarica. Come conseguenza è stato acquisito solo un campione esiguo di dati, che risultano poco attendibili a causa di tensioni anodiche variabili e comunque troppo basse. Si è, pertanto, ottenuta solo una indicazione del valor medio della velocità di deriva, che dipende non troppo direttamente dal potenziale del filo sensibile, e non si è, invece, stati in grado di ricavare efficienza, risoluzione intrinseca e coordinata z. Se si volesse lavorare con una miscela composta per l' 80% da Elio sarebbe, probabilmente, necessario introdurre un terzo gas componente per aumentare la stabilità.

Con le altre miscele ((75–25) e (65–35)) s è lavorato su una cella diversa, con filo anodico di diametro 32 μm. Così facendo è stato modificato drasticamente il campo elettrico nella regione di moltiplicazione, fino a ridurlo di un fattore 3/4 sulla superficie dell' elettrodo di lettura. La moltiplicazione, di conseguenza, è variata, secondo la dipendenza del primo coefficiente di Townsend dal campo elettrico [62]: $\alpha/p = A\, e^{-Bp/E}$ con p pressione del gas, di un fattore $e^{-Bp/3E}$, dove

B è un coefficiente caratteristico della miscela usata. In queste condizioni, e con potenziali anodici che non si discostano molto da quello usato per la miscela 70–30, sono state effettuate alcune misure. I risultati sono riportati nelle tabelle 6.5 e 6.6. È chiaro che la minore moltiplicazione penalizza soprattutto quelle quantità

miscela	$\vec{E}$ deriva (V/cm)	$\bar{v}$ misurata (μm/ns)	$\bar{v}$ teorica (μm/ns)	Δ %
80–20	1440	32.5	31.6	2.8%
75–25	1440	33.28±0.05	33.0	0.8%
70–30	1440	34.05±0.05	34.1	0.2%

Tabella 6.5: Velocità di deriva media misurata con diverse composizioni della miscela He–iC_4H_{10}. Viene indicato anche il valore teorico, ottenuto con il pacchetto GARFIELD, e la differenza percentuale tra i due.

miscela	HV+ (V)	z (cm)	$\sigma_{intrinseco}$	ϵ_{locale}	$\epsilon_{ric.locale}$
70–30	1850	-0.31±1.36	90 μm	99.3±0.2%	98.1±0.3%
75–25	1870	-0.50±3.45	150 μm	94.5±0.3%	73.8±0.7%
65–35	1860	0.26±4.83	5.12 ns	86.3±0.4%	72.6±0.5%

Tabella 6.6: Coordinata lungo il filo, risoluzione intrinseca, efficienza locale ed efficienza locale di ricostruzione misurate per diverse composizioni della miscela He–iC_4H_{10} con uno spot di fascio di $4\times$ 25 mm^2 centrato a circa 12 mm dal filo anodico. Nel caso della miscela 65–35 la risoluzione intrinseca è data in tempo in quanto non è stata misurata la velocità di deriva media.

che più direttamente dipendono dalla carica raccolta, ϵ_{ric} e z in tabella 6.6, ma pesa anche fortemente sulle quantità che dipendono dalla risoluzione temporale e quindi da una discriminazione del segnale, σ e ϵ. Con la miscela 65–35 si è poi passati a considerare una cella con fili del doppino anodico spaziati di 500 μm. I valori di efficienza e risoluzione intrinseca ottenuti per alcuni valori di alta tensione del filo anodico sono riportati in tabella 6.7. Naturalmente aumentando

HV+ (V)	ϵ_{locale}	$\epsilon_{ric.locale}$	σ
1860	91.8±0.7%	82.0±0.9%	5.1 ns
1950	98.8±0.3%	96.1±0.6%	4.5 ns
2000	99.5±0.5%	98.0±1.0%	

Tabella 6.7: Efficienza e risoluzione intrinseca misurate con la miscela He–iC_4H_{10} (65–35) per diversi valori del potenziale anodico.

il potenziale anodico migliorano anche l'efficienza e la risoluzione intrinseca, ma la camera risulta, purtroppo, meno stabile. Bisogna anche tenere conto che elevate percentuali di Isobutano potrebbero far nascere il problema della comparsa di fenomeni di polimerizzazione e conseguente invecchiamento della camera.

Dall' insieme dei risultati si ottiene una conferma del fatto che la miscela migliore è quella con percentuali 70–30 e che la geometria di cella con fili del doppino anodico di diametro 25 μm spaziati 200 μm è la più favorevole per prestazioni e condizioni di lavoro.

6.8 Caratteristica Spazio–Tempo.

Una informazione fondamentale per la esatta ricostruzione della coordinata spaziale di deriva è la conoscenza della esatta corrispondenza tra il tempo di deriva misurato e lo spazio effettivamente percorso dalla nube di elettroni, altrimenti detta caratteristica spazio–tempo. Il modo per avere questa informazione è quello di conoscere l'esatto valore della velocità in funzione del tempo di deriva, che in ultima analisi, vorrebbe dire conoscere l'esatta struttura del campo elettrico lungo il cammino della nube. La valutazione di questa velocità istantanea, che verrà indicata con il termine di velocità differenziale per distinguerla da quella media a cui finora si è fatto riferimento, può essere effettuata in più modi [63]. Un metodo classico è quello cosiddetto dello spostamento, nel quale una camera ed un fascio collimato, definito a sua volta da altre camere, per esempio, vengono mossi l'una rispetto all' altro di quantità note e viene registrata la corrispondente variazione dei tempi di deriva. Altri metodi fanno riferimento a procedure iterative mediante le quali la traccia di una particella, ricostruita in base alle posizioni dei segnali prodotti su più piani, viene man mano modificata, variando i parametri di camera, fino a interpolare nel modo migliore possibile i punti sperimentali.

Nel caso del prototipo sono stati applicati due diversi metodi, che vengono qui brevemente illustrati.

- Metodo dello Spostamento.

Per l'applicazione di questo metodo sono necessarie almeno tre camere, delle quali le due esterne vengono tenute fisse e definiscono le traiettorie delle particelle che incidono sulla terza, posta nel mezzo. Le traiettorie possono essere rettilinee o curve, nel caso di campo magnetico non nullo. Le camere vengono irraggiate dal fascio in una prima configurazione geometrica e viene acquisito un certo numero di eventi, poi la camera centrale viene spostata e si procede ad una nuova acquisizione. Il procedimento può essere ripetuto più volte fino a coprire l'intera estensione della cella di deriva. Per l'analisi viene definita una serie di coppie di finestre temporali sulle camere fisse, ognuna delle quali definisce un insieme di traiettorie. Lo spostamento s della camera centrale deve essere parallelo al piano da essa individuato e ortogonale ai fili delle celle sotto test.

Se si indicano con t e t′ i tempi di deriva, misurati sulla camera centrale per una certa coppia di finestre temporali delle due camere esterne, prima e dopo lo spostamento allora:

$$s \;=\; \int_t^{t'} v(t)\; dt \;=\; (t'-t)\; w(t'-t) \tag{6.26}$$

La velocità misurata in questo modo è il valor medio della velocità sull' intervallo $(t,\, t')$. Usando più coppie di finestre temporali si possono ottenere simultaneamente più valori $w_i(t'_i - t_i)$ e studiare w in più punti della cella in una sola misura. La velocità differenziale v(t) può essere ricavata richiedendo di minimizzare la quantità:

$$\sum_i (s-s_i)^2 \;=\; \sum_i \left[s \;-\; \int_t^{t'} v(t)\; dt \;\right]^2 \tag{6.27}$$

e assumendo per v(t) una espressione polinomiale:

$$v(t) \;=\; \sum_{m=0}^{M} a_m\; t^m \tag{6.28}$$

La precisione richiesta per il valore calcolato di s_i, definito dalla (6.27), determina il minimo valore di M. Generalmente M=2 o M=3 è sufficiente per ridurre la distribuzione dei residui a una gaussiana con $\sigma \sim 100\ \mu$m; nel nostro caso si è scelto M=2. Una delle caratteristiche più importanti del metodo è che esso non richiede la conoscenza della relazione spazio–tempo per le camere esterne, che fungono semplicemente da collimatori di fascio. Esso, tuttavia, assume che tale relazione non venga variata dallo spostamento effettuato. Lo spostamento deve essere noto in modo preciso e deve essere il più possibile perpendicolare al piano della camera; nel caso del prototipo l'errore sull' entità dello spostamento è $\sqrt{2} \times 100\ \mu$m e l'ortogonalità viene assicurata dalla rigidità della struttura meccanica di supporto della camera. Per osservare una variazione di $v(t)$ entro una cella di lunghezza l, lo spostamento s deve essere, ovviamente, più piccolo di l ma grande a sufficienza da consentire una misura precisa. Nel nostro caso era s=l/5.

- Metodo della Forzatura del Residuo

Utilizzando la stessa configurazione descritta per il metodo dello spostamento è possibile ricavare la velocità istantanea sfruttando l'algoritmo di calcolo dei residui. Il valore del residuo è funzione della velocità di deriva. Noto che sia il valore che il residuo deve assumere, in base a considerazioni geometriche, si può determinare la velocità richiedendo che il valore misurato del residuo coincida con quello atteso. Si tratta cioè di chiedere la condizione di minimo per la quantità:

$$\sum_i \;(POS_i \;-\; RES_i)^2 \tag{6.29}$$

dove POS_i è il valore geometrico del residuo e RES_i è il valore misurato, definito dalla (6.9). Nella procedura utilizzata per il prototipo si è scelto di considerare una sola posizione meccanica della camera. In tal caso l'indice i individua intervalli successivi dello spettro dei tempi di deriva, cioè posizioni successive lungo la cella. Secondo questo metodo la velocità puntuale sulla camera centrale dipende da quelle sulle camere esterne tramite le quantità X_1 e X_2 della (6.9). Si deve allora supporre che la dipendenza dal tempo sia la stessa per le tre camere (oppure, se ci sono abbastanza punti, si può applicare la minimizzazione ipotizzando tre velocità differenti). Bisogna, inoltre, conoscere con esattezza il valore geometrico del residuo e questo comporta essere sicuri dell' allineamento delle tre camere e determinare con estrema precisione i valori di eventuali successivi spostamenti della camera centrale rispetto alle due esterne. Il metodo costituisce, in sostanza, una versione semplificata di quello descritto in [63].

In tabella 6.8 sono riportati i valori dei coefficienti dei polinomi di secondo grado usati per parametrizzare la velocità puntuale per le diverse miscele considerate: He–iC_4H_{10} (70–30), (75–25) e (65–35). Gli errori indicati nella tabella sono

Miscela		Metodo Spostamento	Metodo Residuo
70–30			
	termine noto (μm/ns)	35.4±1.0	55.02±0.40
	coeff. 1° grado (μm/ns^2)	(-5.1±1.3) 10^{-3}	(-5.92±0.31)$\cdot 10^{-2}$
	coeff. 2° grado (μm/ns^3)	$-4.4 \cdot 10^{-7} \pm\ 1.8 \cdot 10^{-6}$	$-3 \cdot 10^{-7} \pm\ 4.7 \cdot 10^{-6}$
75–25			
	termine noto (μm/ns)	40.0±1.2	40.33±0.23
	coeff. 1° grado (μm/ns^2)	(-2.59±0.20)$\cdot 10^{-2}$	(-2.16±1.5)$\cdot 10^{-2}$
	coeff. 2° grado (μm/ns^3)	$(1.35 \pm\ 0.25) \cdot 10^{-5}$	$(5.3 \pm\ 2.2) \cdot 10^{-6}$
65–35			
	termine noto (μm/ns)	40.0±1.2	34.79±0.21
	coeff. 1° grado (μm/ns^2)	(-2.02±0.27)$\cdot 10^{-2}$	$6.4 \cdot 10^{-4} \pm 1.4 \cdot 10^{-3}$
	coeff. 2° grado (μm/ns^3)	$(1.22 \pm\ 0.33) \cdot 10^{-5}$	$(-9.3 \pm\ 2.0) \cdot 10^{-6}$

Tabella 6.8: Polinomi di secondo grado utilizzati nella valutazione della velocità di deriva differenziale in funzione del tempo per tre differenti composizioni della miscela gassosa.

gli errori sui coefficienti ottenuti per propagazione delle incertezze sulle misure sperimentali di posizioni, spostamenti ed intervalli temporali, in accordo con le risoluzioni sperimentali (±100 μm sulle posizioni e ±0.5 ns sui tempi). In Fig. 6.25 e Fig. 6.26 è riportato il peso percentuale σ_v/v dell' errore in funzione del tempo di deriva per le tre differenti miscele e per velocità ottenute con i due metodi sopra descritti. Si può vedere che per la miscela (70–30) esso si mantiene $<$ 7% su tutto il range temporale, mentre arriva al 9% per la miscela (75–25) e oltre il 10% per la (65–35) per velocità ottenute con il metodo dello spostamento. Nel caso del metodo di forzatura del residuo la risoluzione migliore è per la miscela (65–35), 5% massimo, contro il 7% della miscela (75–25) e il 14% della (70–30). L'errore sulla misura della posizione è il termine principale che contribuisce all' indeterminazione sul valore del termine noto del fit polinomiale, mentre l'errore sulla misura degli intervalli temporali domina l'indeterminazione sui coefficienti dei termini di primo e secondo grado. Questo è visibile in Fig. 6.27 in cui è riportato il peso percentuale dell' errore sulla posizione $\sigma_{pos}/\sigma_{tot}$ in funzione del tempo di deriva per la miscela (70–30) e per velocità ottenuta con il metodo dello spostamento: per tempi di deriva piccoli l'errore è dovuto interamente a σ_{pos}, mentre al crescere di t aumenta il contributo dovuto alla indeterminazione sul tempo. Dalle figure si può notare che il metodo di forzatura del residuo non è molto affidabile per la miscela (70–30).

Appare evidente dalla tabella 6.8 che le velocità ottenute sono praticamente coincidenti entro gli errori per la miscela (75–25), mentre differiscono tra di loro per le altre due, in particolare per la miscela (70–30). Questo fatto può essere meglio apprezzato considerando le relazioni spazio–tempo che discendono dalle velocità per integrazione sul tempo. In Fig. 6.28, Fig. 6.29 e Fig. 6.30 sono riportate le caratteristiche spazio–tempo per le tre miscele : i cerchi pieni rappresentano valori teorici, ricavati con GARFIELD, mentre i cerchi vuoti sono punti estratti dal fit, ottenuto con il metodo dello spostamento, per i quali è indicato anche l'errore. Per la miscela (70–30) è immediato notare che il fit ottenuto con il metodo della forzatura del residuo non è utilizzabile, come indicato anche dagli errori elevati. Il fit ottenuto con il metodo dello spostamento riproduce abbastanza bene i dati teorici, in particolare per tempi elevati. L'errore medio sul fit è del 3%, mentre lo scostamento medio tra punti e curva è del 6.3%. Per le altre due miscele entrambi i metodi forniscono risultati utilizzabili, anche se, in generale, il metodo dello spostamento sembra più affidabile; con esso si ha un errore medio di $\sim 3.6\%$ ed uno scostamento medio del 3.5% per la miscela (65–35) per la quale, come nel caso precedente l'accordo è migliore per tempi grandi, un errore medio di $\sim 3.5\%$ ed uno scostamento medio del 4.4% per la miscela (75–25) che mostra un accordo migliore per tempi piccoli.

È bene notare, come commento, che per applicare un metodo di ricostruzione (o forzatura del residuo) è necessario conoscere con buona precisione il punto di incidenza previsto sulla camera in esame; questo richiede di poter interpolare la traiettoria della particella tra più di due punti e per usufruire con successo di tali metodi si fa uso, in generale, di più di tre camere di tracciamento. Il nostro apparato, pertanto, non è particolarmente adatto allo scopo e i risultati ottenuti vanno presi con la dovuta cautela. Il grande scostamento osservato tra i fit ottenuti con i due metodi nel caso della miscela (70–30) è, con buona sicurezza, dovuto ad un errore sistematico nell' allineamento delle tre camere.

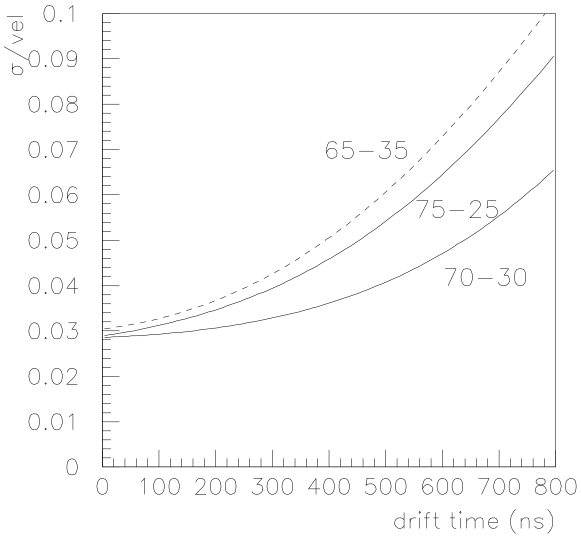

Figura 6.25: Peso percentuale dell' errore sulla velocità puntuale ottenuta con il metodo dello spostamento per tre differenti percentuali della miscela Elio–Isobutano in funzione del tempo di deriva.

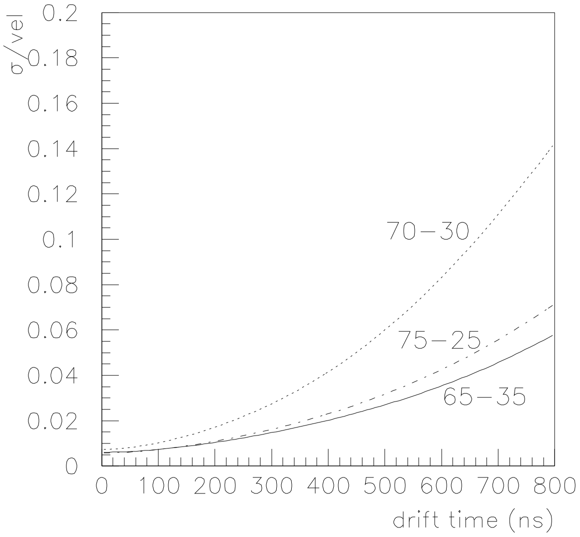

Figura 6.26: Peso percentuale dell' errore sulla velocità puntuale ottenuta con il metodo della forzatura del residuo per tre differenti percentuali della miscela Elio–Isobutano in funzione del tempo di deriva.

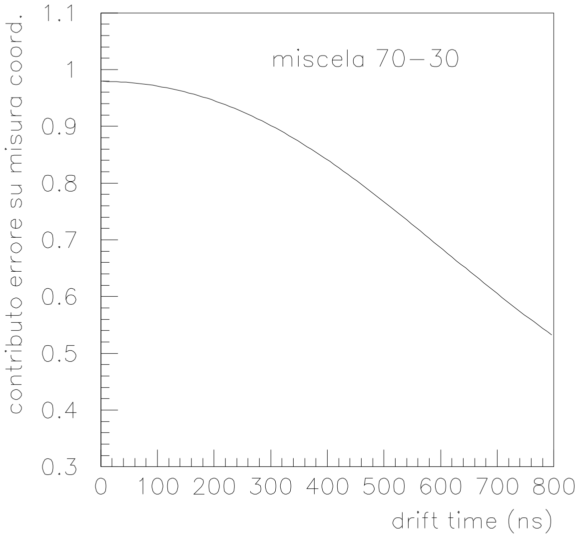

Figura 6.27: Frazione dell' errore totale sulla velocità puntuale dovuta all' errore sulla misura della posizione: $\sigma_{pos}/\sigma_{tot}$ in funzione del tempo di deriva.

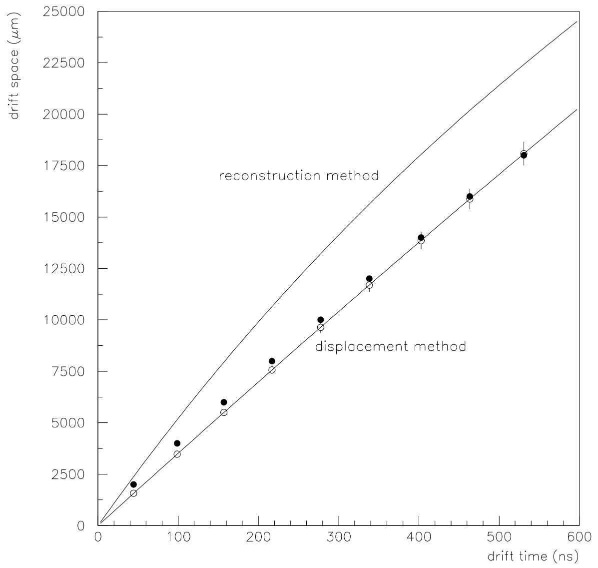

Figura 6.28: Caratteristica spazio–tempo per la miscela (70–30): sono riportate le curve ottenute con i due metodi utilizzati: il metodo di ricostruzione è chiaramente non applicabile. I cerchi pieni rappresentano punti teorici, ottenuti tramite il programma GARFIELD, quelli vuoti sono punti estratti dal fit ottenuto con il metodo dello spostamento. Per questi ultimi è riportato anche l' errore.

