Capitolo 2

Il rivelatore FINUDA

2.1 L'acceleratore DAΦNE

DAΦNE ([3]), in fase di costruzione ai Laboratori Nazionali di Frascati, è un collisionatore (e^+, e^-) operante a un'energia nel centro di massa di 1019 MeV corrispondente alla formazione del mesone ϕ, e a una luminosità finale $\mathcal{L} = 5.2 \times 10^{32}$ $cm^{-2}s^{-1}$ Il mesone ϕ, costituito da una coppia di quark $s\overline{s}$, ha una larghezza totale $\Gamma = 4.43 \pm 0.06$ MeV e una larghezza elettronica $\Gamma_{ee} = 1.37 \pm 0.05$ MeV. Viene prodotto in eventi e^+, e^- con una sezione d'urto:

$$\sigma(e^+e^- \longrightarrow \phi) \sim 5\mu b \tag{2.1}$$

che si traduce in una frequenza di produzione di 2.5 kHz alla luminosità di 5.2×10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$. La sezione d'urto $\sigma(e^+e^- \longrightarrow \phi)$ può essere confrontata con quella adronica, che a energie dell'ordine di 1 MeV e per $\beta \longrightarrow 1$, è data da:

$$\sigma(e^+e^- \longrightarrow f\overline{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}Q_f^2 = \frac{86.8Q_f^2 nb}{s[GeV^2]} = 83nb \tag{2.2}$$

dove Q_f è la carica dei fermioni espressa in unià di carica del protone.

La ϕ decade a riposo in K^+K^- (49%), $K_S^0K_L^0$ (34%), $\rho\pi$ (13%), $\pi^+\pi^-\pi^0$ (2.5%) e in $\eta\gamma$ (1.3%). Una $\phi - factory$ rappresenta quindi una sorgente di kaoni carichi o neutri monocromatici, collineari e correlati nello spazio.

Due esperimenti, FINUDA([1],[36]) e KLOE([37]) ,saranno installati nei due punti di interazione previsti a DAΦNE: FINUDA è finalizzato allo studio delle interazioni nucleari dei kaoni in bersagli sottili, KLOE ha come obbiettivo principale l'osservazione della violazione di CP nel sistema K_SK_L.

La luminosità $\mathcal{L}$ di un acceleratore costituito da due anelli coplanari, può essere scritta come:

$$\mathcal{L} = n\mathcal{L}_0 \tag{2.3}$$

dove n è il numero di pacchetti e $\mathcal{L}_0$ è la luminosità del singolo pacchetto, espressa dalla formula:

$$\mathcal{L}_0 = \pi \left(\frac{\gamma}{r_e}^2\right) f_0 \frac{\xi^2 \epsilon(1+\kappa)}{\beta_\gamma} \tag{2.4}$$

dove r_e è il raggio classico dell'elettrone, γ l'energia del fascio in unità della massa a riposo delle particelle che lo costituiscono, ξ è il parametro di *tune-shift* tra i due fasci, κ il fattore di accoppiamento, f_0 la frequenza di rivoluzione e ϵ l'emittanza. In tabella (2.1) sono riportati i valori dei parametri del singolo pacchetto.