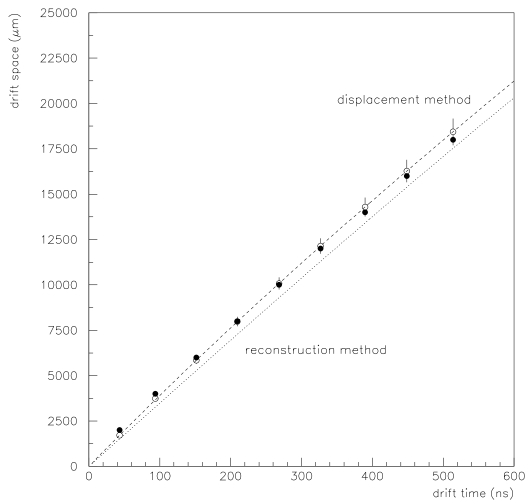

Figura 6.29: Caratteristica spazio–tempo per la miscela (65–35): sono riportate le curve ottenute con i due metodi utilizzati. I cerchi pieni rappresentano punti teorici, ottenuti tramite il programma GARFIELD, quelli vuoti sono punti estratti dal fit ottenuto con il metodo dello spostamento. Per questi ultimi è riportato anche l' errore.

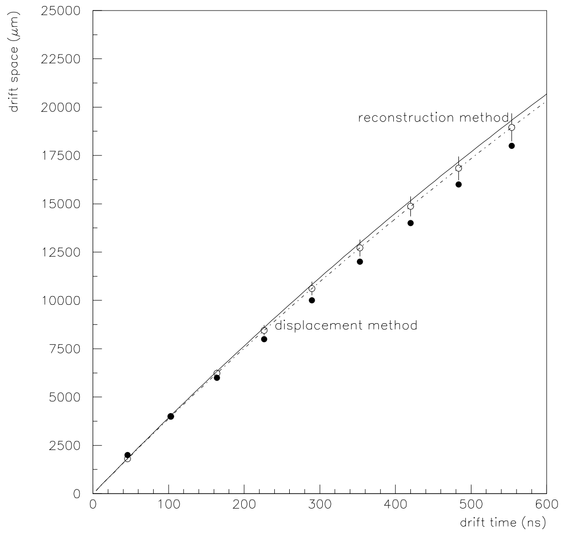

Figura 6.30: Caratteristica spazio–tempo per la miscela (75–25): sono riportate le curve ottenute con i due metodi utilizzati. I cerchi pieni rappresentano punti teorici, ottenuti tramite il programma GARFIELD, quelli vuoti sono punti estratti dal fit ottenuto con il metodo dello spostamento. Per questi ultimi è riportato anche l' errore.

Infatti, esso scompare nel caso della altre due miscele per le quali i dati sono stati acquisiti su celle differenti, cosa che ha richiesto uno spostamento meccanico della camera. L'accordo tra interpolazione e dati teorici dipende, poi, a sua volta, da un lato dalla precisione sulla misura dei tempi, e perciò dall' altezza dei segnali letti, dall' altro dai valori sperimentali di riferimento utilizzati per il calcolo teorico.

In Fig. 6.31 è riportato l'andamento della risoluzione intrinseca in funzione della distanza dal filo di sense per la miscela (70–30) (estremi destro e sinistro del filo), dove si è utilizzata come caratteristica spazio–tempo la relazione ottenuta con il metodo dello spostamento (cfr. paragrafo 6.5); il fit riportato è stato effettuato con una funzione tipo la (6.16): si può notare che il valor medio di σ_L si attesta a $\sim$ 137 μm/cm, in pieno accordo con quanto ricavato utilizzando la velocità di deriva media (cfr. Fig. 6.19 e Fig. 6.20).

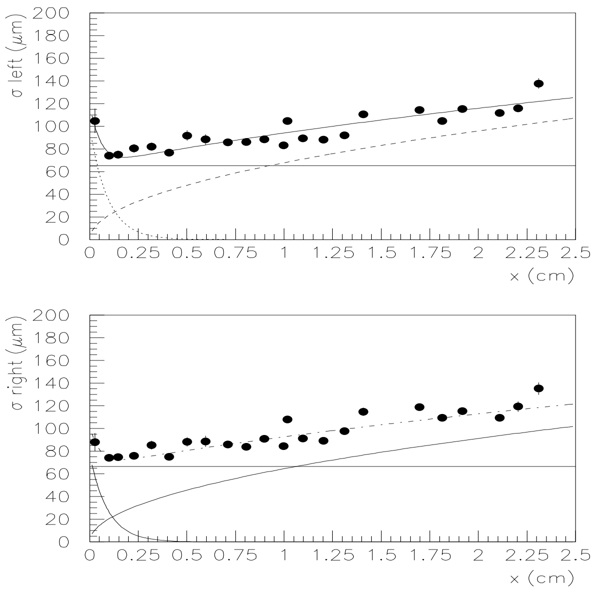

Figura 6.31: Risoluzione intrinseca del prototipo lungo la cella di deriva per la miscela (70–30), come somma di tre contributi secondo la (6.16). I punti sono stati ricavati utilizzando la caratteristica spazio–tempo ottenuta con il metodo dello spostamento.

6.9 Test del Giugno 1995.

Nel test del Giugno 1995 è stato utilizzato un allestimento lievemente differente rispetto a quello del Novembre 1994: esso è illustrato in Fig. 6.32. Sono state variate le distanze tra le camere e sono stati utilizzati degli scintillatori di trigger con sezione maggiore per poter illuminare una regione più estesa della camera centrale; volendo, però, individuare delle zone limitate senza ridurre eccessivamente la statistica, sono stai introdotti anche due scintillatori molto piccoli (S4 e S5), che risultano utili, per esempio, per delimitare piccole regioni nella direzione z o nella direzione di deriva e che possono essere inseriti direttamente nella logica di trigger o, più semplicemente essere acquisiti e utilizzati come 'flag' dell' evento.

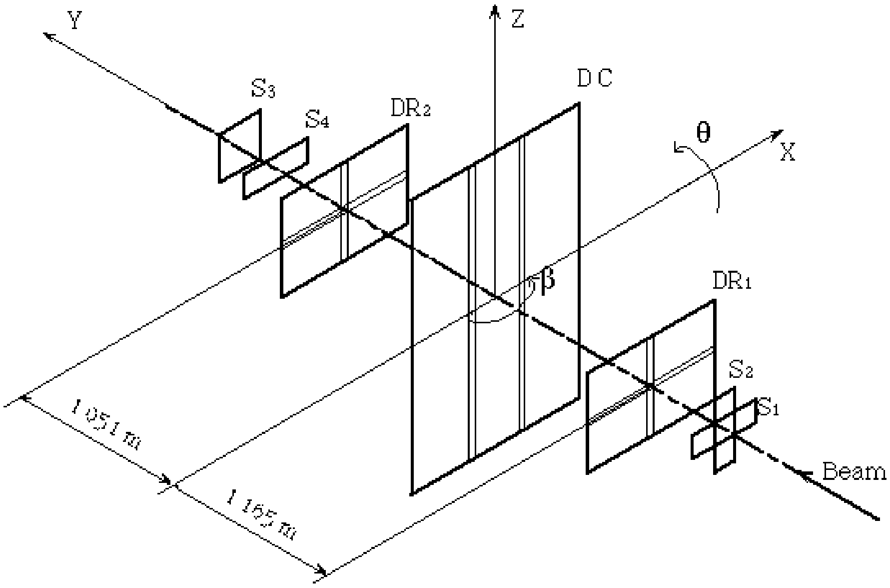

Figura 6.32: Apparato sperimentale det test su fascio del Giugno '95. Gli scintillatori avevano dimensioni: S1: $4 \times 1.4 \times 8$ cm^3, S2: $4 \times 1.4 \times 8$ cm^3, S3: $8 \times 2 \times 8$ cm^3, S4: $8 \times 1.5 \times 0.2$ cm^3. Sono indicate le distanze relative tra le camere e l' orientamento dei fili anodici delle celle su ciascuna.

Lo schema del trigger è riportato in Fig. 6.33. In questo secondo test tutti i fili di tutte le camere sono stati letti sia da ADC (LeCroy 2249W) che da TDC (LeCroy 2228A modificati per avere risoluzione 500 ps/canale). Il prototipo è stato montato sul supporto meccanico ruotato di 90° rispetto al test precedente: in questo modo la rotazione permessa produce una inclinazione, indicata con l'angolo β, della traiettoria della particella incidente in un piano ortogonale alle linee di campo della cella di deriva, condizione che non si era potuta indagare nel Novembre 1994.

Con questo secondo test si è voluto rispondere ai quesiti che non erano stati affrontati prima, quali il comportamento di risoluzione intrinseca e efficienza in funzione dell' angolo β, e soprattutto si è voluto analizzare più a fondo il problema della seconda coordinata (z). Gli amplificatori utilizzati sono del tipo differenziale a canali accoppiati, messi a punto in modo da fornire la stessa amplificazione con cui si era lavorato nel 1994 per non influenzare la caratteristiche già note della camera e, al contempo, per studiare meglio i vantaggi che i differenziali offrono nella misura della z. Le acquisizioni sono state fatte con una miscela He–iC_4H_{10} 70–30 e su una cella con fili di anodo con diametro 25 μm spaziati di 200 μm, come scelto sulla base dei risultati del primo test.

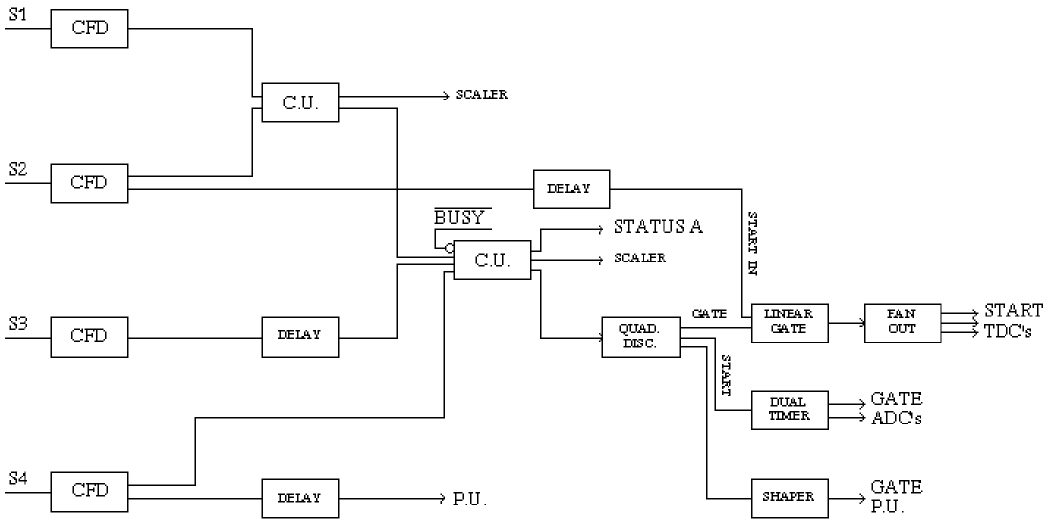

Figura 6.33: Logica di trigger utilizzata nel test del Giugno '95.

La tensione anodica era, ancora una volta, 1850 V con un campo di deriva di 1440 V/cm ed un flussaggio che assicurava un ricambio di tutto il gas della camera ogni due ore.

6.10 Efficienza Lungo la Cella di Deriva.

Nel primo test non era stato possibile descrivere in modo soddisfacente l'andamento dell' efficienza lungo tutta la cella di deriva poichè la maggiorparte dei dati acquisiti si trovava in corrispondenza della goccia di colla centrale ed avevano una spaziatura piuttosto larga, senza peraltro arrivare a coprire l' intera distanza doppino–filo di campo. Nel secondo test la misura è stata ripetuta posizionandosi ad una distanza opportuna dalla goccia di colla, 4 cm; applicando la tecnica delle finestre temporali successive sugli spettri dei tempo di deriva sulle camere piccole e calcolando l' efficienza in base alle (6.5) e (6.6) per ogni intervallo, si è ottenuto l'andamento riportato in Fig. 6.34: in essa sono indicati i valori di efficienza ottenuti per tre diversi angoli di incidenza della particella:

$\beta = 0°, 20°, 40°$, con l' artificio di incrementare rispettivamente l' efficienza a 20° del 100% e quella a 40° del 200% sì da avere un raffronto diretto delle tre situazioni senza sovrapporre i punti. Si può notare come a partire da una distanza di circa 1 mm dall' anodo fino a fine cella l' efficienza sia praticamente pari al 100%.

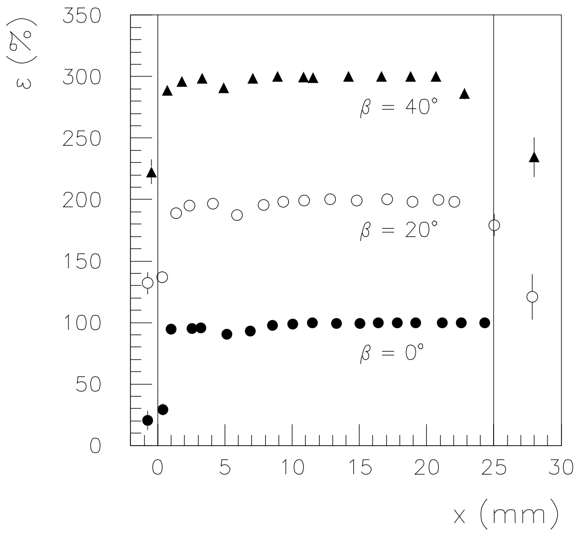

Figura 6.34: Valori dell' efficienza misurata nel test del Giugno '95 per tre diversi angoli di incidenza del fascio: $\beta = 0°, 20°, 40°$. Nei casi $\beta = 20°$ e $\beta = 40°$ il valore è stato incrementato, rispettivamente, del 100% e del 200%.

Fa eccezione il penultimo punto del set a 40° che, pur essendo a circa 23 mm dall' anodo, presenta già una sensibile diminuzione del valore a causa dell' inclinazione della traccia: questa fa sì che parte della carica venga rilasciata nella cella adiacente e, come conseguenza, il segnale si abbassi e alcune volte non superi più la soglia dei discriminatori. Il fatto che per distanze di circa 27 mm dall' anodo, e cioè circa 2 mm dentro alla cella adiacente, l' efficienza sia compatibile con 0, mentre fino a più di 24 mm sia $\sim$ 100%, indica che la chiusura della cella prodotta dal filo di campo è efficace e praticamente elimina la regione di basso campo che si viene a generare a grandi distanze dal filo di anodo. Per distanze inferiori a 1 mm si osserva un andamento crescente dell' efficienza a partire dal filo. Per il caso $\beta = 0°$ sono riportati anche i valori letti sull' altro filo nell' intorno del doppino: essi indicano una situazione simmetrica tra i due anodi. Si può notare anche come, al crescere di β, cresca anche l' efficienza a parità di distanza dal filo. Nell' intorno dei 10–12 mm dall' anodo i valori misurati si raccordano bene con quelli trovati a centro cella nel test del

Novembre 1994. Nella maggior parte dei casi le barre di errore risultano più piccole delle dimensioni dei punti stessi. Una situazione anomala si presenta ad una distanza di 5–6 mm dove si manifesta una repentina diminuzione del valore dell' efficienza che permane in tutte le rotazioni della camera. Questo indica la presenza di una fonte di inefficienza localizzata che produce un abbassamento variabile tra il 5% e il 9% a seconda dei casi (forse dovuta ad un accavallamento di fili catodici ?).

L' efficienza di ricostruzione presenta un andamento analogo lungo la cella, manifestando uno scostamento massimo di $\sim$ 12% rispetto al valore di quella che fa riferimento alla sola risposta temporale, fino ad ora illustrata. In generale lo scostamento massimo si ha in corrispondenza della regione più vicina al filo sensibile e la differenza va diminuendo al crescere di x riducendosi a valori di $\sim$ 5% a centro cella (si vedano i risultati primo test) fino ad annullarsi praticamente verso il fondo. Questo accordo viene raggiunto più rapidamente per $\beta \neq 0°$, in particolare per $\beta = 40°$ in conseguenza del rilascio di quantità di carica maggiori. Infatti, considerando gli spettri degli ADC, si osserva un incremento della carica raccolta sull' anodo al crescere di β, fino ad un aumento del 24% per $\beta = 45°$. Come precisazione, occorre aggiungere che i grafici riportati e i valori citati fanno riferimento ad efficienze valutate richiedendo la presenza delle risposte temporali di ambo i capi del filo (condizione MT della trattazione dei risultati del primo test). Le variazioni che si possono osservare considerando le singole risposte sono inferiori a 0.5%, in accordo con il fatto che il fascio cadeva a 4 cm dal centro del filo, senza produrre evidenti asimmetrie nei segnali letti ai due estremi. Infine, analizzando i valori del primo test, si è detto che la scelta del doppino di fili anodici può risultare penalizzante in termini di efficienza a causa di eventuali doppie risposte e si è fornito un valore di incidenza di questa evenienza inferiore all' 1%. Anche operando con gli amplificatori differenziali si è ottenuta la stessa incidenza ad indicare che l' effetto è legato alla geometria della cella e non dipende dal tipo di elettronica di amplificazione utilizzata.

6.11 Risoluzione Spaziale in Funzione dell' Angolo di Incidenza.

La risoluzione spaziale della camera è stata valutata facendo uso della tecnica dei residui, già illustrata in precedenza (cfr. paragrafo 6.5).

Ancora una volta, come prima cosa è stata valutata la velocità di deriva media. Posto che le tensioni di deriva applicate al prototipo erano tali da generare un campo di deriva che risultava essere $\sim$ 1440 V/cm, come nel primo test, mentre per le camere di tracciamento tale campo era di $\sim$ 1340 V/cm, la misura è stata effettuata per le tre camere separatamente, sfruttando anche la migliore collocazione delle camere piccole che sono state disposte in modo da far investire dal fascio una cella di deriva completa e non la regione a cavallo del doppino come nel primo caso. Per il prototipo è stata valutata una velocità media di 34.58 ± 0.05 μm/ns contro i 34.05 ± 0.05 μm/ns del Novembre '94 (variazione $\sim 1.5\%$). Il valore ora ottenuto è in accordo entro il 2% con quello teorico. Per le camere esterne è stato ottenuto: 32.70 ± 0.05 μm/ns, in accordo entro l' 1% con il dato teorico.

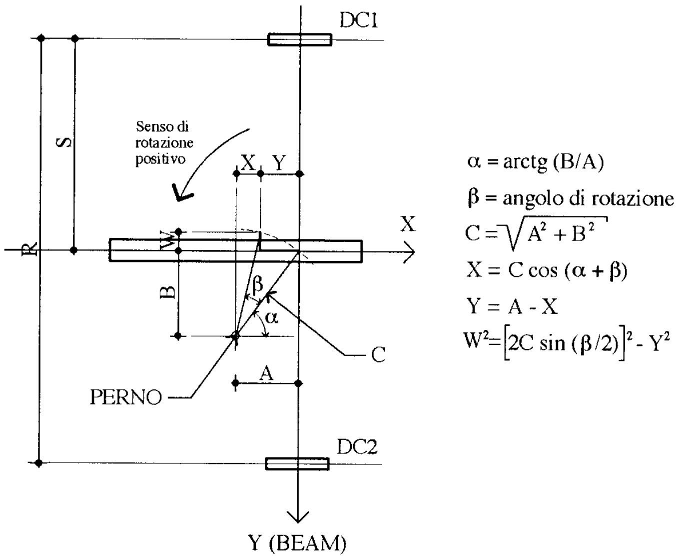

Figura 6.35: Posizione relativa fascio–prototipo nel test del Giugno '95.

La variazione di velocità del prototipo potrebbe essere imputata ad una composizione lievemente differente della miscela, forse causata da una calibrazione non perfetta dei flussimetri di accesso al miscelatore, ma risulta praticamente trascurabile e comunque compatibile con le precisioni raggiungibili con il sistema di controllo manuale della miscela impiegato. Nell'analisi sono stati utilizzati i valori attuali.

Un'altra differenza rispetto alla procedura seguita per il test del Novembre '94 riguarda il calcolo del fattore α_{12} della (6.11). Infatti, mentre nel primo caso il punto di incidenza del fascio sul piano della camera praticamente coincideva con l' asse di rotazione per cui le distanze tra le camere rimanevano all' incirca invariate anche ruotando il prototipo, e di conseguenza pure il valore di α_{12}, nel secondo caso si è scelto di far incidere il fascio ad una certa distanza dal centro di rotazione per farlo cadere su una cella di geometria opportuna. In Fig. 6.35 è illustrata la geometria dell' allestimento sperimentale: A rappresenta il disassamento tra fascio e camera. È immediato rendersi conto che una rotazione della camera di un angolo β produce ora una variazione della coordinata del punto di impatto lungo l'asse del fascio e, contemporaneamente, uno spostamento dello stesso punto di impatto rispetto al filo sensibile della cella in esame, fino ad arrivare ad irraggiare la cella adiacente al crescere di β. Volendo evitare questo secondo effetto e far sì che il fascio cada sempre nella stessa posizione lungo la cella per qualsiasi angolo di rotazione, la camera è stata ruotata e poi traslata di una quantità che, seguendo le notazioni della figura, corrisponde a:

$$Y \;=\; A \;-\; C\,\cos(\alpha+\beta) \tag{6.30}$$

in modo da compensare la traslazione prodotta dal braccio A (o, meglio, dai bracci A e B). Per quanto riguarda α_{12}, invece, il suo valore dipende da β e va ricalcolato per ogni angolo:

$$\alpha_{12} \;=\; \frac{Y_{12} \;+\; \Delta Y_{12}(\beta)}{Y_{13}} \tag{6.31}$$

la quantità $\Delta Y_{12}(\beta)$ è derivabile dalla Fig. 6.35, come:

$$\Delta Y_{12}(\beta) \;=\; \sqrt{(2C\sin\beta/2)^2 \;-\; Y^2} \tag{6.32}$$

e risulta $\Delta Y_{12}(\beta) > 0$ se $\beta < 0$, $\Delta Y_{12}(\beta) < 0$ se $\beta > 0$ per il senso di rotazione scelto. Il calcolo della risoluzione intrinseca è stato fatto utilizzando il metodo delle finestre temporali per individuare, come sempre, zone successive nella direzione di deriva e inserendo per ogni angolo β il valore corretto di α_{12} (anche se $\Delta Y_{12}/\alpha_{12} \;= 1\%$ al massimo), mentre, per considerare in modo corretto il contributo delle camere piccole, per le quali l' angolo di incidenza resta sempre nullo, esso è stato calcolato nel caso $\beta = 0°$ con la formula (6.11), trascurando differenze nelle risoluzioni intrinseche legate a differenze di velocità media di deriva ($\sim$ 5.6%) ed ottenendo, in questo modo, una $\sigma_0(x)$ per punti , e poi inserito nella (6.10), così da avere, per ogni x la risoluzione intrinseca del prototipo per l' angolo β ($\sigma_{\beta prototipo}$) tramite la formula:

$$\sigma_{res}(x) \;=\; \left[\left(\alpha_{12}^2 \;+\; (1-\alpha_{12})^2\right)\sigma_0^2(x) \;+\; \sigma^2_{\beta prototipo}(x)\right]^{1/2} \tag{6.33}$$

In Fig. 6.36 è riportato l' andamento della risoluzione intrinseca per $\beta = 0°$ (cerchi vuoti) ottenuta nel test del Giugno '95, sovrapposto a quello ottenuto nel test del Novembre '94 (cerchi pieni). Si può notare come le due serie di punti denotino praticamente la stessa dipendenza da x: infatti, effettuando un fit ai dati del Giugno '95 con la (6.15) o con la (6.16) si trova che l'indeterminazione dovuta alla catena elettronica si attesta ora intorno a 70 μm e il termine di diffusione indica per σ_L un valore compreso tra 128 e 136 μm, in buon accordo con quanto fornito dai dati del test del Novembre '94.

In Fig.6.37 è riportato il valore del rapporto:

$$\sigma_{rel} = \frac{\sigma_{(\beta \neq 0°)}}{\sigma_{(\beta = 0°)}} \tag{6.34}$$

in più punti lungo la cella di deriva e per diversi valori dell' angolo di rotazione: esso fornisce la variazione percentuale della risoluzione intrinseca. Gli errori sono stati calcolati per propagazione a partire dagli errori sulla deviazione standard del fit gaussiano della distribuzione dei residui.La risoluzione intrinseca, in generale, risulta peggiorare al crescere dell' angolo β.

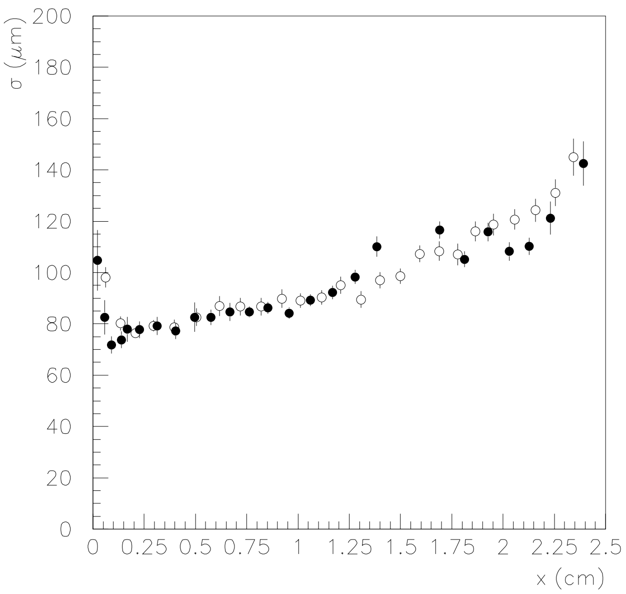

Figura 6.36: Risoluzione intrinseca del prototipo lungo la cella di deriva ottenuta dai dati del Giugno '95 (cerchi vuoti) e del Novembre '94 (cerchi pieni).

Questo effetto è dovuto al fatto che l' angolo tra la traiettoria della particella e la linee isocrone della cella di deriva produce un allargamento della distribuzione dei tempi di arrivo sul filo dei cluster di carica creati lungo la traccia nel mezzo gassoso. Ci si può dunque attendere un effettivo degradarsi della risoluzione, che si manifesta in un valore di σ_{rel} pari a ~ 2 per $\beta = 40°$ e ~ 2.5 per $\beta = 45°$. Nella regione della cella più vicina al filo sensibile è riscontrabile un miglioramento generale della risoluzione che, produce un valore $\sigma_{rel} < 1$ per piccoli angoli ($\beta = 10°$ e $20°$), probabilmente dovuto ad un bilancio tra la crescita dell' altezza del segnale e l' allargamento della distribuzione dei tempi di arrivo, che risulta positivo per tali angoli. L' andamento generale indica un peggioramento di σ_{rel} muovendosi dall' anodo verso il catodo, come logico se si pensa che il numero di differenti linee isocrone che vengono attraversate è maggiore per tracce lontane dall' anodo, come illustrato, molto schematicamente, in Fig. 6.38.

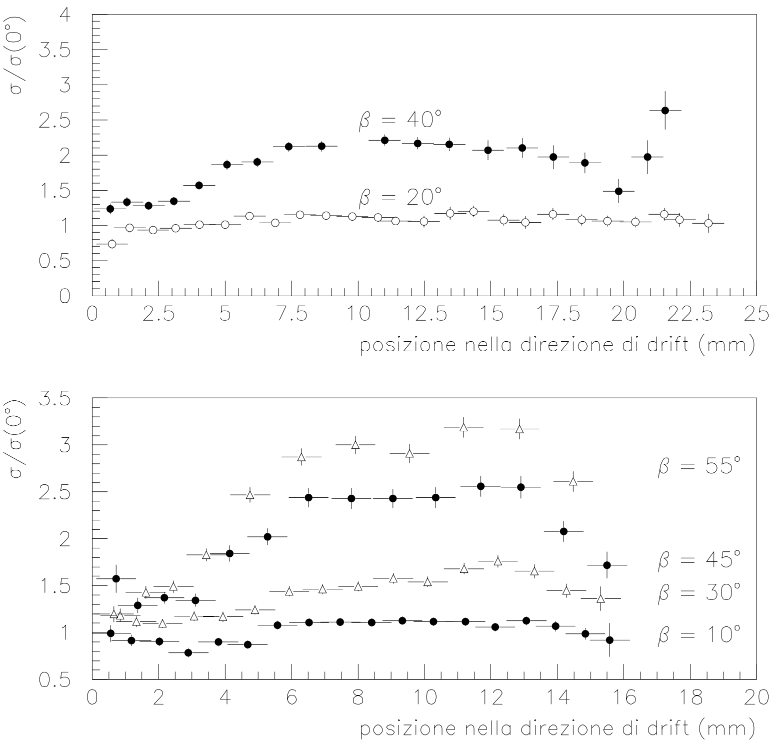

Figura 6.37: Andamento della risoluzione intrinseca per vari angoli di inclinazione della traccia: Il valore è rapportato al corrispondente per $\beta = 0°$.

(Si capisce un po' meno il fatto che questo peggioramento non risenta dell' angolo, ma si estenda su una regione di uguale larghezza per tutti i valori di β. Poiché si osserva anche un miglioramento di σ_{rel} in corrispondenza degli ultimi punti di ogni set, si potrebbe pensare ad una sorta di effetto di bordo, da cui resterebbero esclusi solo i punti centrali di ogni insieme).

6.12 Il Problema della Coordinata lungo il Filo

Un altro argomento che è stato approfondito con i dati del secondo test è la determinazione della coordinata lungo il filo. Per essa è stata costruita la distribuzione dei residui, ottenendo i valori riportati in tabella 6.9 che fa riferimento a dati analizzati senza imporre finestre temporali sugli spettri dei tempi di deriva delle camere esterne, per cui si ha una estensione del fascio lungo la direzione del filo che può valere, al massimo, 2.5 cm, cioè la dimensione delle celle di deriva delle camere piccole.

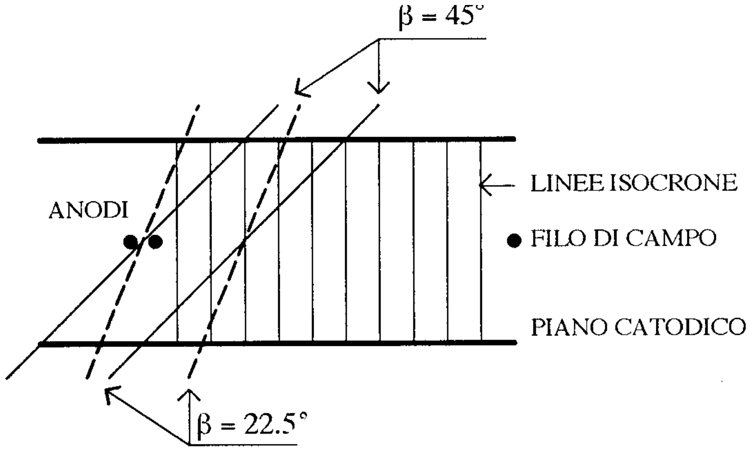

Figura 6.38: Effetto dell' inclinazione della traccia lungo la cella di deriva: al crescere della distanza dal filo anodico cresce il numero di isocrone attraversate.

Si può notare come la risoluzione, espressa come FWHM/2.36 della distribuzione dei residui sia pari allo $\sim$ 0.5% della lunghezza del filo a z=–4 cm (che, a causa dell' inversione di segno nella formula del residuo e di uno spostamento meccanico verticale delle camere esterne, corrisponde ad un valore geometrico del residuo di 2.75 cm) e cresca fino a $\sim$ 1% a z=–44 cm (residuo geometrico 42.75 cm).

Essa risulta all' incirca la metà di quella ottenuta con gli amplificatori normali per entrambe le posizioni, indicando ancora una volta che lo sviluppo e l' utilizzo del dispositivo differenziale è fortemente suggerito per rientrare nelle richieste dell' esperimento.

Di nuovo, si può osservare come per ottenere il valore atteso del residuo occorra introdurre una costante moltiplicativa, che per z=–4 cm vale in media 1.48, per z=–44 cm vale 1.34. Per meglio analizzare questo aspetto sono state fatte delle acquisizioni apposite, selezionando una porzione limitata di fascio tramite lo scintillatore S4, che ha una dimensione in z di 2 mm, e per questi dati sono state considerate direttamente le distribuzioni della coordinata z ricostruita col metodo di partizione di carica. Si è scelto, inoltre, di operare per lo più a z=–44 cm (coordinata geometrica), dove l'effetto è più visibile.

Prima di descrivere i risultati ottenuti con questa nuova configurazione, è opportuno introdurre alcune argomentazioni a proposito del metodo di partizione di carica e della sue limitazioni intrinseche. Facendo riferimento alla Fig. 6.39, in cui i simboli sono ovvî, si può vedere come le correnti i_1 ed i_2, che percorrono

Posizione	$\beta(^\circ)$	res$_{geom}(cm)$	$\overline{res}$ (cm)	σ_{res} (cm)	σ %
centro cella	0	2.75	2.01	0.60	0.5
centro cella	20	2.75	1.88	0.61	0.5
centro cella	40	2.75	1.79	0.61	0.5
doppino	0	2.75	2.05	0.50	0.4
doppino	20	2.75	1.70	0.54	0.5
doppino	40	2.75	2.05	0.43	0.4
filo di campo	0	2.75	1.91	0.55	0.5
filo di campo	20	2.75	1.84	0.44	0.4
filo di campo	40	2.75	1.84	0.55	0.5
centro cella	0	42.75	33.6	1.2	1.04
centro cella	40	42.75	32.4	1.2	1.04

Tabella 6.9: Valori medi e deviazioni standard delle distribuzioni dei residui nella direzione del filo per diversi angoli di incidenza e per diverse posizioni lungo la cella di deriva (K=65.3 cm).

i due rami opposti del circuito, carichino i condensatori di capacità C_1 e C_2 con quantità di carica Q_1 e Q_2, producendo una differenza di potenziale tra le armature dei condensatori data da:

$$V_1 = \frac{1}{C_1} \int i_1 \, dt \tag{6.35}$$

e

$$V_2 = \frac{1}{C_2} \int i_2 \, dt \tag{6.36}$$

Le forme dei segnali in corrente prodotti dalla ionizzazione di una particella per l' estremo più vicino alla valanga (i_2) e per quello più lontano (i_1), tipicamente appaiono come schematizzate in Fig. 6.40. Al tempo t^* la corrente i_2 si inverte e termina il processo di carica del condensatore C_2; la differenza di potenziale tra i punti A e B produce una corrente i_p che tende a riequilibrare la distribuzione delle cariche, trasferendo parte della carica da C_2 a C_1: così il segnale in corrente dopo t^* risulta dato dalla somma di due termini, i_1 e i_p. Se la lettura della carica raccolta viene fatta dopo t^*, la quantità lette risulteranno falsate :

$$Q'_1 = Q_1 + \int i_p \, dt \qquad Q'_2 = Q_2 - \int i_p \, dt \tag{6.37}$$

dove t = (tempo di lettura – t*), e tenderanno ad uniformarsi, producendo, per differenza, una coordinata compressa verso il centro del filo. Il tempo di lettura è dato dal segnale di abilitazione all' integrazione degli ADC (gate ADC). Normalmente questo è prodotto a sua volta dal segnale di trigger ed è largo

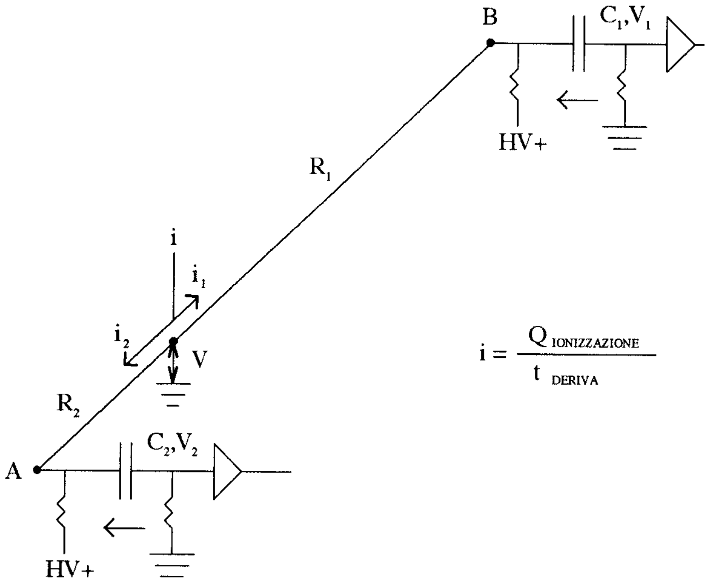

Figura 6.39: Schema del principio di partizione di carica. Vengono indicati anche i circuiti di disaccoppiamento del filo anodico dalla tensione di alimentazione, prima degli amplificatori.

a sufficienza per poter comprendere tutto lo spettro dei tempi di deriva, come indicato in Fig. 6.41. In tale situazione, per un evento con tempo di deriva pari a t_d, il condensatore C_2 è soggetto ad un processo di scarica (e C_1 di carica) che dura per un tempo T e la carica letta corrisponde a quella presente sui condensatori all' istante T_{STOP}. Tanto più lungo T, e in ultima analisi la durata del gate, tanto più ci si può aspettare che la coordinata z ricostruita risulti compressa verso lo zero.

Un problema di questo tipo non si presenterebbe se il filo anodico fosse a potenziale zero. Infatti, con HV+=0 e con condensatori C_1 e C_2 di capacità elevata, si limiterebbe la differenza di potenziale tra i punti A e B, evitando nel contempo problemi di rottura del filo in conseguenza del rilascio dell' energia immagazzinata nei condensatori, $W = \frac{1}{2}CV^2$, in presenza di scariche nella camera. Simulazioni del campo elettrico di deriva indicano, però, che in tal caso le linee di campo anziché chiudersi sul filo anodico raggiungerebbero il foglio di mylar esterno , posto a massa. D'altro canto non è possibile aumentare più di tanto le capacità di C_1 e C_2 lasciando il filo anodico a tensione, proprio per evitare rotture dei fili sensibili. Per evitare la compressione del valore della z ricostruita occorre, dunque, agire sul gate degli ADC. Questo può essere fatto in due modi differenti:

a) variando la durata del gate (T_{STOP} $-T_{START}$) fornito dal segnale di trigger;

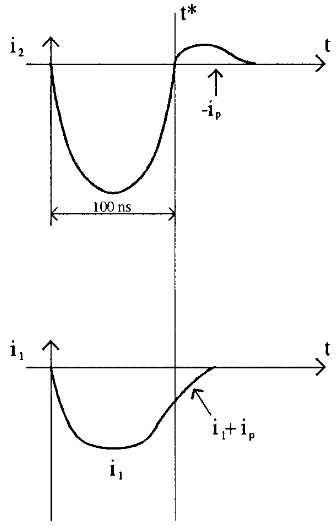

Figura 6.40: Rappresentazione schematica dei segnali letti ai due estremi del filo al passaggio di una particella ionizzante. Le correnti fanno riferimento alla simbologia della figura precedente.

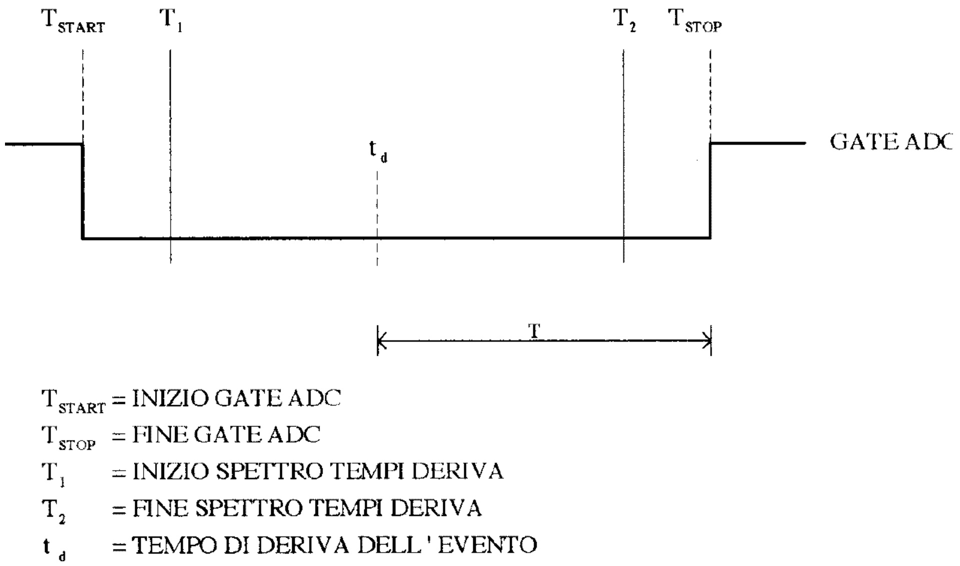

Figura 6.41: Schema della relazione temporale tra il segnale di gate agli ADC e i segnali fisici provenienti dalla camera.

b) fornendo un gate pilotato temporalmente dalla coincidenza tra il segnale di trigger e il segnale del filo, con durata variabile.