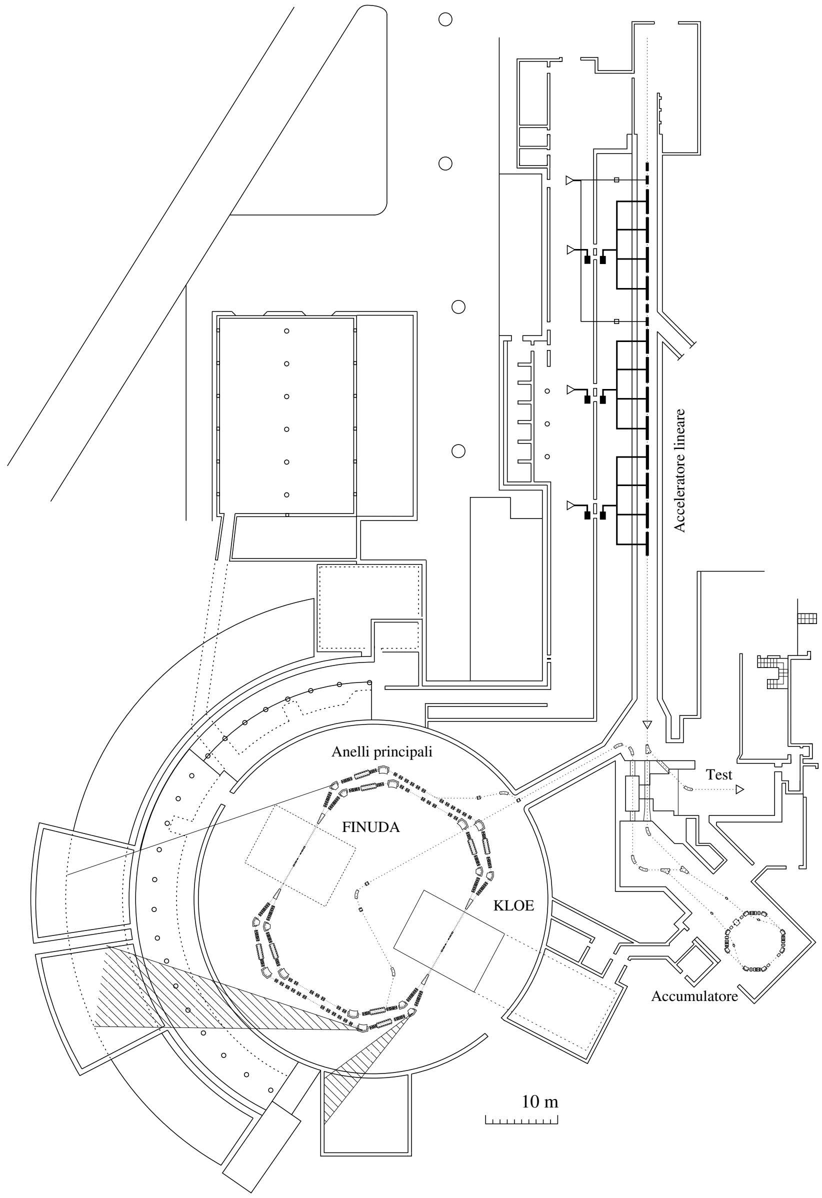

Figura 2.1: Vista generale dell'acceleratore DAΦNE.

numero pacchetti = 120	$\xi = 0.04$
$\kappa = 0.1$	$< i_b >_{max}\ (mA) = 43.7$
$\sigma_z\ (m) = 0.03$	$E\ (MeV) = 510$
$f_0\ (MHz) = 3.07$	$\epsilon_{max}\ (m \times rad)= 10^{-6}$
$\beta_y\ (m) = 0.045$	$N_{max}/pachetto = 8.9 \times 10^{10}$
$tetha_x\ (mrad)=10 \div 15$	$U_0 \dagger\ (keV) = 9.3$

Tabella 2.1: Parametri del singolo pacchetto in DAΦNE.† Energia perduta in ogni rivoluzione.

Un'alta luminosità può essere raggiunta sia aumentando $\mathcal{L}_0$ sia aumentando il numero di pacchetti n, mantenendo $\mathcal{L}_0$ relativamente bassa. La strategia seguita a DAΦNE sarà quella di aumentare il numero di pacchetti fino a 120. Lo svantaggio di una simile scelta è quello di avere un maggior numero interazioni parassite nelle due regioni di interazione a causa del maggiore numero di pacchetti circolanti nei due anelli.

Il complesso di DAΦNE, mostarto in fig.(2.1), sarà installato nell'edificio ADONE. Gli elettroni e i positroni saranno accelerati in un LINAC, raccolti in un anello di accumulazione, e in fine iniettati attraverso delle linee di trasferimento negli anelli principali. Sono inoltre previste un'area di test e una zona adibita allo studio della radiazione di sincrotrone.

Il LINAC può distribuire elettroni e positroni con una frequenza di 50 Hz con un'energia di 800 MeV per gli elettroni e di 550 MeV per i positroni. L'anello di accumulazione ha una lunghezza di 32.56 m.

Una volta all'interno della linea principale, gli elettroni e i positroni viaggiano in due anelli separati coplanari, e quindi collidono nelle due regioni di interazione con un'angolo $\theta_x = 20 \div 30\ mrad$. Ogni anello è composto da 4 magneti *wiggler* che aumentano l'energia irradiata e facilitano la regolazione dell'emittanza del fascio.

2.2 Descrizione generale del rivelatore FINUDA

FINUDA (fig.(2.2)) è uno spettrometro magnetico non focalizzante a simmetria cilindrica inserito in uno dei due punti di interazione di DAΦNE. Finalizzato principalmente alla spettroscopia ipernucleare, ha come requisito principale una elevata risoluzione in impulso, (ΔP/P $\sim 10^{-3}$), necessaria per le misure di fisica descritte nel capitolo precedente. In fig.(2.2) e fig.(2.2) si hanno le viste schematiche del rivelatore, in cui sono evidenziate le principali parti attive:

- la regione interazione/bersaglio
- il sistema di tracciatura esterno
- il sistema di scintillatori esterno