Le due situazioni sono schematizzate in Fig. 6.42. Seguendo il secondo metodo è possibile ridurre di molto la durata del gate dato che non si presenta più la necessità di tener conto dei tempi di deriva e si può, ragionevolmente, scendere fino a $\sim$ 100 ns di durata, che rappresentano il tempo tipico di sviluppo del segnale della camera (vedi Fig. 6.40).

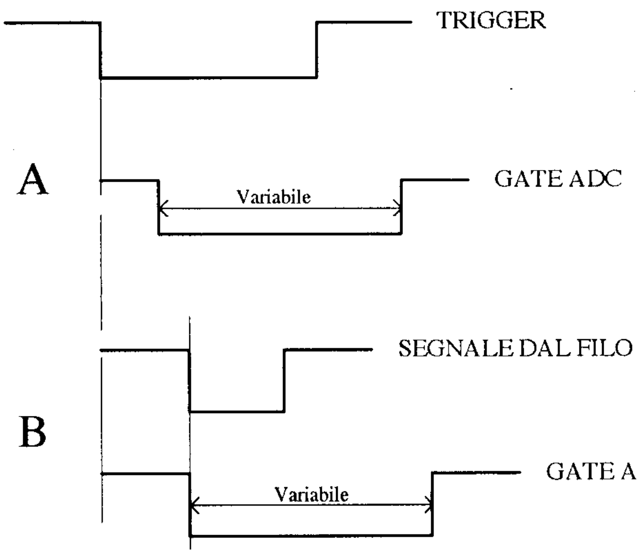

Figura 6.42: Rappresentazione delle due diverse logiche di costruzione del segnale di gate per gli ADC.

Nella tabella 6.10 sono riportati i risultati ottenuti operando nel modo a) per un valore geometrico di z pari a z=–44 cm. Si può osservare come al crescere

gate (ns)	$\bar{z}_{mis}$ (cm)	FWHM z (cm)	σ%	K = z geom. / z mis.
760	-37.2			1.18
1000	-35.6	4.6	1.7	1.24
1300	-34.1	3.2	1.2	1.29
1500	-33.4	3.9	1.4	1.32
2000	-33.3	3.4	1.3	1.32

Tabella 6.10: Valori misurati della coordinata lungo il filo per diverse durate del gate di integrazione degli ADC, fornito dal segnale di trigger, e per un valore geometrico di z pari a z=–44 cm. Sono riportate anche la risoluzione percentuale e il fattore correttivo calcolato per riportare la z misurata al suo valore geometrico.

della durata del gate si accentui l' effetto di spostamento del valore ricostruito verso lo zero. Il gate normalmente utilizzato ha durata 1500 ns. Se si considera il valore della z misurato in corrispondenza di intervalli successivi di tempi di deriva, si ottiene, sempre per un valore geometrico z=–44 cm, quanto riportato in tabella 6.11. Da essa appare evidente che il parametro fondamentale è la

Durata del gate	760 ns	1000 ns	1500 ns
tempo di deriva	$\bar{z}_{mis}$ (cm)	$\bar{z}_{mis}$ (cm)	$\bar{z}_{mis}$ (cm)
0–100 ns	-34.5	-33.7	-32.4
100–200 ns	-35.8	-34.1	-32.9
200–300 ns	-36.8	-34.9	-32.9
300–400 ns	-38.2	-35.4	-33.4
400–500 ns	-40.5	-36.9	-33.4
500–600 ns	-43.6	-37.5	-33.9
600–700 ns		-39.2	-34.5

Tabella 6.11: Valori misurati della coordinata lungo il filo per tre diversi gate di integrazione degli ADC, forniti dal segnale di trigger, e per tempi di deriva crescenti.

durata dell'intervallo di tempo T (cfr. Fig. 6.41) tra l'arrivo del segnale sul filo e la chiusura del gate di integrazione. I risultati migliori si hanno con gate corti, anche se in tal modo si rischia di non comprendere l' intero spettro temporale dei segnali.

Operando, invece, con il metodo b) si ottengono i risultati di tabella 6.12.

Risulta di nuovo evidente che per avere valori accurati è necessario utilizzare gate molto stretti, $\sim$ 100 ns. Con gate stretti si ottiene poi non solo un ottimo valore di z, ma anche una risoluzione sorprendente, che si mantiene intorno allo 0.5% anche all'estremo del filo. Il fattore correttivo K manifesta una chiara dipendenza dalla durata del gate, ma non dipende dal valore di z, come si può osservare considerando i valori ottenuti, per esempio, con gate di 200 ns e 300 ns: per le varie z geometriche essi sono concordi entro gli errori. Non è, tuttavia, da escludere un legame per gate di durata maggiore e/o per gate fornito dal segnale di trigger.

Operativamente, per risolvere il problema del valore della coordinata lungo il filo si può scegliere tra due opzioni: implementare un' elettronica particolare per riportarsi nelle condizioni del metodo b) (correzione hardware), oppure introdurre dei fattori correttivi nell' applicazione delle formule della partizione di carica. La prima opzione è più radicale e permette di avere delle risoluzioni molto buone, ma è senza dubbio più costosa e non esclude, comunque, la presenza di fattori correttivi del secondo ordine; la seconda opzione permetterebbe di utilizzare

z geom. (cm)	durata del gate (ns)	$\bar{z}_{mis}$ (cm)	σ%	K=z geom./z mis.
-44	200	-40.3±0.4	0.34	1.09±0.01
-44	250	-38.9±0.5	0.43	1.13±0.02
-44	300	-37.9±0.5	0.43	1.16±0.02
-44	500	-34.6±0.7	0.55	1.27±0.03
-44	700	-33.2±0.7	0.64	1.33±0.03
-44	900	-31.7±1.4	1.2	1.39±0.07
-44	1100	-30.9±1.3		1.42±0.10
-35	100	-35.4 ±0.6	0.55	0.99±0.02
-35	200	-33.3 ±0.5	0.42	1.05±0.02
-34	200	-31.6 ±0.4	0.33	1.08±0.01
-34	300	-29.7 ±0.4	0.37	1.14±0.02
-30	100	-30.9 ±0.6	0.41	0.97±0.02
-30	200	-28.2 ±0.5	0.37	1.06±0.02
-30	300	-27.1 ±0.6	0.48	1.11±0.03
-30	500	-25.1 ±0.5	0.44	1.20±0.03
-30	700	-24.7±0.5	0.48	1.21±0.03
-24	200	-22.4 ±0.3	0.22	1.07±0.01
-24	300	-21.0 ±0.4	0.33	1.14±0.02
-14	200	-13.2 ±0.3	0.30	1.06±0.03
-14	300	-12.2±0.4	0.37	1.15±0.05
-4	200	-4.0 ±0.3	0.28	1.00±0.15
-4	300	-3.6 ±0.4	0.31	1.11±0.22

Tabella 6.12: Valori misurati della coordinata lungo il filo per diversi gate di integrazione degli ADC, forniti dalla coincidenza temporale tra il segnale di trigger e il segnale proveniente dal filo, e per diverse coordinate geometriche.

l' elettronica standard, risolvendosi nell' utilizzo di strumenti software, e sarebbe perciò meno onerosa anche se bisogna verificare che permetta di mantenersi entro le risoluzioni richieste. Per via software si può ricavare il fattore correttivo moltiplicativo a due diversi livelli di approssimazione. Si può introdurre un fattore K$_{medio}$ che semplicemente riporta il valore misurato di z a quello geometrico, senza considerare i tempi di deriva: K$_{medio}$=(z geom.)/(z mis.) per dati acquisiti con un gate ADC normale, cioè fornito dal trigger, e con durata pari a quella operativa (1500 ns). Esso risulta dipendere dal valore di z geometrico, come visibile in Fig. 6.43 dove è riportata anche l' espressione della migliore interpolazione dei punti:

$$K_{medio}(z) \ = \ a \ + \ b \cdot z \ + \ c \cdot z^2 \tag{6.38}$$

con

$a = 1.23 \pm 0.16$
$b = (-\ 0.92 \pm 1.1) \cdot 10^{-2}$
$c = (0.24 \pm 0.18) \cdot 10^{-3}$

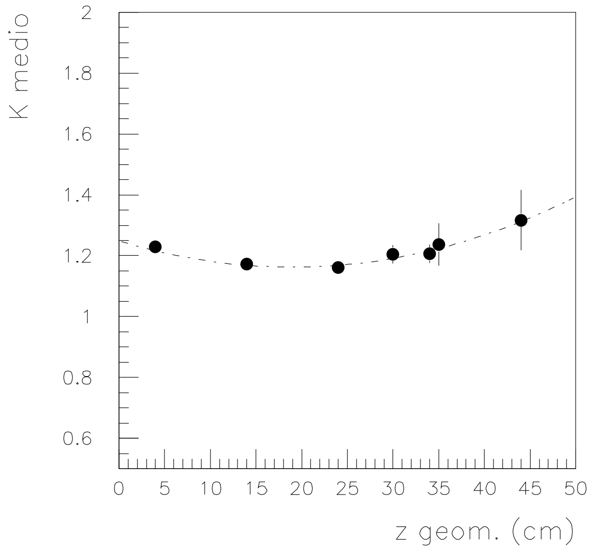

Figura 6.43: Fattore correttivo per la coordinata lungo il filo calcolato come rapporto tra il valore geometrico di z e quello misurato.

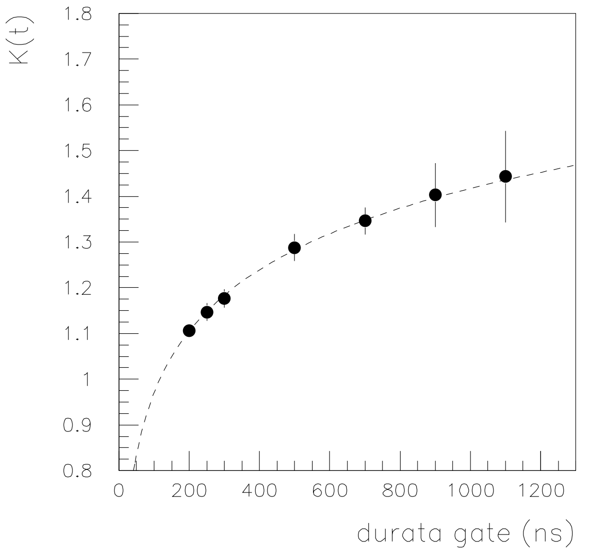

Figura 6.44: Fattore correttivo per la coordinata lungo il filo calcolato valutando il tempo di scarica dei condensatori connessi alle due estremità del filo.

da cui si ricava, per z geometrico z=–44 cm K_{medio} = 1.290 e per z geometrico z=–4 cm K_{medio} = 1.197.

Si può, invece, introdurre un fattore che dipenda dal tempo di scarica dei condensatori: K(t). In un primo tempo K(t) è stato ricavato, per z=–44 cm, da un fit ai punti di tabella 6.12, riportato in Fig. 6.44. Come evidente, il miglior fit è quello di tipo logaritmico:

$$K(t) \; = \; a \; + \; b \; log(t) \tag{6.39}$$

con
$a = 0.06 \pm 0.10$
$b = 0.193 \pm 0.018$.
Qui t indica la durata del gate pilotato dal segnale del filo e la relazione con il tempo di scarica può essere espressa, facendo riferimento alla Fig. 6.41, come:

$$t \; = \; \text{durata effettiva gate} \; = \; T \; = \; (T_{STOP} - T_{START}) \; - \; T_1 \; - \; t_d \tag{6.40}$$

In Fig. 6.45 si può vedere l' effetto dell' applicazione di K_{medio} e di K(t) ai dati di un run per il quale la z geometrica vale z=–44 cm, selezionando una sezione di fascio con lunghezza in z di 5 mm: il valore medio misurato passa da –32.45±0.96 cm senza applicare correzioni, a –42.56±1.25 cm (risoluzione ∼ 1.09% lunghezza del filo) inserendo K_{medio}, a –45.22±1.24 cm (∼ 1.08% lunghezza del filo) inserendo K(t). In tabella 6.13 sono riportati i valori di z per intervalli successivi di tempo di deriva, ottenuti con K_{medio} e con K(t) per lo stesso set di dati. Come è ovvio, i valori ottenuti con K_{medio} hanno un errore sistematico maggiore, mentre le risoluzioni sono confrontabili.

tempo di deriva (ns)	$\bar{z}$ con K(t) (cm)	$\bar{z}$ con K2(t) (cm)	$\bar{z}$ con K_{medio} (cm)
0–100	-46.58±1.42	-43.96±1.39	-41.88±1.27
100–200	-46.26±1.24	-43.79±1.04	-42.03±1.14
200–300	-46.14±1.06	-43.46±0.94	-42.43±0.94
300–400	-45.97±1.09	-43.41±1.02	-42.86±1.03
400–500	-45.88±1.12	-43.42±0.99	-43.46±1.10
500–600	-45.54±1.25	-43.34±1.13	-43.91±1.20
600–700	-45.15±1.39	-43.23±1.18	-44.36±1.39
700–800	-45.02±1.51	-43.97±3.00	-45.15±1.52

Tabella 6.13: Valori della coordinata lungo il filo ottenuti per tempi di deriva crescenti, inserendo i fattori correttivi K(t) K2(t) e K_{medio} per una z=–44 cm e un gate di integrazione di 1500 ns.

Il fattore K(t) è poi stato desunto come fit lineare ai punti del plot bidimensionale di K=(z geom.)/(z mis.) in funzione del tempo di deriva per un run acquisito a z=–44 cm con gate ADC normale e sezione di fascio estesa 5 mm in z, Fig. 6.46: si è ricavato:

$$K2(t) \;=\; 1.36 \;-\; 1.143 \cdot 10^{-4}\; t \tag{6.41}$$

dove t è ora direttamente il tempo di deriva misurato. Con questa correzione si ottiene, sempre per lo stesso set di dati, $\bar{z} \;=\; -43.44 \pm 1.11$ cm (0.97% lunghezza del filo). In tabella 6.14 è presentato un confronto dei valori di K(t) ottenuti nei due metodi, mentre l' effetto di K2(t) per diversi tempi di deriva è riportato nella terza colonna della tabella 6.13. L' accordo tra le due correzioni aumenta al

Tempo di deriva (ns)	K(t)	K2(t)
100	1.452	1.384
200	1.436	1.369
300	1.417	1.353
400	1.397	1.337
500	1.374	1.322
600	1.348	1.306
700	1.318	1.290
800	1.283	1.277

Tabella 6.14: Confronto tra i valori dei fattori correttivi K(t) e K2(t) per valori crescenti del tempo di deriva.

crescere del tempo di deriva. La seconda correzione fornisce valori meno fluttuanti e sembra, perciò migliore, anche se di fatto costituisce una autocalibrazione dei dati.

Alcune misure di z sono state fatte per uno spostamento di 4 cm dal punto medio del filo, con gate ADC dato dal trigger e senza lo scintillatore S4 in coincidenza. I risultati ottenuti vengono riportati nella tabella 6.15, in cui si da' una sorta di compendio delle misure e delle correzioni. Si può vedere

	$\bar{z}$ (cm) per z geom =–4cm	$\bar{z}$ (cm) per z geom =–44cm
no corr.	–2.68±0.51	–32.45±0.96
K_{medio}	–3.25±0.62 (0.5%)	–42.56±1.25 (1.09%)
K(t)	–3.75±0.68 (0.6%)	–45.22±1.24 (1.08%)
K2(t)		–43.44±1.11 (0.91%)

Tabella 6.15: Compendio dei valori misurati e corretti della coordinata lungo il filo per z geometrica z=–4 cm e z=–44 cm.

come l'introduzione di un fattore correttivo comporti un peggioramento della risoluzione (ed una diminuzione dell' errore sistematico) , ma questa si mantiene sempre entro 1% su uno scostamento di 44 cm (metà filo =57.5 cm). Indubbiamente le risoluzioni ottenute con la correzione hardware sono migliori, ma anche il metodo software pare sufficiente. Bisogna notare che i fattori di correzione calcolati dipendono fortemente dalla calibrazione dell' apparato (taratura TDC, ADC, amplificazione) e, in particolare, dalla calibrazione relativa degli amplificatori che agiscono sui segnali dei due estremi di uno stesso filo. Volendo operare per via software sarà necessario effettuare delle calibrazioni molto precise, con segnali di particelle fisiche, e non di impulsatore, e ripetere l' operazione nel tempo per compensare le derive temporali e termiche dei componenti dei circuiti, ma soprattutto dei piedestalli degli ADC quando si applichino gate maggiori di 1 μs. Altri algoritmi di correzione della z si possono ricavare correggendo le singole cariche lette agli estremi, ma attualmente non sono ancora stati implementati.

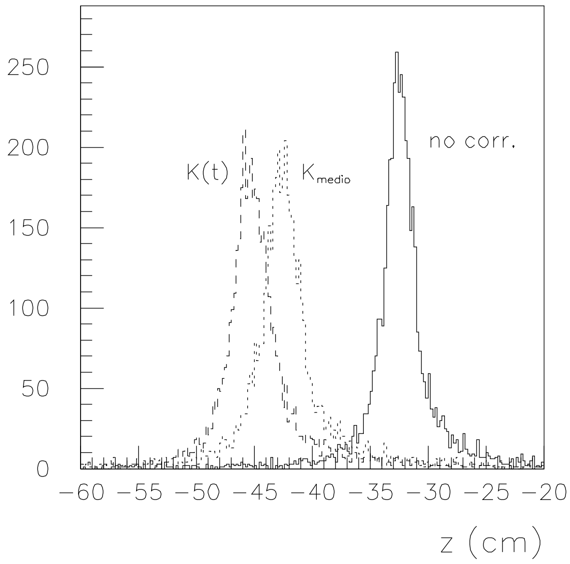

Figura 6.45: Effetto dell' applicazione di K_{medio} e di K(t) ai dati di un run per il quale la z geometrica vale z=–44 cm, selezionando una sezione di fascio con dimensione in z di 5 mm.

In ogni caso, pare opportuno scegliere di operare con gli amplificatori differenziali piuttosto che con quelli normali. Per avere un confronto diretto delle prestazioni dei due tipi di amplificatori, sono state fatte, nel Giugno 1995, alcune acquisizioni con i vecchi dispositivi, per confrontare efficienze e risoluzioni intrinseche: in Fig. 6.47 e 6.48 sono riportati i rapporti tra le risoluzioni intrinseche e le efficienze dei vecchi amplificatori rispetto ai differenziali, per due diversi angoli di incidenza del fascio e in alcuni punti lungo la cella di deriva. L'indicazione che si ricava è che la tecnologia differenziale non introduce perdite in termini di risoluzione intrinseca e di efficienza, mentre migliora la risoluzione nella coordinata lungo il filo. Essa verrà pertanto impiegata nell' esperimento.

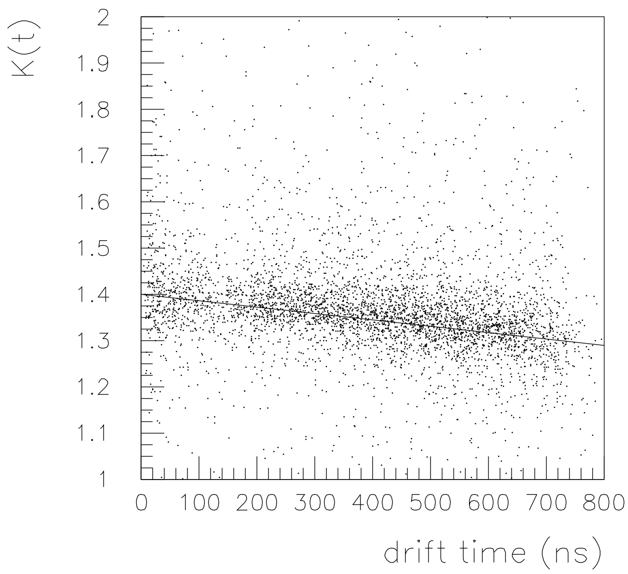

Figura 6.46: Schematizzazione del secondo metodo impiegato per ricavare il fattore correttivo K(t). Il plot rappresenta K=(z geom.)/(z mis.) in funzione del tempo di deriva per un run acquisito a z=–44 cm con gate ADC normale e sezione di fascio estesa 5 mm in z

Per completezza riportiamo di seguito alcune caratteristiche del segnale del prototipo di camera a deriva e degli amplificatori differenziali ad essa connessi per poter aggiungere alcuni commenti a proposito del problema della scarica dei condensatori e della risoluzione sulla coordinata z.

L' amplificazione in carica dei dispositivi differenziali è stata misurata inviando un segnale di test ad uno solo dei due ingressi dell' amplificatore e rapportando il valore, letto mediante i convertitori analogico–digitali, con quello, noto, del segnale inviato. Si ottiene così:

$$A_q \;=\; \frac{83.2pC}{0.365pC} \;\sim\; 228 \tag{6.42}$$

per il singolo canale, che corrisponde a:

$$A_q \;=\; 228 \cdot 1.75 \;\sim 400 \tag{6.43}$$

per segnali fisici, dove sul secondo ingresso dell' amplificatore si ha un segnale indotto positivo pari a circa 80% di quello vero (il fattore 1.75 invece di 1.8 viene introdotto per avere una stima più cauta del potere di amplificazione).

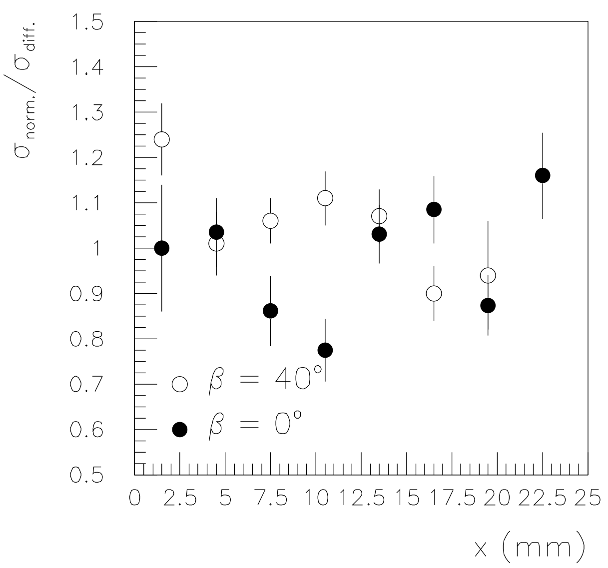

Figura 6.47: Confronto tra l' efficienza misurata lungo la cella con gli amplificatori tradizionali e quella ottenuta con i differenziali.

Il rumore dovuto all' accoppiamento tra il filo e l' amplificatore viene misurato dalla FWHM della distribuzione del segnale in carica, fornito dagli ADC inviando l' impulso di test, o dalla deviazione standard se si esegue un fit gaussiano sui dati. L' allargamento misurato è in realtà prodotto dal rumore presente su entrambi gli ingressi del dispositivo differenziale, anche se l' impulso viene applicato ad uno solo. Con il prototipo si è ottenuta una deviazione standard:

$$\sigma_{ADC} \; = \; 1.5 \; pC \tag{6.44}$$

a livello degli ADC, che corrisponde a

$$\sigma_q \; = \; 6.6 \; fC \tag{6.45}$$

sul filo, tenendo presente l' amplificazione in carica.

Per ricavare la carica fornita dalla camera al passaggio di una particella ionizzante al minimo di ionizzazione, quali i π^- del fascio di test, si è considerato il massimo delle distribuzioni degli ADC connessi ai due estremi di un filo in una situazione in cui il fascio incide a metà lunghezza: la somma dei due valori fornisce la carica totale prodotta lungo la traccia e, sempre tenendo conto dell' amplificazione in carica, si ottiene:

$$q \; = \sim 800 \; fC \tag{6.46}$$

raccolti sul filo. Sapendo che, in media, in 6 mm di miscela He–iC_4H_{10}(70–30) una particella al minimo di ionizzazione produce circa 38.6 coppie ([44]), ovvero circa $6 \cdot 10^{-18}$ C, si ricava che la moltiplicazione della camera è:

$$A_{valanga} \;=\sim\; \frac{8 \cdot 10^{-13}\ C}{6 \cdot 10^{-18}\ C} \;\sim\; 1.3 \cdot 10^{5} \tag{6.47}$$

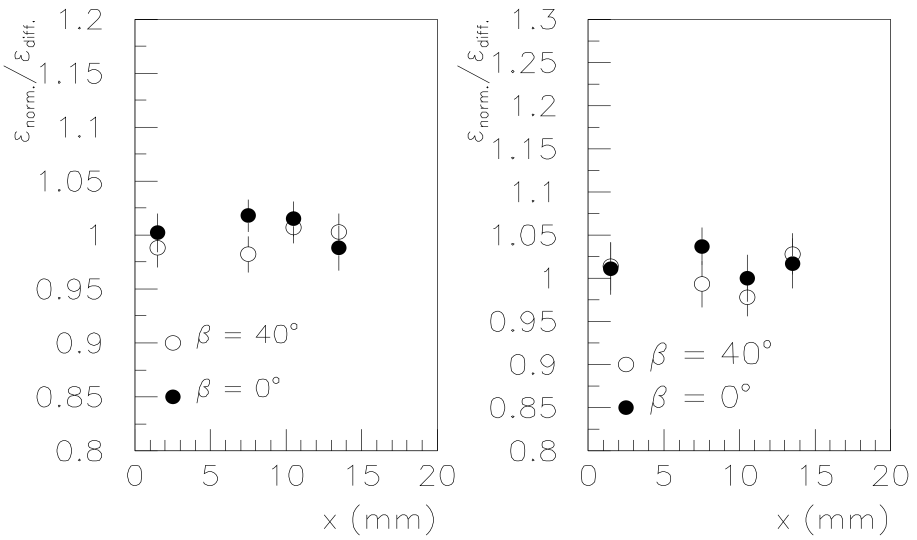

Figura 6.48: Confronto tra la risoluzione intrinseca misurata lungo la cella con gli amplificatori tradizionali e quella ottenuta con i differenziali.

Si è poi valutata l' indeterminazione sulla coordinata lungo il filo prodotta dal rumore presente all' ingresso degli amplificatori. Per avere una stima di immediata applicazione, sono stati utilizzati valori caratteristici del prototipo: si è supposto di avere un filo con lunghezza sensibile di 115 cm ed una carica raccolta ad ogni estremo (ADC), con fascio che incide a centro filo, pari a circa 160 pC: essa, spostandosi verso un estremo, diminuisce per il capo da cui ci si allontana (capo 2), fino ad annullarsi quando il fascio si trova in corrispondenza dell' estremo opposto, mentre per l' altro capo (capo 1) aumenta in modo analogo, secondo la legge:

$$q_1 \;=\; (160 \;+\; \frac{160\ z}{57.5})\ pC \tag{6.48}$$

$$q_2 \;=\; (160 \;-\; \frac{160\ z}{57.5})\ pC \tag{6.49}$$

L' errore sulla coordinata z ricostruita:

$$z \;=\; K\ \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} \tag{6.50}$$

è stato ricavato propagando l' errore sulla carica letta, dato dal valore del rumore: $\sigma_q = 1.5$ pC, ed espresso come percentuale della lunghezza del filo:

$$\sigma_{z\%} = \frac{K\ \sigma_q\ \sqrt{q_1^2 + q_2^2}}{57.5\ (q_1 + q_2)^2} \tag{6.51}$$

l' andamento dell' errore percentuale in funzione della coordinata lungo il filo è riportato in Fig. 6.49. Nella figura sono anche riportati i valori ottenuti, operando con lo scintillatore S4 inserito, sia con gate lungo 1500 ns, fornito dal trigger (cerchi vuoti) che con gate lungo 200 ns fornito dalla coincidenza con il segnale della camera (cerchi pieni). Si può osservare che i punti relativi al gate breve mostrano un accordo con la previsione fornita dal calcolo migliore rispetto ai punti relativi al gate di durata 1500 ns, anche se suggeriscono una traslazione della curva calcolata di un valore stimabile in circa -0.07. I punti relativi al gate di durata 1500 ns, invece, sono meno compatibili con la previsione e sembrerebbero indicare una dipendenza di $\sigma_{z\%}$ da z di tipo parabolico.

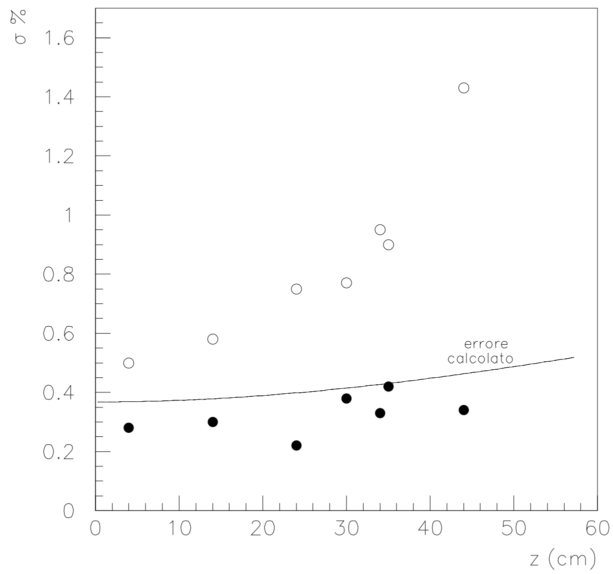

Figura 6.49: Andamento dell' errore percentuale sulla coordinata z in funzione della posizione lungo il filo (curva continua). Sono anche riportati i valori ottenuti con gate lungo 1500 ns, fornito dal trigger, e scintillatore S4 inserito (cerchi vuoti) e con gate lungo 200 ns fornito dalla coincidenza con il segnale della camera (cerchi pieni).

Il migliore accordo presentato dai dati con gate breve sembra suggerire che la causa maggiore di errore sulla coordinata lungo il filo non sia il rumore dovuto all' accoppiamento filo–amplificatore, bensì il processo di scarica dei condensatori di disaccoppiamento dalla tensione di alimentazione di cui si è già parlato in precedenza. In tabella 6.16 vengono indicati i valori di risoluzione percentuale attesi e misurati con i due diversi gate di integrazione, nonchè il contributo all' errore attribuito al processo di scarica:

$$\sigma_{scarica} = \sqrt{\sigma^2_{1500} - \sigma^2_{calc}} \tag{6.52}$$

Si può notare che l' errore che si fa risalire alla scarica dei condensatore connesso all' estremo più vicino alla valanga cresce con z, come giustificato se si pensa che l' errore sulla carica letta su quell' estremo è tanto più evidente quanto più grande è l' escursione rispetto al punto medio del filo.

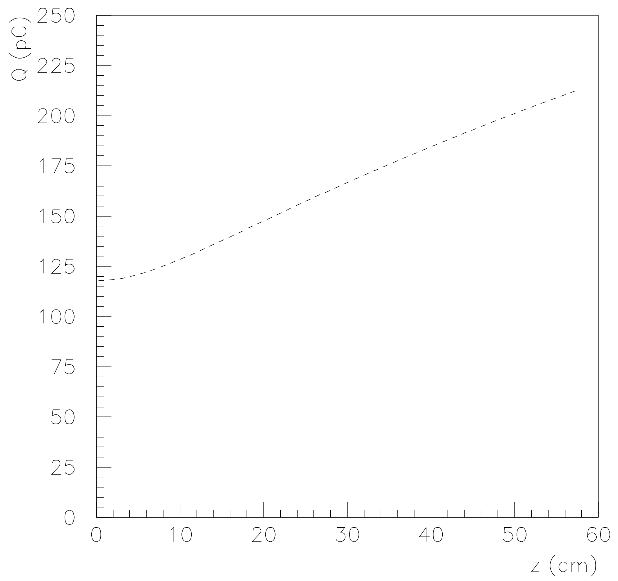

Figura 6.50: Valore minimo della carica totale raccolta sul filo per avere una risoluzione percentuale in z di 1% in funzione della coordinata lungo il filo.

Infine, si è voluto calcolare qual è il valore minimo di carica totale che si deve raccogliere agli estremi del filo per avere una risoluzione pari a 1% in z. Questo è mostrato in Fig. 6.50. Si può vedere che il valore massimo richiesto è circa 200 pC per una z di 57.7 cm, ben al di sotto dei 320 pC effettivamente raccolti dalla camera. Questo fatto permette di concludere che, se il problema legato al condensatore venisse risolto per via hardware, si potrebbe anche abbassare leggermente la tensione anodica della camera (sempre che questo non pregiudichi le prestazioni di efficienza e risoluzione nella direzione di deriva) ed avere lo stesso un ottima risoluzione in z, assicurando al contempo una vita più lunga al rivelatore.

z (cm)	σ% calc	σ% 200 ns	σ% 1500 ns	σ% scarica
4	0.37	0.28	0.50	0.34
14	0.38	0.30	0.58	0.44
24	0.40	0.22	0.75	0.63
30	0.41	0.38	0.77	0.65
34	0.43	0.33	0.95	0.85
35	0.43	0.42	0.90	0.79
44	0.46	0.34	1.43	1.35

Tabella 6.16: Risoluzione percentuale sulla coordinata lungo il filo per vari valori di z: sono riportati il valore calcolato propagando l' errore sulla carica letta, dovuto al rumore all' ingresso degli amplificatori, il valore misurato, con S4 inserito e con un gate di integrazione, fornito dalla coincidenza con il segnale della camera, lungo 200 ns, quello misurato con un gate di integrazione, fornito dal segnale di trigger, lungo 1500 ns e il valore attribuito al processo di scarica dei condensatori agli estremi del filo.

6.13 Misura dell' Angolo di Lorentz

Come è stato spiegato nel paragrafo 5.3, la compensazione dell' angolo di Lorentz presente quando una camera lavora in campo magnetico, verrà effettuata, per le camere a deriva di FINUDA, mediante uno shift opportuno dei potenziali applicati ai fili dei piani catodici. Il valore di questo shift non può che essere un multiplo intero della spaziatura dei fili catodici e pertanto potrebbe adattarsi non perfettamente allo spostamento realmente necessario. Il valore dell' angolo di Lorentz è stato calcolato con il programma GARFIELD e risulta essere $\theta_{Lor} \simeq 17°$, ben compensabile con uno shift di 1 mm applicato ad ambo i piani di fili catodici. Per confermare i risultati dei calcoli, l' angolo di Lorentz è stato misurato per la miscela He–iC_4H_{10} (70–30) utilizzando una camera apposita, schematizzata in Fig. 6.51: si tratta di una camera di piccole dimensioni, con una sola cella di deriva, collocata all' interno di un dipolo, che fornisce un campo magnetico $\vec{B}$ uniforme. Una sorgente di ^{55}Fe è stata posta su un supporto mobile che può essere spostato con elevata precisione perpendicolarmente alla direzione di deriva. In questo modo viene introdotto nel volume di deriva un fascio di fotoni da 5.9 KeV che viene rivelato alla fine della regione di deriva da un contatore proporzionale con un filo singolo. Un filtro metallico, con fenditure di 1 mm perpendicolari all' anodo, separa le regioni di deriva e di amplificazione della camera, permettendo che gli elettroni di ionizzazione giungano nella zona di amplificazione solo quando si muovono in direzione perpendicolare all' anodo. In presenza di campo magnetico questo avverrà solo quando la direzione del moto forma un certo angolo, l' angolo di Lorentz, rispetto al filo di sense. In questo modo, una misura accurata della distanza di deriva (x) e dello spostamento della sorgente in campo magnetico (y) fornisce una buona misura dell' angolo. Sperimentalmente, si è fatto assumere al campo elettrico di deriva una serie di valori noti e, per ogni caso, si è variato il campo magnetico fino a riuscire a vedere attraverso la fenditura spostata lo stesso segnale osservato attraverso la fenditura perpendicolare all' anodo in assenza di $\vec{B}$. I valori di $\vec{B}$ così ottenuti sono poi stati confrontati con le previsioni dei calcoli. I risultati sono elencati in tabella 6.17. I calcoli paiono essere in buon accordo con le misure, entro il 2%.

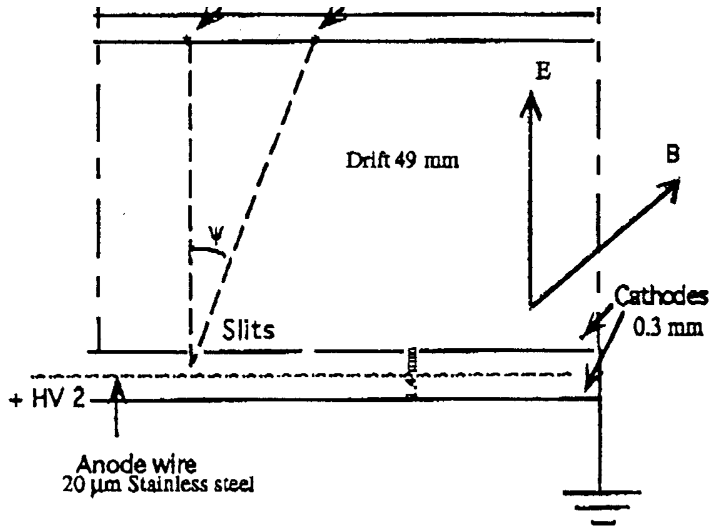

Figura 6.51: Schema della camera a deriva utilizzata per la misura dell' angolo di Lorentz.

$\vec{E}$ di deriva (V/cm)	$\vec{B}$ mis. (T)	$\vec{B}$ teor. (T)	errore (%)
721	0.7878	0.7750	1.60
1010	0.8954	0.9095	1.59
1202	0.9453	0.9259	2.10
1442	1.073	1.059	1.32

Tabella 6.17: Confronto tra i valori misurati e calcolati del campo magnetico che è necessario applicare, per un dato campo elettrico, per avere un segnale dalla camera di Fig.6.51.

Capitolo 7

Simulazione dell' Apparato Sperimentale FINUDA.

7.1 Il Programma Monte Carlo.

Un programma di simulazione costituisce un mezzo veramente potente per la progettazione e la caratterizzazione di un apparato sperimentale. Con esso è possibile, per esempio, definire la struttura dell' insieme dei rivelatori sulla base delle richieste poste dalla Fisica che si vuole studiare, verificare la funzionalità dell' apparato, così determinato, in termini di accettanza e capacità di selezione degli eventi ed altro ancora.

La simulazione dell' apparato sperimentale di FINUDA è stata fatta utilizzando GEANT3, il pacchetto di simulazione messo a disposizione dal CERN [64]. Nella fase iniziale di progettazione la simulazione Monte Carlo è stata soprattutto finalizzata alla valutazione ed ottimizzazione dell' accettanza e della risoluzione dello spettrometro, dell' efficienza del trigger e della capacità di selezione degli eventi dal fondo. I riferimenti alla simulazione inseriti nei capitoli precedenti riguardano sostanzialmente i primi due punti e trovano un inquadramento più completo nel paragrafo 7.2. Inoltre, gli eventi, simulati come insiemi di segnali che le particelle producono attraversando i volumi sensibili dei rivelatori, sono stati anche utilizzati come dati grezzi su cui far agire la prima versione dei programmi di ricostruzione e riconoscimento degli eventi (pattern recognition).

Nel programma è stata introdotta la struttura dello spettrometro modellando tutti i volumi significativi dell' apparato, la struttura e le parti sensibili dei rivelatori nonché i supporti meccanici che le particelle possono incontrare sulla loro traiettoria, con un opportuno livello di risoluzione: le parti sensibili sono state riprodotte con maggiore dettaglio, mentre le parti meccaniche sono state introdotte in modo schematico quando risultano significative per l' accettanza e la trasparenza dell' apparato alle varie particelle.