L'intero apparato sarà immerso in un campo magnetico solenoidale, omogeneo all'1 % nel volume usato per la tracciatura delle particelle cariche. In seguito si assumerà un sistema di coordinate nel quale l'asse z è orientato nella direzione del fascio (e^+, e^-) e ha il verso nella direzione e^+ mentre l'asse y è orientato perpendicolarmente al suolo. Si farà spesso riferimento anche ad un sistema di coordinate cilindriche (ρ, φ, z). Le coppie (K^+, K^-) saranno emesse dalla regione di interazione, le cui dimensioni sono state stimate tenendo conto della cinematica del decadimento della ϕ, e del fatto che la coppia di kaoni seguirà una distribuzione angolare secondo la legge $sin^2\vartheta$, dove ϑ è l'angolo relativo all'asse z. Si ha $\sigma_x = 0.2\ mm$ nella direzione x, $\sigma_y = 0.02\ mm$ nella direzione y mentre lungo la direzione z si assume $\sigma_z = 3\ cm$. Nel seguito si assumerà una luminosità di $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$, una frequenza d'urto di 380 MHz e un tempo tra due urti successivi di 2.6 ns. La regione interazione/bersaglio (*I/B*) sarà costituita dal tubo a vuoto del collisionatore, dal sistema di scintillatori interno (*TOFINO*), dal rivelatore al silicio (*ISIM*) e dal bersaglio nucleare.

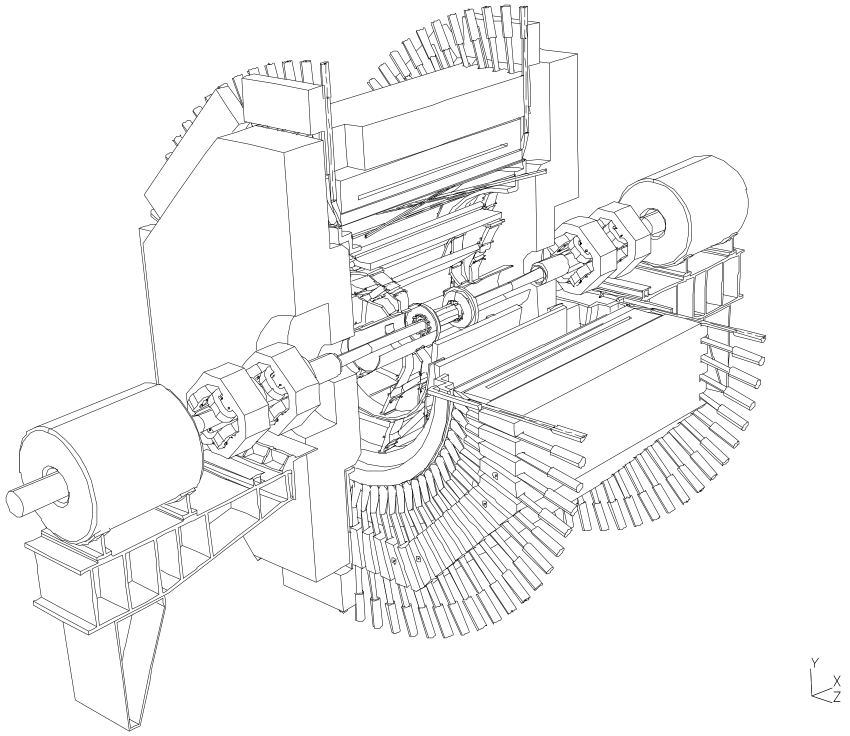

Figura 2.2: Il rivelatore FINUDA.

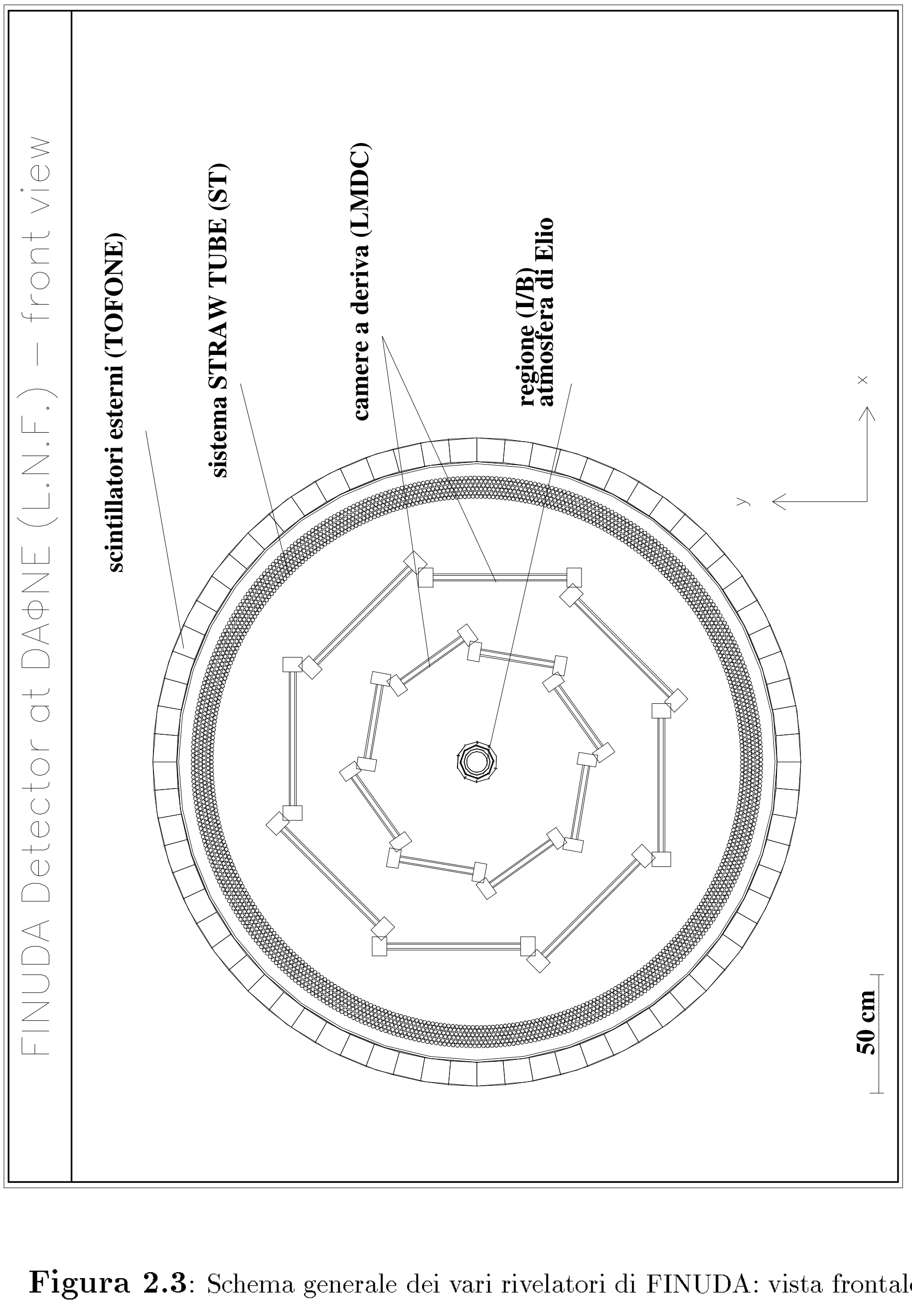

Figura 2.3: Schema generale dei vari rivelatori di FINUDA: vista frontale.