La cinematica della reazione $e^+e^- \rightarrow \phi$ e del decadimento della ϕ in vari canali è stata simulata utilizzando il codice GEANFI [65], mentre la cinematica della formazione e del decadimento dell' Ipernucleo è stata simulata mediante un codice apposito, nel quale si tiene conto della non perfetta monocromaticità dei Kaoni dovuta alla incertezza sulla massa della ϕ ($\Gamma_\phi \sim 4$ MeV). Le particelle, prodotte dal decadimento della ϕ e da successive interazioni, vengono seguite nel loro moto entro il rivelatore tenendo conto di tutti i processi a cui possono andare soggette a seconda della loro natura e del loro impulso: perdita di energia nei materiali secondo distribuzioni di Vavilov e Landau, scattering multiplo nei mezzi, decadimenti, interazioni elettromagnetiche e creazioni di sciami.

7.2 Progettazione dell' Apparato.

Durante la progettazione dell' apparato si è fatto largo uso di programmi di simulazione. Innanzi tutto, si è portato avanti uno studio di fattibilità, inteso a verificare la possibilità di realizzare uno spettrometro in grado di assicurare la risoluzione in impulso voluta. In questa fase iniziale l' apparato è stato descritto in modo piuttosto schematico, attribuendo alle sue componenti sensibili delle prestazioni, in termini di risoluzione, stimate sulla base di estrapolazioni delle attuali tecniche di rivelazione. Contestualmente si è definito il numero di rivelatori costituenti il tracciatore in modo da realizzare, come già accennato nel capitolo 3, un compromesso tra la necessità di limitare la quantità di materiale sul percorso delle particelle e l' esigenza di avere un numero di punti misurati tale da garantire un accettabile livello di efficienza nel riconoscimento delle traiettorie [66].

Il programma di simulazione è stato poi utilizzato per definire i tipi di rivelatori più adatti per realizzare l' apparato dalle caratteristiche volute. A questo punto le componenti sensibili sono state sostituite da rivelatori reali, il cui comportamento e le cui strutture sono state descritte con un notevole dettaglio. Sono state prese in considerazione diverse soluzioni alternative e la scelta relativa a ciascuna parte dell' apparato è il risultato di una serie di prove comparative. Per il tracciatore si è così deciso di impiegare una soluzione composita piuttosto di un unico rivelatore (camera a deriva cilindrica o TPC [67]). Inoltre, anche la posizione relativa dei quattro componenti del tracciatore è stata definita sulla base della simulazione: la equispaziatura in senso radiale rappresenta la configurazione che permette di ottenere i migliori risultati in risoluzione sull' impulso e riconoscimento delle tracce nell' apparato. Lo studio al calcolatore ha poi permesso di massimizzare l' accettanza dello spettrometro, consentendo di definire un angolo relativo tra i due strati di camere a deriva e minimizzando la probabilità che le traiettorie dei pioni, che abbiamo dato segnale nel primo strato, siano alterate dai supporti meccanici del secondo.

Anche la struttura della regione centrale dell' apparato è stata modellata grazie al programma di simulazione. In particolare lo spessore e la distanza radiale degli elementi dal bersaglio sono stati studiati in modo tale da arrestare la maggior parte dei mesoni K in prossimità della superficie esterna di questo. Così i pioni emessi in seguito alla formazione degli Ipernuclei non perdono troppa energia prima di entrare nel volume di tracciamento. È anche stato sviluppato un algoritmo per valutare il punto di arresto dei K all' interno del bersaglio: esso verrà descritto più diffusamente nel seguito. Nel Capitolo 3 è già stato illustrato il metodo con cui verrà misurata la vita media degli Ipernuclei : anche in questo caso la simulazione è stata impiegata per valutare la fattibilità di tale metodo, determinando il minimo valore misurabile in funzione della risoluzione temporale ottenibile con il TOFINO [68].

La simulazione è poi stata utilizzata per effettuare una caratterizzazione precisa dell' apparato come strutturato dopo la fase di progettazione.

7.3 Caratterizzazione dell' Apparato.

Le prestazioni dei rivelatori inserite nella simulazione più avanzata, in termini di risoluzione temporale e spaziale, sono state misurate durante test su prototipi o assunte come estrapolazione ragionevole dei valori raggiungibili con la tecnologia attuale. Le funzioni di risoluzione sono state introdotte sotto forma di un allargamento degli "hit" che una particella produce nelle regioni sensibili dello apparato. In particolare:

- TOFINO: si è assunta una risoluzione temporale di 0.5 ns FWHM, mentre la risoluzione sull' ampiezza del segnale viene valutata partendo da una produzione stimata di 50 fotoelettroni per particelle al minimo di ionizzazione (pioni) e di 200 fotoelettroni per i Kaoni di 16.1 MeV;

- ISIM e OSIM: si assume una risoluzione spaziale di 50 μm (deviazione standard) lungo ambo gli assi delle microstrip ed una risoluzione sulla perdita di energia $\Delta E/\Delta X$ dei Kaoni pari al 20%;

- Camere a Deriva: si assume una risoluzione spaziale di 100 μm (deviazione standard) nel piano (ρ, ϕ) e una risoluzione pari a 1% della lunghezza del filo (deviazione standard) nella determinazione della coordinata lungo l' asse z per mezzo della tecnica di partizione di carica;

- TOFONE: si assume una risoluzione temporale di 0.5 ns FWHM e una risoluzione spaziale di 5 cm FWHM nella direzione lungo la sbarra di scintillatore;

- Tubi a Straw: si assume una risoluzione spaziale di 100 μm (deviazione standard) nella direzione di deriva, che è quella radiale rispetto al filo. Non si prevede di misurare la coordinata lungo il filo per mezzo della divisione di carica, poiché questa tecnica non fornisce la risoluzione spaziale richiesta. Infatti, per ottenere la risoluzione in impulso voluta, almeno due coordinate lungo l' asse z (OSIM e Tubi a Straw) devono essere misurate con risoluzione molto elevata: OSIM, come visto, fornisce una $\sigma \simeq 50\ \mu$m mentre per i tubi è richiesta una risoluzione dell' ordine del mm. La coordinata z del punto di impatto della particella sarà determinata facendo un fit della traiettoria attraverso i tre piani di tubi a straw. Uno di questi piani è parallelo all' asse z e contribuisce a detreminare la traiettoria della particella nel piano (ρ, ϕ), gli altri due sono ruotati di $\sim \pm 13°$ rispetto allo asse z e determinano la coordinata longitudinale del cammino della particella. La risoluzione ottenibile con questo metodo è stata valutata per mezzo di simulazioni e risulta essere dell' ordine di 500 μm.

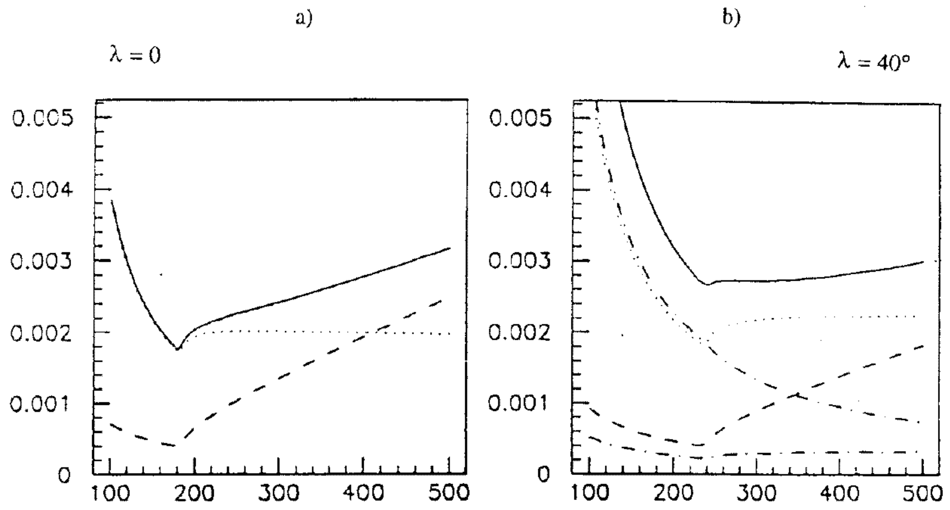

Figura 7.1: Confronto dei termini che contribuiscono alla risoluzione dello spettrometro in funzione dell' impulso: la linea continua rappresenta la risoluzione totale, la linea punteggiata il contributo dello scattering multiplo e la linea tratteggiata il contributo del fit elicoidale della traiettoria.

La risoluzione in impulso dello spettrometro può essere valutata sulla base delle (3.11), (3.12), (3.15), (3.16), utilizzando i valori sopra elencati, una stima della lunghezza di radiazione dei diversi materiali lungo la traccia della particella, una lunghezza media di traccia opportuna e un campo magnetico omogeneo di 1.1 T. Avendo ridotto il più possibile la quantità di materia entro il tracciatore (gas e pareti delle camere soprattutto) la lunghezza di radiazione dell' intero volume di tracciamento è circa 170000 cm, contro i circa 540000 cm dell' Elio puro e i circa 30400 cm dell' aria. In Fig.7.1 a) e b) è riportata la risoluzione relativa

$\Delta p/p$ FWHM per pioni in funzione dell' impulso del pione e per due diversi angoli polari ($90°$ *e* $50°$), come ottenuta dalle (3.11), (3.12), (3.15), (3.16). In entrambi i casi la linea continua rappresenta la risoluzione totale, la linea punteggiata il contributo dello scattering multiplo e la linea tratteggiata il contributo del fit elicoidale della traiettoria. I due contributi sono sommati quadraticamente. Le linee tratto–punto in Fig.7.1 b) rappresentano gli stessi contributi per il fit rettilineo nel piano (z, s), dove s è il cammino percorso lungo la traiettoria. Si può vedere che per pioni di 270 MeV/c la risoluzione di progetto 0.2–0.3% FWHM è raggiungibile con la attuale configurazione dell' apparato. Inoltre, si osserva che essa è dominata dall' effetto distorcente dello scattering multiplo e non dalle incertezze del fit alla traiettoria. Pertanto, la risoluzione in impulso dell' apparato non dovrebbe risentire sensibilmente di eventuali peggioramenti delle risoluzioni spaziali dei rivelatori. Le predizioni delle formule sono state verificate simulando con il programma Monte Carlo popolazioni di tracce di pioni e protoni monocromatici che partono dalla superficie esterna del bersaglio secondo una distribuzione isotropa. I punti di impatto delle tracce sui differenti rivelatori sono stati allargati con opportune funzioni di risoluzione e l' impulso delle particelle è stato ricostruito mediante una procedura di fit elicoidale ad essi. Le Fig. 7.2 e 7.3 mostrano le distribuzioni degli impulsi ricostruiti per pioni di 270 MeV/c e protoni di 416 MeV/c rispettivamente.

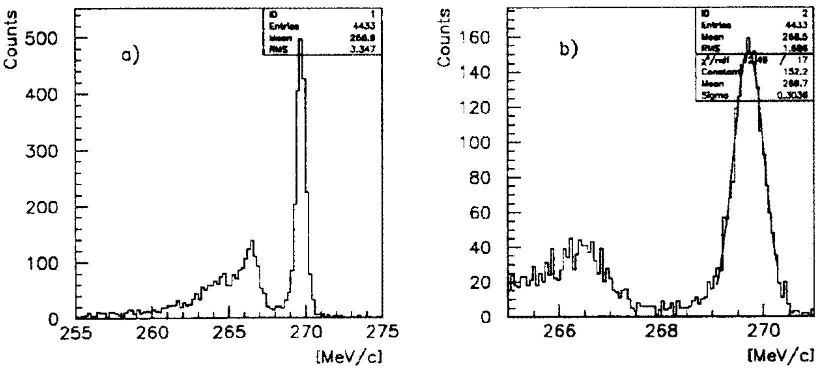

Figura 7.2: Distribuzione dell' impulso ricostruito per pioni di 270 MeV/c generati sulla superficie del bersaglio. È riportata una vista ingrandita della regione al di sopra di 264 MeV/c.

La Fig. 7.2 mostra un picco attorno a 270 MeV/c ed una struttura più larga ad impulsi inferiori. Questa corrisponde ai pioni che hanno attraversato la struttura della regione di interazione prima di entrare nel volume di tracciamento ed hanno perso una parte della loro energia (pioni 'backward'). Il picco a 270 MeV/c rappresenta pioni che sono entrati nello spettrometro senza attraversare il bersaglio o la regione di interazione (pioni 'forward'). La larghezza del picco fornisce la risoluzione sull' impulso dello spettrometro per π^- monocromatici da 270 MeV/c: essa risulta circa 0.25%, da confrontare con le curve di Fig. 7.1. L' accordo è buono se si considera che nella simulazione sono convoluti tutti gli angoli polari possibili. Il numero di tracce nel picco fornisce l' informazione sull' accettanza spaziale dello spettrometro per i pioni forward, utili per effettuare una spettroscopia ipernucleare ad elevata risoluzione. Tale numero tiene conto dell' accettanza geometrica dello spettrometro e delle zone morte dovute alle strutture meccaniche. L' accettanza risulta essere del 22%, il 30% in più di quanto si ottiene senza la rotazione (di 11°) delle camere a deriva; la sola accettanza geometrica è del 28%. In Fig. 7.3 si ha l' analogo per i protoni. In questo caso la risoluzione è del 0.7%, peggiore rispetto a quella per i pioni poichè i protoni sono più soggetti allo scattering multiplo.

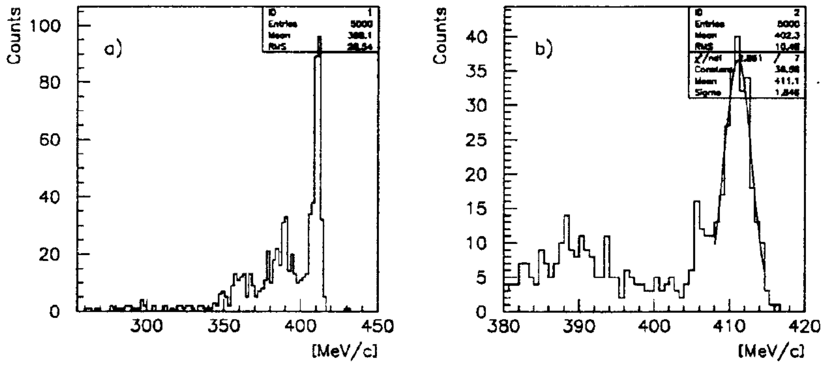

Figura 7.3: Distribuzione dell' impulso ricostruito per protoni di 416 MeV/c generati sulla superficie del bersaglio. È riportata una vista ingrandita della regione al di sopra di 380 MeV/c.

I risultati indicati sono stati ottenuti nell' ipotesi di operare con un campo magnetico omogeneo e di utilizzare una procedura di fit elicoidale per ricostruire l' impulso. Di fatto, il campo magnetico reale non sarà completamente omogeneo, ma le deviazioni maggiori saranno dell' ordine di qualche per cento e saranno localizzate agli estremi del volume di tracciamento, in corrispondenza degli end–caps. Nel programma di ricostruzione finale l' algoritmo di fit farà uso di spline di quinto grado e utilizzerà delle mappe di campo magnetico per tener conto delle reali inomogeneità.

7.4 Efficienza di Trigger e Reiezione del Fondo

Per una descrizione dei compiti e delle caratteristiche della logica di trigger che verrà attuata a FINUDA si rimanda al paragrafo 3.4.4, al quale si fa riferimento.

La validità della strategia di trigger è stata verificata per mezzo di simulazioni. I valori di risoluzione temporale ed in ampiezza degli scintillatori del TOFINO e del TOFONE utilizzati sono quelli forniti da test su prototipi e, poiché la parte fondamentale della logica di trigger si basa sulla discriminazione a soglia dell' ampiezza dei segnali, si è assunta una possibile fluttuazione delle soglie dell' elettronica pari al 5% FWHM, che, in termini di perdita di energia di una particella in una singola sbarra del TOFINO, corrisponde ad una fluttuazione di 0.175 MeV per una soglia di 3.5 MeV.

Per valutare l' efficenza del trigger è stata simulata una popolazione di reazioni di formazione di Ipernuclei ; in particolare: una ϕ si forma nella collisione e^+e^-, decade in K^+K^-, quando il K^- viene emesso entro il volume di accettanza dello spettrometro e si ferma nel bersaglio si ha la formazione di un Ipernucleo e l' emissione di un pione da 270 MeV/c, L' Ipernucleo , poi, decade per via non–mesonica con una vita media di 0.3 ns emettendo un protone ed un neutrone da 416 MeV/c. Anche diverse reazioni di fondo sono state simulate.

I risultati della simulazione indicano che l' elevata accettanza angolare del TOFINO e l' elevata perdita di energia dei Kaoni permettono di selezionare il 75% degli eventi K^+K^- che soddisfano le condizioni topologiche (molteplicità e geometria back–to–back) e di soglia. Il 25% viene perso a causa dell' accettanza angolare (12%) e del decadimento in volo dei Kaoni (13%). Le zone morte nella regione di interazione, la copertura limitata in angolo solido dello spettrometro e i gate di coincidenza temporale riducono gli eventi accettati dal trigger al 40%.

Va notato che non tutti gli eventi accettati dal trigger sono utili per la Fisica, dato che anche eventi di fondo possono soddisfare la logica imposta. Per esempio, la coincidenza veloce di un segnale proveniente dal TOFONE può essere fornita da un muone veloce prodotto dal decadimento del K^+, mentre il pione di formazione dell'Ipernucleo esce dalla regione di accettanza. Quattro hit sono considerati il minimo necessario per avere un riconoscimento sicuro della traccia ed una buona risoluzione in impulso. Per tracce con tre hit il riconoscimento della traccia ed il fit sono ancora possibili, ma con minore certezza e peggiore risoluzione.

Quanto al fondo, la simulazione indica che la strategia di trigger consente una reiezione efficiente, grazie, soprattutto, alla discriminazione sulla perdita di energia nei 2 mm del TOFINO. Supponendo di lavorare ad una luminosità $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$, il rateo di eventi Bhabha accettati dal trigger è $< 10^{-2}$ Hz, ed i ratei delle reazioni $\phi \to K_S K_L$, $\phi \to \rho\pi$ e $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ risultano, rispettivamente, $< 10^{-1}$ Hz, $< 10^{-2}$ Hz e $< 10^{-3}$ Hz.

Tra il 40% di eventi accettati dal trigger, il 25.5% sono eventi utili, mentre per un 7.5% il pione negativo fornisce una coincidenza pronta sul TOFONE ma ha meno di quattro hit, poichè colpisce la struttura meccanica. Per il 7.0% il pione negativo va al di fuori della regione di accettanza e la coincidenza pronta è fornita da un' altra particella. Infine, la metà del 25.5% degli eventi utili ha pioni emessi in avanti e può essere utilizzata per la spettroscopia ipernucleare.

7.5 Pattern Recognition e Ricostruzione

Il processo di pattern recognition (identificazione dell' evento) dell' apparato FINUDA è finalizzato, per lo più, all' identificazione, tra gli eventi accettati dal trigger, degli eventi utili, cioè quelli in cui un K^- si ferma nel bersaglio, dà origine ad un Ipernucleo con emissione immediata di un pione che attraversa i quattro strati di rivelatori dello spettrometro, senza attraversare la regione di interazione. Inoltre, altri prodotti carichi o neutri delle interazioni o dei decadimenti, quali protoni e neutroni dal decadimento dell' Ipernucleo o muoni e pioni dal decadimento del K^+, possono essere riconosciuti per effettuare misure della vita media dell' Ipernucleo o, semplicemente, per calibrare i rivelatori.

L' efficienza del processo di pattern recognition può influenzare molto la capacità dell' esperimento di separare eventi ipernucleari da eventi spurî e di utilizzare al meglio le potenzialità della macchina e dell' apparato. Esso è di fondamentale importanza soprattutto perchè, a causa dello scattering multiplo, il campionamento delle tracce entro lo spettrometro è ridotto al minimo e per questo eventi simulati sono stati utilizzati per verificarne la validità.

Per tipici eventi ipernucleari (o utili) il pattern recognition è organizzato in due passi successivi:

- identificazione della coppia K^+K^-, proveniente dal fascio, che attraversa la regione di interazione e deposita la sua energia in due sbarre opposte del TOFINO e in due corrispondenti microstrip di ISIM. Ricostruzione della traiettoria di fascio nello spazio ed estrapolazione delle tracce dovute a K^+ e K^- nel bersaglio per stimare il loro punto di arresto;

- identificazione, entro lo spettrometro, delle traiettorie elicoidali che partono da un hit su OSIM e attraversano gli altri tre strati di rivelatori dello spettrometro e, possibilmente, il TOFONE. Le traiettorie elicoidali, se corrispondono a tracce fisiche, vengono collegate con i punti di arresto di K^+ o K^-. Per le tracce all' indietro (backward) che attraversano la regione di interazione prima di entrare nello spettrometro,anche i punti addizionali sui rivelatori interni (ISIM e TOFINO) vengono avvicinati alla traiettoria elicoidale. La piccola quantità di materiale all' interno dello spettrometro e la buona uniformità del campo magnetico permettono di approssimare le traiettorie con delle eliche, almeno a livello di riconoscimento degli eventi.