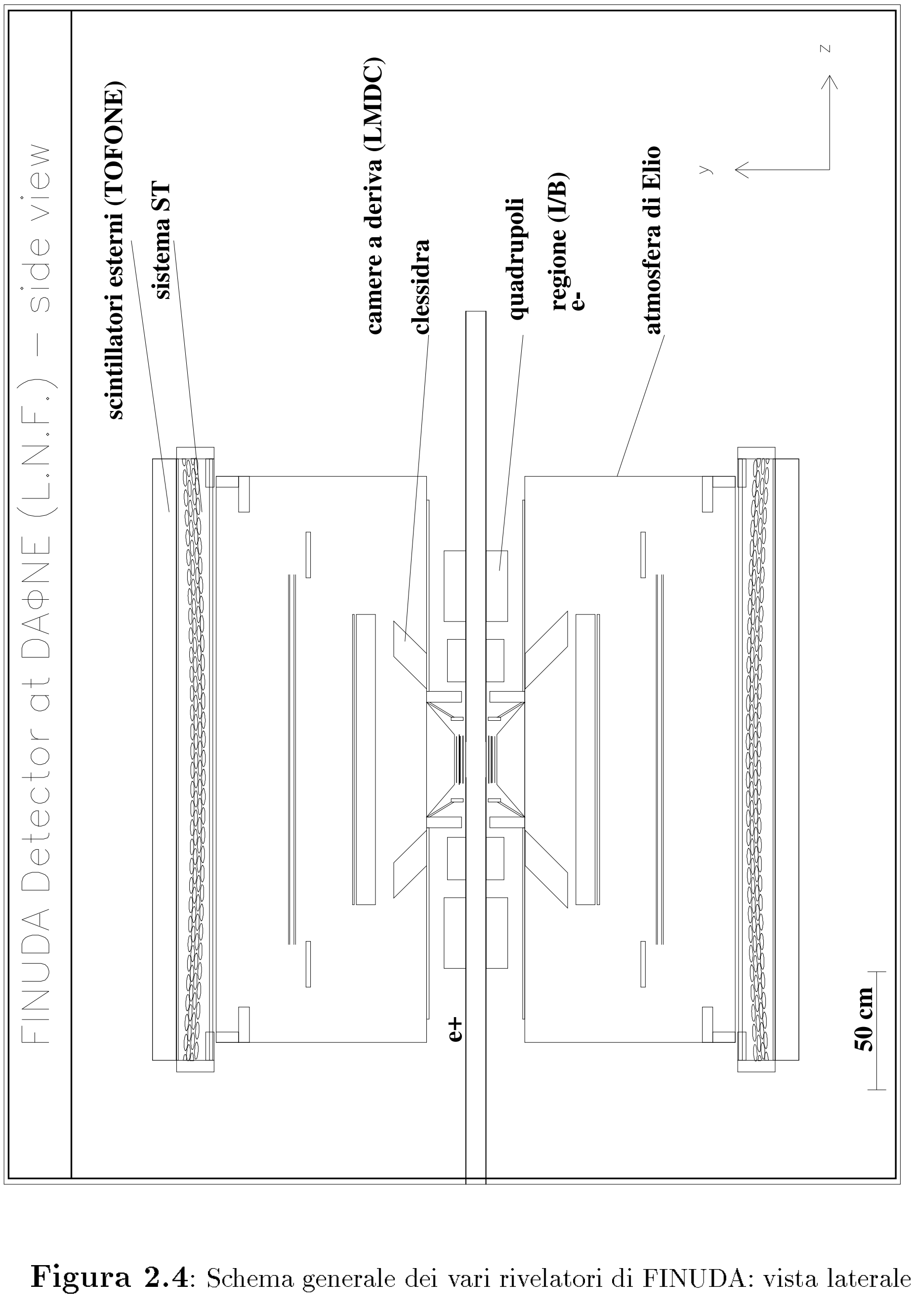

Figura 2.4: Schema generale dei vari rivelatori di FINUDA: vista laterale.

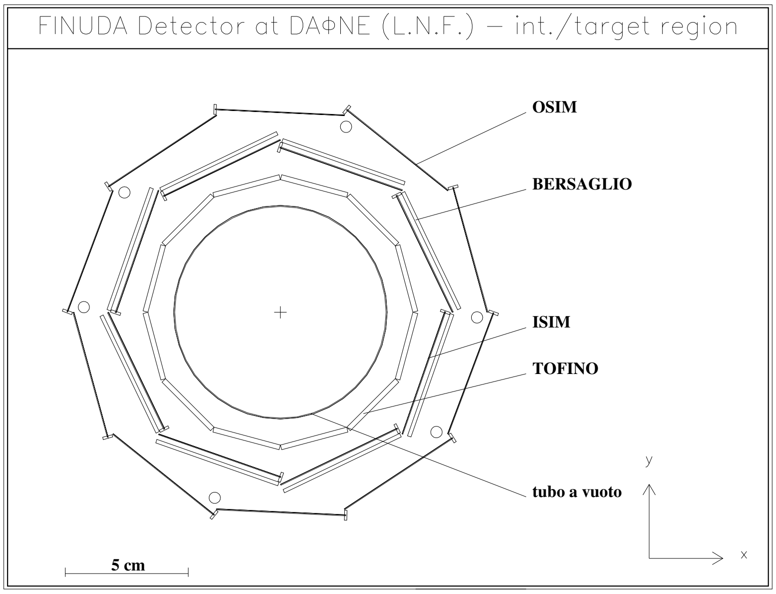

Figura 2.5: Particolare della regione di interazione.

Un dettaglio di tale zona è mostrato in fig.(2.5) dove per completezza vi è riportato anche il rivelatore al silicio esterno (*OSIM*) sebbene questi faccia parte del sistema di tracciatura esterno. La regione I/B deve fornire le seguenti informazioni:

- identificazione delle coppie (K^+, K^-) provenienti dal decadimento della ϕ in un tempo sufficientemente veloce da permettere una prima selezione degli eventi (Trigger di primo livello);
- determinazione delle coordinate dei kaoni prima che questi entrino nel bersaglio.

Inoltre I/B deve avere uno spessore tale da permettere al K^- monocromatico di fermarsi il più vicino possibile alla superficie esterna del bersaglio. Poiché i K^- prodotti dal decadimento della ϕ hanno un'energia di 16.1 MeV, prima di arrestarsi attraversano una quantità di materiale nucleare molto piccola (circa 0.5 g/cm^2 di ^{12}C). Lo spessore dei rivelatori interni è stato determinato richiedendo che il K^- si arresti all'interno di un bersaglio di spessore sufficientemente piccolo da minimizzare gli effetti dello sparpagliamento (*straggling*) dell'energia. Gli spessori proposti sono: 400 μm per il tubo a vuoto in Berillio, 1.5 mm per gli scintillatori di *TOFINO*, 300 μm per i silici di *ISIM* e circa 1.5 mm per un bersaglio di Carbonio. In queste condizioni i K^-, emessi dal decadimento della ϕ in un angolo tra i 45^0 e i 135^0, si arrestano all'interno del bersaglio

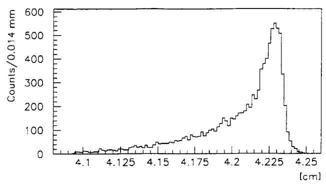

Figura 2.6: Distribuzione simulata dei punti di arresto dei K^- all'interno di un bersaglio di carbonio.

La lunghezza della regione I/B è stata fissata in modo da poter accettare le coppie di kaoni, emesse tra i 45^0 e i 135^0, in una regione lungo l'asse z compresa tra -3.5 cm e 3.5 cm, corrispondente all'ampiezza a semi altezza (FWHM) della regione di interazione delle coppie (e^+, e^-). La lunghezza così ottenuta è di 17 cm, la quale consentirà un'accettanza maggiore del 90% per le coppie (K^+, K^-). Gli scintillatori veloci di *TOFINO* permetteranno una prima selezione degli eventi con (K^+, K^-) collineari, e forniranno misure di perdita di energia (δE/δX) e di molteplicità. L'informazione sulla posizione ricavata da *ISIM* (ottenuta con un errore di poche decine di micron), permetterà la ricostruzione delle traettorie dei (K^+, K^-). Questa informazione, unitamente alla determinazione della traettoria dei π^-, ottenuta nel sistema di tracciatura esterno, consentirà di determinare la posizione del punto in cui il K^- si è arrestato all'interno del bersaglio nucleare. Mediante simulazioni Monte Carlo si è valutata la distribuzione del punto di arresto dei K^- all'interno del bersaglio. In fig.(2.6) è riportata la distribuzione angolare dei punti di arresto in un bersaglio di carbonio; in questa simulazione sono stati presi in considerazione gli effetti introdotti dal diverso angolo di emissione dei kaoni, lo *straggling* dell'energia e lo *scattering multiplo*. La distribuzione mostra un picco ben definito, dal quale si può ricavare una prima indicazione sulla perdita di energia dei π^- nel bersaglio.

L'intersezione delle traettorie ricostruite da *ISIM* con la traettoria del π^- ricostruita dal sistema di tracciatura estrerno, darà una stima della posizione di produzione dell'ipernucleo.

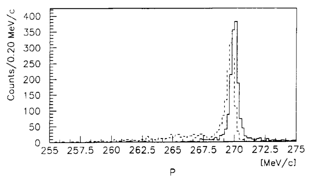

Figura 2.7: Distribuzione simulata del impulso di pioni π^- con (linea continua) e senza correzione (linea tratteggiata) per la perdita di energia nel bersaglio.

Gli impulsi delle particelle cariche emesse saranno successivamente corretti per la perdita di energia nel bersaglio, migliorando ulteriormente la risoluzione dell'impulso. In fig.(2.7) è mostrato l'effetto di questa correzione su π^- simulati di 270 MeV/c, con una risoluzione sull'impulso del sistema di tracciatura esterno pari al 0.3% (FWHM).

Il sistema di tracciatura esterno è quello che richiede le migliori prestazioni dell'intero apparato in quanto, come già anticipato, deve misurare l'impulso dei pioni prodotti dalla reazione di formazione dell'ipernucleo. La risoluzione sull'impulso entra direttamente nella determinazione dell'energia dei livelli ipernucleari. Infatti, come è immendiato verificare, indicando con M_H, M_A, M_π e M_K rispettivamente le masse dell'ipernucleo, del nucleo bersaglio, del pione e del K^- incidente, la massa ipernulceare è data, trascurando il rinculo dell'ipernucleo, da:

$$M_H = M_A + M_K - M_\pi - T_\pi \tag{2.5}$$

dove T_π è l'energia cinetica del π^-. Quindi $\Delta M_H = \Delta T_\pi$ e

$$\frac{\Delta T_\pi}{T_\pi} = \frac{\sqrt{p_\pi^2 + m_\pi^2} + m_\pi}{\sqrt{p_\pi^2 + m_\pi^2}} \frac{\Delta p_\pi}{p_\pi} = f(p_\pi) \frac{\Delta p_\pi}{p_\pi} \tag{2.6}$$

La funzione $f(p_\pi)$ dipende dallo stato finale ipernucleare, anche se debolmente. Considerando l'ipernucleo ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ nel suo stato fondamentale otteniamo dalla (1.16) $p_\pi =$ 272 MeV/c, $T_\pi = 166.2$ MeV e $f(p_\pi) = 1.4$, valore questo che si assumerà come tipico. Dalla (2.6) si ottiene che per ogni 10^{-3} del ΔP/P si ha una risoluzione in energia di 236 KeV.