Il basso livello di fondo e il potere di reiezione del trigger permettono di aspettarsi eventi puliti ed una elevata efficienza di riconoscimento, nonostante il numero limitato di punti. Le tracce con soli tre punti possono essere identificate e ricostruite, anche se in modo peggiore. Il riconoscimento di una coppia proveniente dal fascio e la ricostruzione del punto di arresto del K^- ovvero di formazione dell' Ipernucleo sono, comunque, essenziali per poter definire un evento come buono e vengono, pertanto, sempre richiesti. Inoltre, la ricostruzione del punto di arresto del K^- permette la correzione dell' impulso del π^- per l' energia persa nel bersaglio e permette di ottenere la migliore risoluzione raggiungibile con lo apparato.

7.6 Identificazione delle Coppie K^+K^- nella Regione di Interazione.

Il riconoscimento delle coppie K^+K^- nella regione di interazione parte dalle due sbarre opposte del TOFINO in cui l' ampiezza del segnale ha superato la soglia richiesta causando l' acquisizione dell' evento. Assumendo che queste due sbarre siano state colpite da Kaoni prodotti dal decadimento della ϕ, si cercano i punti di impatto di questi nelle microstrip di ISIM nella regione angolare sottesa dalle due sbarre. Questi possono essere riconosciuti da altri segnali su ISIM usando l' informazione sulla perdita di energia specifica fornita dai rivelatori al silicio: infatti il $\Delta E/\Delta x$ dei Kaoni, che al momento di incidere su ISIM posseggono in media 12 MeV, è 1.5 MeV, circa quattro volte maggiore rispetto a quello di particelle al minimo di ionizzazione. Pertanto, una risoluzione del 20% FWHM sulla perdita di energia, come ottenibile con ISIM e come assunta nel programma, è sufficiente per riconoscere le coppie K^+K^-.

Una volta che i punti di impatto dei Kaoni su ISIM siano stati riconosciuti, le traiettorie delle due particelle nella regione di interazione possono essere ricostruite imponendo che una traiettoria elicoidale, corrispondente all' impulso nominale dei Kaoni, passi attraverso i due punti di impatto registrati. Avendo misurato, nei due punti, le tre coordinate (x, y, z) con elevata risoluzione, è possibile con ciò ricostruire completamente la traiettoria della coppia, eccetto per un' ambiguità sulla concavità della curva. Questa ambiguità può essere risolta confrontando le due traiettorie alternative con le dimensioni della regione di interazione e^+e^-: la traiettoria vera deve attraversare questa regione nel punto della annichilazione e^+e^-. I rari casi in cui l' ambiguità sopravvive vengono risolti controllando il segno delle particelle emesse nelle interazioni o nei decadimenti dei Kaoni nel bersaglio. L' efficienza di questo processo di identificazione è stata valutata attorno al 99%.

Quando la traiettoria dei Kaoni nella regione di interazione è stata ricostruita, i punti di arresto di K^+ e K^- nel bersaglio possono essere stimati estrapolando la traiettoria al bersaglio e tenendo conto della perdita di energia nei materiali, grazie al pacchetto GEANE. In questo modo si può ottenere una accuratezza nella determinazione del punto di arresto (vertice per il K^-) di alcune centinaia di μm per un bersaglio di Carbonio. Elementi che influenzano questa accuratezza sono le fluttuazioni nella perdita di energia e lo scattering multiplo. Proprio per ridurre il contributo di quest' ultimo, che è il più importante, il bersaglio è stato posizionato il più vicino possibile alla superficie esterna di ISIM.

7.7 Identificazione entro lo Spettrometro.

L' identificazione delle tracce prodotte da interazione e decadimento dei Kaoni nel bersaglio è largamente basata sull' identificazione di traiettorie circolari nel piano ortogonale all' asse z dell' apparato, sempre grazie all' uniformità del campo magnetico, traiettorie che partono dalla regione del bersaglio ed attraversano i volumi sensibili dei vari rivelatori sufficientemente vicino alle proiezioni, sullo stesso piano, dei punti di impatto registrati. Inoltre, la semplice topologia degli eventi cercati e la minima ridondanza dei punti campionati (in media 24 cluster per evento) suggeriscono l' impiego di semplici metodi di identificazione locale (road method).

Le tracce volute partono da uno dei due punti di arresto dei Kaoni nel bersaglio e devono attraversare le parti sensibili di OSIM, dei due strati di camere a deriva e dei tubi a straw, nell' ordine, e, possibilmente, ISIM per tracce all' indietro. Pertanto il processo di riconoscimento parte dall' analisi dei punti di impatto considerando uno hit in OSIM. Poi costruisce un cerchio da ogni possibile combinazione di questo hit con altri due sugli strati di camere. Poiché la misura delle coordinate nel piano trasverso è molto precisa per questi tre rivelatori, la combinazione dei segnali prodotti da una traccia vera corrisponde ad una traiettoria che passa molto vicino ad uno dei due punti di arresto dei Kaoni e vicino al punto sugli straw longitudinali. Questa prima richiesta di allineamento della circonferenza per i tre punti centrali con uno dei punti di arresto e con uno sugli straw definisce una traccia candidata che deve essere sottoposta a ulteriori verifiche.

OSIM fornisce una misura accurata della coordinata z del punto, mentre la z del vertice è stimata con buona precisione dall' estrapolazione della traccia del Kaone. Le camere forniscono una coordinata affetta da maggiore imprecisione

(1% della lunghezza del filo). Tuttavia il controllo dell' allineamento di questi quattro punti lungo una retta nel piano (z, s) (s è la lunghezza di cammino lungo la traccia) è molto utile per risolvere ambiguità e scartare candidati spurî.

Quando una traccia candidata soddisfa queste condizioni, con tolleranze che dipendono dalle risoluzioni spaziali assunte, viene riconosciuta come evento buono e connessa al vertice corrispondente. I punti relativi vengono, quindi, scartati dai dati e non più considerati nella ricerca di tracce candidate. In più, i parametri del cerchio forniscono una prima stima di carica, impulso e direzione delle tracce buone. Il processo viene ripetuto partendo da altri punti su OSIM; segnali residui sono considerati come rumore o utilizzati per la ricerca di tracce candidate di qualità inferiore. Le tracce buone possono avere quattro punti misurati, se hanno attraversato gli starti di tubi a straw, o tre, se non lo hanno fatto. Nell' ultimo caso la traccia può essere uscita dal volume di accettanza dello spettrometro o può avere un impulso basso e spiralizzare in esso; se così è si cercano altri punti sulle camere che vengono riconnessi alla traccia. Per le tracce all' indietro si cercano possibili informazioni su ISIM e sul TOFINO, così come si cercano informazioni sul TOFONE sia per tracce in avanti che per tracce all' indietro. In Fig. 7.4 viene mostrato un evento ipernucleare completamente ricostruito dal processo di pattern recognition; l' informazione del pattern recognition è data da polilinee che connettono i punti della traccia candidata.

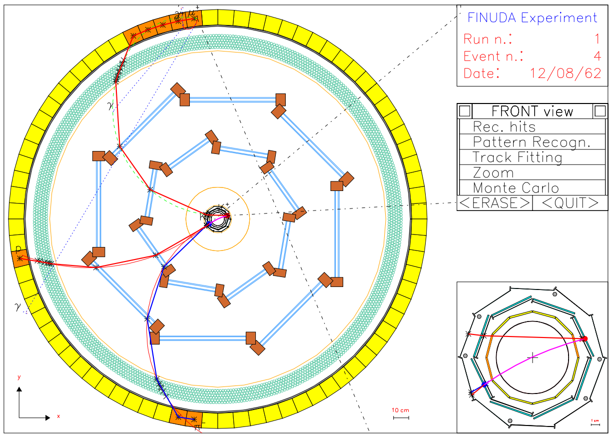

Figura 7.4: Tipico evento di FINUDA: la formazione dell' Ipernucleo è seguita da un decadimento non–mesonico nel canale n–p. Le polilinee sovrapposte alle traiettorie simulate delle particelle rappresentano il risultato del processo di pattern recognition.

Un processo di pattern recognition è stato sviluppato anche per i tubi a straw per associare i cluster longitudinali e quelli ruotati appartenenti alla stessa traccia. Esso risulta avere un' efficienza pari al 85%, senza fare uso di alcun riferimento alle informazioni dei rivelatori più interni, e permette di avere una stima della coordinata z con un' accuratezza di circa 1 mm, che, come visto, viene usata per il pattern recognition nel volume di tracciamento.

La prima versione del processo di pattern recognition dell' apparato di FINUDA è stata provata su eventi simulati ed ha fornito un' efficienza superiore al 95% per tracce che attraversano l' intero spettrometro.

7.8 Ricostruzione dell' Impulso.

Il processo di fit alla traccia viene fatto utilizzando fit elicoidali o spline; OSIM e le camere forniscono le tre coordinate spaziali del punto, anche se la z delle camere è meno accurata. Inoltre, come visto, la coordinata del punto ricostruito sulle camere nel piano (ρ, ϕ) dipende dall' angolo di incidenza della traccia. Questa dipendenza verrà accuratamente riprodotta nella versione finale della procedura di fit, mediante un collegamento al programma GARFIELD. La coordinata longitudinale sugli straw verrà determinata accuratamente con una estrapolazione della traiettoria attraverso i tubi colpiti, mediante un processo ai minimi quadrati. La quantità da minimizzare sarà la somma dei quadrati delle differenze tra:

- la distanza della traiettoria estrapolata dal filo del tubo colpito;

- la distanza dallo stesso filo ricavata dal tempo di deriva registrato e dalla velocità di deriva. Le prime prove di questa procedura con eventi simulati permettono di stimare che l' accuratezza nella determinazione della coordinata z per il sistema di tubi a straw è dell' ordine di 500 μm.

In Fig. 7.5 a) è riportata la distribuzione dell' impulso ricostruito di un π^- di 270 MeV/c proveniente dalla reazione di formazione di un Ipernucleo ; le risoluzioni spaziali dei rivelatori sono quelle citate prima. I picchi ad energie più basse sono generati da pioni emessi all' indietro; risultano più evidenti di quelli di Fig. 7.2 poiché in quel caso il π^- era stato generato sulla superficie esterna del bersaglio, mentre adesso viene generato all' interno e perde una quantità di energia piccola ma variabile prima di entrare nello spettrometro. Di conseguenza la risoluzione sul picco dei pioni in avanti peggiora. In Fig. 7.5 b) vengono selezionati solo i π^- emessi in avanti e la risoluzione sull' impulso risulta del 0.3%. Infine, in Fig. 7.5 c) l' impulso dei pioni emessi in avanti viene corretto nel seguente modo: viene valutata la distanza tra la posizione ricostruita del vertice di formazione dell 'Ipernucleo e l' estrapolazione della traiettoria del pione; questa distanza è una stima del cammino del π^- nel bersaglio e può essere usata per valutare l' energia persa dalla particella. Il valore dell' energia persa viene usato per correggere il valore dell' impulso misurato dallo spettrometro. La distribuzione risultante è presentata in figura; il picco è ora centrato su 270 MeV/c e la sua larghezza corrisponde ad una risoluzione nominale dello 0.25%.

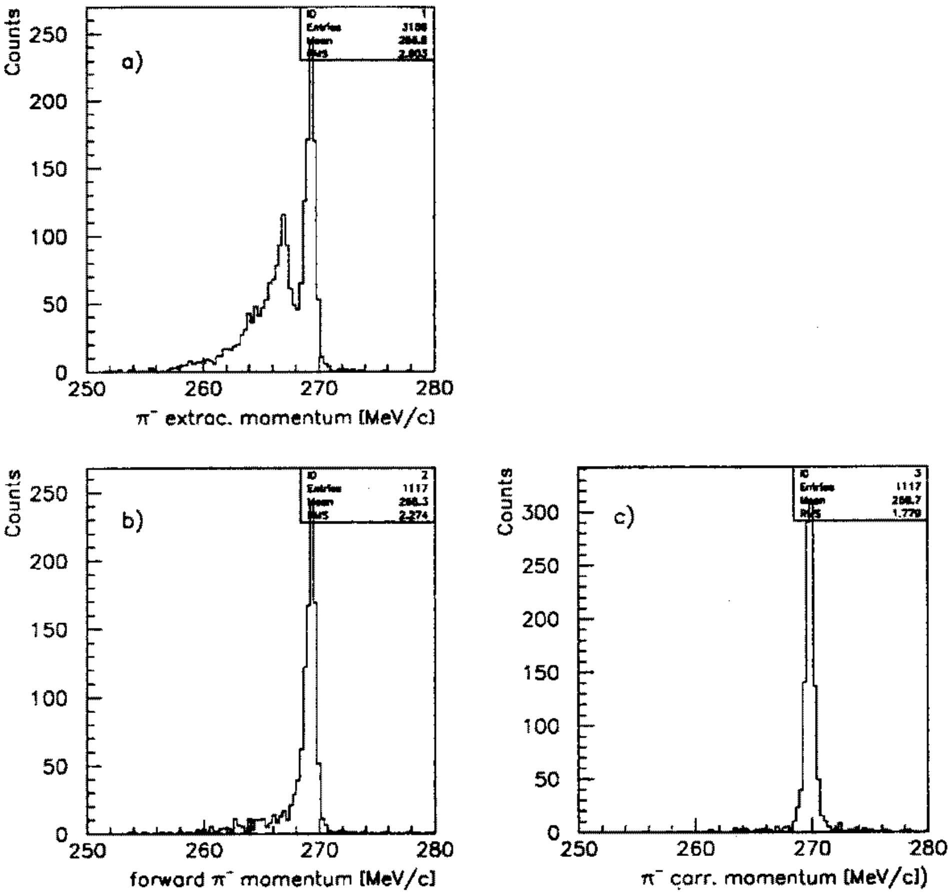

Figura 7.5: La sequenza delle figure illustra la capacità di selezionare gli eventi utili (b) e di correggere l' impulso del pione per l' energia persa nel bersaglio (c), partendo dallo spettro globale (a).

Un ulteriore raffinamento dell' algoritmo per la stima della distanza percorsa dal π^- all' interno del bersaglio, basato su una simulazione più verosimile, ha permesso di correggere l' impulso di tutti i pioni (forward ed anche backward) aumentando così la frazione di eventi utilizzabili per la spettroscopia e mantenendo una risoluzione sull' impulso ricostruito dello 0.34%. Si è, infine, considerata la distribuzione dell' impulso ricostruito di un π^- di 270 MeV/c, proveniente dalla formazione di un Ipernucleo , utilizzando come funzione di risoluzione spaziale delle camere a deriva nel piano (ρ, ϕ) una gaussiana con deviazione standard, σ_{risol}, data non da 100 μm costanti, come fatto finora, ma da una estrapolazione dei dati sperimentali, espressa come:

$$\sigma_{risol} \;=\; \sigma_x \cdot R_\beta \tag{7.1}$$

con:

x = coordinata lungo la cella di deriva;

β = angolo di rotazione della traccia rispetto alla camera (cfr. Fig.6.35), ovvero angolo che la traiettoria forma rispetto alle linee isocrone della cella di deriva;

$$\sigma_x \;=\; \left[a^2 \;+\; (b\sqrt{x})^2 \;+\; (d\; e^{-cx})^2\right]^{1/2} \tag{7.2}$$

e

$$R_\beta \;=\; \frac{\sigma_{(\beta\neq 0^\circ)}}{\sigma_{(\beta=0^\circ)}} \;=\; e \;+\; f\beta \;+\; g\beta^2 \tag{7.3}$$

La (7.2) è stata ottenuta dal fit ai dati del test del Giugno '95, effettuato secondo la (6.16), già citato nel paragrafo 6.11; la (7.3) è stata ottenuta dai dati della Fig.6.37, assegnando ad ogni angolo β di rotazione della camera un valore ottenuto come media dei punti, corrispondenti ad un intervallo di posizioni pari a (5–15) mm dall' anodo lungo la cella di deriva, ed eseguendo un fit parabolico. La Fig.7.6 riporta i valori ottenuti e la parabola interpolante.

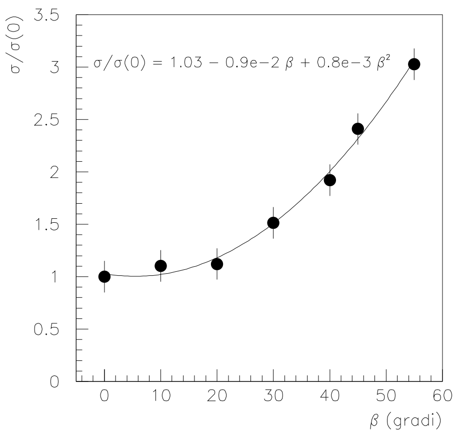

Figura 7.6: Dipendenza del rapporto $\sigma_{(\beta\neq 0^\circ)}/\sigma_{(\beta=0^\circ)}$ dall' angolo β: è riportato anche un fit parabolico ai dati.

La risoluzione sulla coordinata lungo il filo è stata posta pari a circa l'1% della lunghezza del filo, conformemente a quanto ottenuto con il prototipo.

Operando in questo modo si tiene conto della effettiva dipendenza della risoluzione spaziale da x e da β. Non è stata introdotta alcuna dipendenza dalla coordinata lungo il filo, nell' ipotesi di utilizzare il mean timer dei segnali temporali provenienti dai due estremi del filo. In Fig.7.7 si può osservare lo spettro di impulso ricostruito: da esso si ricava una risoluzione sull' impulso del 0.33%, in buon accordo con il valore ottenuto con la simulazione in cui si usava un valore di risoluzione costante e leggermente peggiore rispetto a quello misurato nei test del prototipo nella regione centrale della cella di deriva, per tracce con un piccolo angolo β. Come previsto, infatti, il contributo maggiore alla indeterminazione sull' impulso è dato dallo scattering multiplo e non dalle incertezze del fit alla traiettoria, cosa che rende poco sensibili a peggioramenti anche significativi della risoluzione spaziale dei rivelatori.

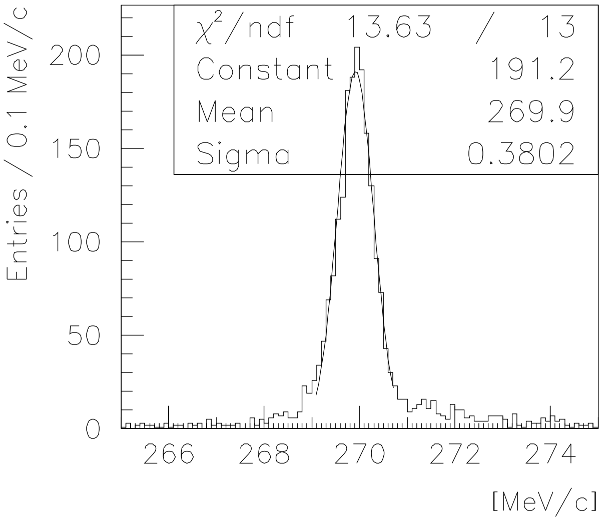

Figura 7.7: Distribuzione di impulso ricostruito per π^- da 270 MeV/c, ottenute inserendo la risoluzione spaziale sperimentale delle camere a deriva.

7.9 Spettroscopia Ipernucleare.

Al fine di stimare la risoluzione e la sensibilità di rivelazione di statii ipernucleari in presenza di un fondo fisico, sono state effettuate delle simulazioni in cui il K^- originato dal decadimento della ϕ, arrestandosi nel bersaglio, genera uno spettro di pioni negativi simile a quello ottenuto al KEK con un bersaglio di $(CH)_{12}$ [39], con la sola differenza che i due picchi a 273 e 261 MeV/c sono generati come linee monocromatiche con la stessa proporzione, rispetto al fondo, delle aree dei due picchi rispetto all' area dell' intero spettro. Essi corrispondono ad un rateo di cattura standard di $10^{-3}/K^-_{stopped}$. Inoltre sono stati generati due picchi addizionali a 265 e 270 MeV/c, corrispondenti a ratei di $2 \cdot 10^{-4}$ e di 10^{-3} $K^-_{stopped}$ rispettivamente, che rappresentano gli stati eccitati a circa 2.6 MeV e 6.8 MeV nell' Ipernucleo ${}^{12}_{\Lambda}$C, osservati recentemente [69] con la reazione (π^+, K^+) in volo.