L'informazione minima necessaria per ricostruire la traettoria di una particella carica in moto in un campo magnetico uniforme, è rappresentata da tre punti lungo il percorso della particella. I fattori che contribuiscono alla precisione nella ricostruzione della traettoria, sono lo *scattering multiplo* all'interno dei materiali e la precisione spaziale con la quale si conosce la posizione dei punti per i quali è passata la particella.

Per i rivelatori di FINUDA si è cercato di utilizzare rivelatori a bassa densità capaci di garantire una alta risoluzione spaziale. Per abbassare ulteriormente gli effetti dello *scattering multiplo*, i due cilindri di camere a deriva saranno immerse in un'atmosfera di Elio (fig.(2.2), fig.(2.2)). Per un ulteriore miglioramento sulla determinazione della traettoria è stato inoltre deciso di utilizzare quattro punti (e non tre) per la ricostruzione della traccia.

Il primo punto della traettoria sarà misurato con una precisione dell'ordine dei 30 μm dal rivelatore *OSIM*, mentre l'ultimo punto verrà determinato, con una precisione di 100 μm nel piano (ρ, φ) e di 300 μm lungo l'asse z, dal rivelatore a *STRAW TUBE*. I due punti interni saranno ricavati dalle camere a deriva a bassa densità (LMDC) con una precisione di 100 μm nel piano (ρ, φ) e, lungo l'asse z, con una precisione pari a circa l'1% della lunghezza del filo (misura questa effettuata mediante il metodo della divisione di carica).

Come verrà indicato più chiaramente nel capitolo 3, simulazioni Monte Carlo, nelle quali sono state assunte le precedenti risoluzioni spaziali hanno fornito una risoluzione in impulso di circa 0.2% (FWHM) per pioni da 270 MeV/c, cui corrisponde una risoluzione energetica pari a 472 KeV. Il sistema di scintillatori esterno di *TOFONE* infine, sarà usato per il trigger di primo livello e per la rivelazione dei neutroni.

2.3 Il sistema di scintillatori interno (*TOFINO*)

Gli scintillatori di *TOFINO* saranno costituiti da 12 scintillatori lunghi 14 cm,dallo spessore di 1.5 mm e larghezza 1.8 cm. Una maggiore frammentazione produrrebbe perdite di efficienza dovute al curvatura dei (K^+, K^-) all'interno del tubo a vuoto del collisionatore e all'aumentare delle zone morte tra barre adiacenti.

Il δE/δX negli scintillatori per le coppie (K^+, K^-), (π^+, π^-), (μ^+, μ^-) e (e^+, e^-), aventi energie dell'ordine di quello che si avranno a DAΦNE, è riportato in fig.(2.8). Appare evidente la netta separazione dei kaoni dalle altre particelle.

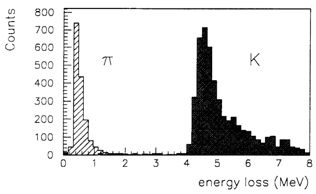

Figura 2.8: Perdita di energia nei scintillatori di *TOFINO* (2.0 mm di spessore) per kaoni e pioni.

La non linearità tra la perdita di energia e la luce raccolta dal fototubo degli scintillatori renda necessaria una piccola correzione, risulta chiara la facilità con la quale potranno essere selezionati eventi con kaoni correlati rispetto agli eventi (π^+, π^-), (μ^+, μ^-) e (e^+, e^-).

Ogni barra di *TOFINO* sarà collegata ad un canale TDC e ad un canale ADC. I protoni emessi nei decadimenti non mesonici prodotti dalla reazione (1.6), saranno rivelati da *TOFINO* in un angolo solido di circa 180^0, rendendo possibile la misura diretta del tempo di vita medio τ_Λ dell'ipernucleo, con una tecnica già utilizzata ai Laboratori di Brookhaven (BNL) ([10]). Tale procedura prevede la misura degli spettri temporali di eventi registrati in barre differenti da quelle associate alla coppia (K^+, K^-).