Gli eventi simulati, passati attraverso tutta la catena di ricostruzione, forniscono gli spettri di Fig. 7.8, dove i due picchi prodotti a 10^{-3} $K^-_{stopped}$ sono chiaramente visibili sopra un fondo piatto , mentre i picchi a $2 \cdot 10^{-4}$ e 10^{-4} $K^-_{stopped}$ sono appena riconoscibili. Per quanto concerne i ratei attesi, si può affermare quanto segue: con $\mathcal{L} = 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ ci si aspettano circa 216 K$^-$s^{-1}; con un rateo di produzione di 10^{-3} $K^-_{stopped}$ ci si aspettano circa $2.16 \cdot 10^{-1}$ Ipernuclei s^{-1}. L' efficienza del trigger è 0.255 e quella di ricostruzione 0.95. Inoltre, solo i pioni emessi in avanti sono utili per la spettroscopia (un fattore 0.5) e la trasparenza totale delle camere è 0.8. Il rateo finale è $2.09 \cdot 10^{-2}$ Ipernuclei s^{-1}, che corrisponde a 75 Ipernuclei /ora. Ciò significa che gli spettri di Fig. 7.8 dovrebbero essere ottenuti in circa sette ore con $\mathcal{L} = 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ e in circa un' ora con $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$.

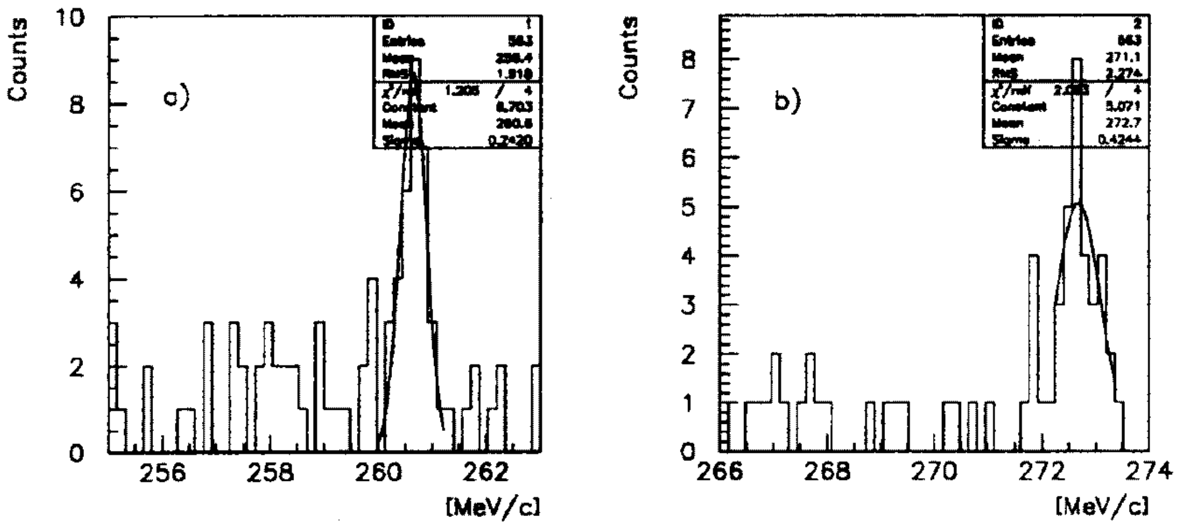

Figura 7.8: Eventi ipernucleari simulati e analizzati dalla catena di ricostruzione di FINUDA. Si può notare come, nonostante una statistica non molto ricca, i picchi emergono chiaramente dal fondo, testimoniando la bontà del processo di reiezione degli eventi spurî e di ricostruzione.

Capitolo 8

Conclusioni

FINUDA è uno dei due esperimenti, fino ad ora approvati, che verranno installati nella zona sperimentale del collisionatore DAΦNE presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell' INFN. Il programma scientifico dell' esperimento è incentrato sulla Fisica degli Ipernuclei Λ . Si intende utilizzare i K^- di bassa energia, emessi nel decadimento della particella Φ, per produrre stati ipernucleari su diversi bersagli, mediante la reazione (K^-_{stop}, π^-), ed effettuare un vasto programma di spettroscopia ipernucleare ad elevata risoluzione (<1 MeV FWHM sull' energia degli stati ipernucleari).

È stato effettuato uno studio approfondito della struttura che deve avere uno spettrometro in grado di assicurare tali prestazioni; da tale studio è emersa la necessità imprescindibile di ridurre il più possibile l' influenza dello scattering multiplo coulombiano, che si traduce nella richiesta di minimizzare il materiale posto sul cammino delle particelle (del π^- in particolare) e perciò anche quello utilizzato per la costruzione dei rivelatori. Per le camere a deriva, che costituiranno la parte centrale del tracciatore, viene posta la richiesta impegnativa di utilizzare pareti di spessore molto sottile (6 μm) ed una miscela gassosa a base di Elio. È stato, perciò, costruito e provato su fascio un prototipo su scala reale delle camere per verificare la fattibilità del progetto e studiare le difficoltà operative che esso presenta. Il prototipo posto su fascio ha dimensioni sensibili (1150·566) mm^2, intermedie tra quelle dei due tipi di camere che verranno utilizzate nell' esperimento. La miscela gassosa usata è formata per il 70% da Elio e per il 30% da Isobutano: si tratta di una miscela non ancora utilizzata in rivelatori operanti in esperimenti, sulla quale esistono scarse riferimenti in letteratura ([70], [71]). In particolare, è stata usata, nel test, per la prima volta in un rivelatore di grandi dimensioni e con pareti così sottili.

I risultati, ottenuti nel corso di due prese dati eseguite con un fascio di π^- da 5 Gev/c presso una zona sperimentale di test del PS del CERN, possono essere così riassunti:

- Efficienza. L' efficienza locale della camera è $99.3 \pm 0.2\%$; in posizioni limite, quali quelle in corrispondenza a gocce di colla, essa scende a $86.4 \pm 0.2\%$ per risalire al suo valore normale entro 5 mm. Non si osservano variazioni sostanziali muovendosi lungo la cella di deriva dall' anodo verso il filo di campo; l'efficienza integrata, pertanto, risulta $98.1 \pm 0.2\%$ sull' intera dimensione della camera. Essa si mantiene invariata anche ruotando la camera. L' efficienza di ricostruzione, ottenuta richiedendo anche la presenza dei segnali in carica di entrambi gli estremi del filo, presenta un abbassamento medio massimo del 3%.

- Risoluzione spaziale. La risoluzione spaziale lungo la cella di deriva , valutata con il metodo del calcolo dei residui, risulta essere inferiore a 120 μm su una regione di deriva che corrisponde ai 4/5 della cella, per peggiorare fino a $\sim$ 140 μm nella regione più prossima al filo di campo. Un fit, che tiene conto delle componenti che contribuiscono alla risoluzione intrinseca di una camera, fornisce un valore di allargamento della nube di elettroni dell' ordine di 130–140 μm per centimetro di deriva, in accordo entro il 10% con il valore calcolato. L' applicazione di una semplice tecnica di media delle informazioni temporali (mean timer) rende la risoluzione praticamente indipendente dalla posizione lungo il filo. Ruotando la camera, sì da far variare l' angolo di incidenza della particella rispetto alle linee di campo della cella, si osserva un peggioramento della risoluzione di un fattore ~ 2 per una rotazione di $40°$ e di ~ 3 per una rotazione di $55°$. Utilizzando i risultati sperimentali per scrivere una funzione di risoluzione delle camere a deriva da inserire nel programma di ricostruzione, lo spettro dell' impulso ricostruito per pioni da 270 MeV/c così ottenuto mostra una risoluzione pari a 0.33% FWHM.

- Coordinata lungo il filo. La coordinata lungo il filo è stata ricavata con il metodo della partizione di carica. È stato sviluppato un amplificatore differenziale a canali accoppiati per compensare il rumore dovuto alla presenza di due fili di sense a distanza molto ravvicinata, aumentando il valore del rapporto segnale /rumore. Con tale dispositivo si è ottenuta una risoluzione sulla coordinata z dell' ordine dell' 1% della lunghezza del filo. È stato osservato un fenomeno di parziale scarica dei condensatori di disaccoppiamento del filo anodico dalla alta tensione, che produce un errore sulla coordinata ricostruita; sono state sviluppate due tecniche per la correzione di tale effetto, una per via software, l'altra per via hardware. La correzione hardware permette di ottenere dei risultati precisi con una risoluzione superiore a quella della tecnica software, la quale, a sua volta fornisce un valore dell' 1% che rientra nelle richieste dell' esperimento.

- Velocità di deriva e caratteristica spazio–tempo. Le misure di velocità di deriva media effettuate forniscono valori che sono in accordo entro il 2% con il valore fornito dai calcoli per la miscela e il campo di deriva impiegati. Anche la caratteristica spazio–tempo, ottenuta con il metodo dello spostamento è in buon accordo con le previsioni teoriche.

Diametro del filo di anodo	25 μm
Passo dei doppini anodici	50 mm
Diametro dei fili di campo	50 μm
Passo dei fili di campo	50 mm
Diametro dei fili catodici	50 μm
Passo dei fili catodici	1 mm
Materiale dei piani di massa	Mylar+300 $\AA$ Al
Spessore dei piani di massa	6 μm
Miscela gassosa	He–iC_4H_{10} (70–30)
Spessore totale di gas	$1.9 \cdot 10^{-5}$ X_0

Tabella 8.1: Caratteristiche finali della cella di deriva.

Telaio	Materiale	Dimensioni esterne (mm)	Peso (Kg)
Telaio di supporto	Alluminio	1230×396×15	6.9
Telaio di copertura	fibra di vetro	1230×396×6	2.2
Telaio fili catodici	fibra di vetro	1230×396×6	2.2
Telaio fili anodici	fibra di vetro	1230×396×6	2.2
Totale			28

Tabella 8.2: Dimensioni e pesi dei telai delle camere dello strato interno.

- Sono state effettuate anche alcune misure di efficienza, velocità, risoluzione e coordinata lungo il filo con miscele He–iC_4H_{10} con percentuali diverse di Isobutano.

I risultati sperimetali ottenuti sono stati più che soddisfacenti: essi hanno dimostrato la fattibilità del progetto, confermando la possibilità di operare con pareti sottili e con una miscela He–iC_4H_{10} (70–30). L' esito del test del prototipo ha inoltre confermato pienamente gli esiti degli studi di simulazione che hanno accompagnato la fase di progettazione dell' apparato. Si sta ora procedendo alla produzione in serie delle camere definitive presso il laboratorio TRIUMF a Vancouver, dove è attivo il Gruppo canadese della Collaborazione FINUDA. Nelle tabelle 8.1, 8.2, 8.3 vengono riportate le caratteristiche meccaniche delle camere definitive dello strato interno ed esterno dello spettrometro, quali sono state fissate in base ai risultati ottenuti sul prototipo.

Telaio	Materiale	Dimensioni esterne esterne (mm)	Peso (Kg) (Kg)
Telaio di supporto	Alluminio	1870×686×15	14.2
Telaio di copertura	fibra di vetro	1870×686×6	4.5
Telaio fili catodici	fibra di vetro	1870×686×6	4.5
Telaio fili anodici	fibra di vetro	1870×686×6	4.5
Totale			55

Tabella 8.3: Dimensioni e pesi dei telai delle camere dello strato esterno.

Infine, è prevista una serie di test sulle camere e sugli altri elementi dell' apparato sperimentale presso una zona attrezzata dei Laboratori Nazionali di Frascati, a partire dall' estate 1996, prima della installazione definitiva a DAΦNE.

Bibliografia

[1] *Proposal for a Φ – Factory* Frascati Report LNF – 90/031(R) 30 Aprile 1990.

[2] G. Vignola in *Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE the Frascati Φ–Factory*, Frascati, April 9–12, 1991, p. 11.

[3] M. A. Preger in *Proceedings of the 6th Winter School on Hadronic Physics*, Folgaria (TN), Italy 4–9 February, 1991, p. 277–288.

[4] *Physical Review* **D** Particles and Fields, 1 August 1994, Part I, Review of Particle Properties.

[5] *The DAΦNE Physics Handbook* L. Maiani, G. Pancheri, N. Paver eds.

[6] T. P. Cheng and R. F. Dashen, *Phys. Rev. Lett.* **26** (1971) 594 and *Phys. Rev.* **D13** (1976) 216;

T. P. Cheng *Phys. Rev.* **D13**(1973)2161;

C. A. Dominguez and P. Langacker *Phys. Rev.* **D24** (1981) 1905.

[7] J. Ashman *et al., Phys. Lett.* **B206** (1988) 364, *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1.

[8] S. Okubo *Phys. Lett* **B 5** (1963), 165. G. Zweig CERN Report No. 8419/TH412 (1964). I. Isizuka *Progr. Thoer. Phys. Suppl 37* **38** (1966), 21.

[9] M. Danysz and J. Pniewsky, *Phil. Mag.* **44** (1953), 348.

[10] T. Bressani in *Hadronic Physics at Intermediate Energy*, Elsevier Publisher B. V. (1986), 259.

[11] *Perspectives of Meson Science*, T. Yamazaki, K. Nakai, K. Nagamine Eds., North Holland (1992), capitoli 17, 18, 21, 25.

[12] C. B. Dover *et al., Phys. Rev.* **C 22** (1980), 2073.

[13] L. Majling, *Few Body Systems* Suppl. **5** (1992), 348.

[14] M. Rey–Campagnolle *Il Nuovo Cimento* **102 A** (1989), 653-662.

[15] G. C. Bonazzola *et al., Phys. Lett.* **B 53** (1974), 297–300.

[16] G. C. Bonazzola *et al., Phys. Rev. Lett.* **34** (1975), 683–686.

[17] W. Bruckner *et al., Phys. Lett.* **B 79** (1978), 157.

[18] E. Auerbach *et al., Phys. Rev. Lett.* **47** (1981), 1110.

[19] C. B. Dover *et al., Phys. Lett.* **B 89** (1979), 26.

[20] M. May *et al., Phys. Rev. Lett.* **51** (1983), 2085.

[21] H. Tamura *et al., Nucl. Phys.* **A 479** (1988), 161c.

[22] R. E. Chrien in Proc. *LAMPF Workshop on (π, K) Physics*, Los Alamos, NM, 1990, eds. B. F. Gibson, W. R. Gibbs M. B. Johnson, AIP (New York 1991), p. 28.

[23] Millener *et al., Phys. Rev.* **C 31** (1985), 499.

[24] Hufner *et al., Phys. Lett.* **B 49** (1974), 4.

[25] T. Bressani in *Proceedings* of 7^{th} Winter School on Hadronic Physics, Folgaria (TN) Italia February 10–15 1992, p. 241.

[26] J. J. Szymansky *et al., Phys. Rev.* **C 43** (1991), 849.

[27] J. Cohen, in *Progress in Particle and Nuclear Physics* **25** Pergamon Press (1990), 139.

[28] J. P. Bocquet *et al., Phys. Lett.* **B 182** (1986), 146 e *Phys. Lett.* **B 192** (1987), 312.

[29] R. Bertini *et al., Phys. Lett.* **B 90** (1980), 375.

[30] H. Piekarz *et al., Phys. Lett.* **B 110** (1982), 428.

[31] T. Yamazaki *et al., Phys. Rev. Lett.* **54** (1985), 102.

[32] C. B. Dover, D. J. Millener and A. Gal *Phys. Rep.* **184** (1989), 1. S. Paul *et al., Il Nuovo Cimento* **102 A** (1989), 379. [11], capitolo 18.

S. Marcello in *Proceedings* of 7^{th} Winter School on Hadronic Physics, Folgaria (TN) Italia February 10–15 1992, p. 297.

[33] M. May *Il Nuovo Cimento* **102 A** (1989), 401.

[34] M. Danysz *et al., Nucl. Phys.* **49** (1963), 121. M. Danysz *et al., Phys. Rev. Lett.* **11** (1963), 29.

[35] D. Prowse *Phys. Rev. Lett.* **17** (1966), 782.

[36] B. Bassalleck *et al., Nucl. Phys.* **A 585** (1995), 339c–340c.

[37] C. B. Dover and A. Gal *Ann. Phys. (N.Y.)*, **146** (1983), 309.

[38] T. Bressani in *Proceedings* of the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE the Frascati Φ–Factory, April 9–12, 1991

[39] R. S. Mayano and T. Yamazaki, in Perspectives of Meson Science (eds. T. Yamazaki, K. Nakoi and K. Nagamine), North-Holland (Amsterdam, 1992)p. 493.

[40] R. L. Gluckstern, *Nucl. Instr. Meth.* **24** (1963) 381–389.

[41] *The ALEPH Handbook* ed. W. Blum, Aleph 89–77, Note 89–03 D. Decamp *et al., Nucl. Instr. Meth.* **A 294** (1990), 121.

[42] A. Rotondi *et al., Nucl. Instr. Meth.* **B 47** (1990), 215–223.

[43] E. Chiavassa, L. Ramello E. Vercellin *Rivelatori di Particelle* La Scientifica Editrice, Torino, 1991.

[44] F. Sauli *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77–09, 3 May 1977.

[45] W. R. Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* Springer–Verlag, Berlin Heidelberg, 1987.

[46] A. Peisert, F. Sauli *Drift and Diffusion of Electrons in Gases: a Compilation*, CERN 84–08, 13 July 1984.

[47] W. Blum, L. Rolandi *Particles Detection with Drift Chambers* Springer–Verlag, Berlin Heidelberg, 1993.

[48] V. Palladino and B. Sadoulet, *Nucl. Instr. Meth.* **128** (1975), 323.

[49] J. Townsend, *Electrons in gases* Hutchinson Scientific Publication , London, 1948.

[50] F. Sauli *Nucl. Instr. Meth.* **156** (1978), 147–157.

[51] T. S. Nigmanov *et al. Nucl. Instr. Meth.* **143** (1977), 17.

[52] Rob Veenhof *GARFIELD, a drift-chamber simulation program*, CERN Program Library entry W5050

[53] S. F. Biagi *Nucl. Instr. Meth.***A 283** (1989), 716–722.

[54] G. Schultz and J. Gresser *Nucl. Instr. Meth.***151** (1978), 413–431.

[55] A. Sharma and F. Sauli, *Nucl. Instr. Meth.* **A 350** (1994), 470–477.

[56] D. C. Cheng *et al., Nucl. Instr. Meth.***117** (1974), 157.

[57] S. Scilabra, *Progetto di una camera a deriva (valutazione delle tensioni e delle deformazioni dei fili costituenti la cella elementare della camera a deriva per la rivelazione delle particelle cariche)* Tesi di Laurea del Politecnico di Torino, Facoltà di Ingegneria, Dicembre 1994.

[58] D. Bertagni, *Studio di un prototipo di camera a drift per l' esperimento FINUDA.* Tesi di Laurea dell' Università di Torino, Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali, Anno Accademico 1994–1995.

[59] G. Charpak *et al., Nucl. Instr. Meth.***24** (1936), 501.

[60] H. Foeth *Nucl. Instr. Meth.***109** (1973), 521–524.

[61] V. Radeka *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **26** (1979), 225–238.

[62] S. A. Korff *Electrons and Nuclear Counters* Van Nostrand, N. Y., 1946.

[63] G. Dellacasa *et al.* CERN EP 80–72, 21 May 1980

[64] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A.C. McPherson and P. Zanarini, GEANT3, CERN Report DD/EE/84–1 (1987), 1.

[65] A. Antonelli *et al.,* KLOE Note No.3 (1991), 1;
A. Antonelli *et al.,* KLOE Note No.23 (1992), 1;

[66] M. Agnello *et al. Nucl. Phys.* **A 547** (1992), 347c–358c.

[67] E. Rossetto e A. Sharma in *Proceedings of the 8^{th} Winter School on Hadronic Physics*, Folgaria (TN), Italy 31 Jan–6 Feb. 1993, p. 439–452

[68] L. Venturelli e A. Feliciello in *Proceedings of the 8^{th} Winter School on Hadronic Physics*, Folgaria (TN), Italy 31 Jan–6 Feb. 1993, p. 255–269

[69] T. Hasegawa *et al.* Preprint INS–Rep. 1037(Institute for Nuclear Study, Tokyo), July 1994.

[70] S. M. Playfer *et al., Nucl. Instr. Meth.* **A 315** (1992) 494–501.

[71] I. Yadigaroglu *et al., Nucl. Instr. Meth.* **A 323** (1992) 322.

Indice

Figure

Tabelle