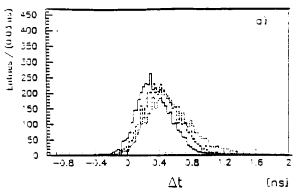

Figura 2.9: Distribuzioni temporali in *TOFINO*, simulate con una risoluzione di 300 ps. Le linea tratteggiata e la linea a punti corrispondono rispettivamente a $\tau_{\lambda} = 100$ e $\tau_{\lambda} = 200$ ps, mentre la linea continua corrisponde a $\tau_{\lambda} = 0$.

I pioni (π^-) di 250÷270 MeV/c, corrispondenti alla formazione di uno stato ipernucleare fondamentale, devono mostrare una distribuzione temporale simmetrica, con una larghezza determinata dalla risoluzione temporale strumentale. Le altre particelle cariche emesse dal decadimendo ipernucleare, come protoni o eventualmente pioni nel caso di bersagli leggeri, devono presentare degli spettri temporali asimmetrici per il fatto che la Λ segue una legge di decadimento esponenziale, con costante di tempo data da τ_{Λ}. La capacità sperimentale di osservare una tale asimmetria è sostanzialmente legata:

- alla risoluzione temporale di ciascuna barra di *TOFINO*;
- alla precisione dell'allineamento temporale tra le differenti barre (devono avere tutte la stessa origine dei tempi)

- alla stabilità elettronica dell'intero sistema

- alla correzione sul tempo di arrivo della luce; ciò per tener conto della dipendenza di tale tempo dal cammino della particella all'interno dello scintillatore

Se sarà possibile ottenere una risoluzione temporale di 250÷300 ps (FWHM), si potrà misurare l'asimmetria e quindi τ_Λ. In fig.(2.9) è riportata una simulazione Monte Carlo, nella quale è stata assunta una risoluzione strumentale di 300 ps; le distribuzioni temporali ottenute, corrispondono a eventi che seguono una legge di decadimento esponenziale con τ_Λ di 100 e 200 ps da confrontare con la distribuzione per $\tau_\Lambda = 0$.

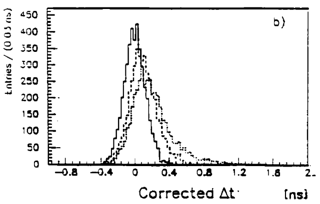

Figura 2.10: Distribuzioni temporali in *TOFINO*, simulate con una risoluzione di 300 ps, dopo aver corretto per il tempo di cammino. Le linea tratteggiata e la linea a punti corrispondono rispettivamente a $\tau_\lambda = 100$ e $\tau_\lambda = 200$ ps, mentre la linea continua corrisponde a $\tau_\lambda = 0$.

In fig.(2.10) sono riportate le stesse distribuzioni dopo la correzione per i differenti cammini delle particelle all'interno degli scintillatori. Si può vedere che con $\sim 10^3$ eventi si può determinare τ_Λ con un errore di 5 ps.

Il materiale scintillante proposto per *TOFINO* è il NE104, il quale ha un alto rendimento di luce e notevole resistenza alle radiazioni. In tabella (2.2) sono riportate per confronto le caratteristiche degli scintillatori comunemente utilizzati. I fotoelettroni prodotti nello scintillatore saranno raccolti alle due estremità da due Tubi Foto Moltiplicatori Ibridi (HPMT). L'utilizzo di tali dispositivi in sostituzione dei più tradizionali fotomoltiplicatori, permette di poter mantenere l'elettronica all'interno del magnete, eliminando così le inevitabili perdite di fotoelettroni che si avrebbero nelle guide di luce necessarie per portare il segnale all'esterno del campo magnetico. Precedenti esperimenti in cui sono stati utilizzati degli HPTM, hanno mostrato che tali dispositivi possono lavorare, senza modificare le loro caratteristiche, in campi magnetici di intensità pari a 2 Tesla.

Scintillatore	Num. foto elet.	Luce emessa (% anisotr.)	Cost. dec. (ns)	LAL (cm)
BC418	30	67	1.4	100
BC420	32	64	1.5	110
BC422	26	55	1.6	8
BC422Q	8	11	0.7	8
NE104	54	68	1.9	120
Pilot U	27	67	1.36	100
NE111A	34	55	1.6	8

Tabella 2.2: Principali caratteristiche di materiali scintillanti.

Essendo la loro linearità degli HPTM molto buona (160 db), il loro impiego permetterà una buona selezione degli eventi (K^+, K^-). Anche la misura della vita media sembra essere possibile utilizzando gli HPMT, essendo questi in grado di fornire una risoluzione temporale di $250 \div 300$ ps.

2.4 I rivelatori al silicio *ISIM* e *OSIM*

In fig.(2.5) è illustrato lo schema del rivelatore di vertice di FINUDA. Tale rivelatore consiste di due parti; *ISIM* e *OSIM*. Entrambi saranno assemblati su supporti cilindrici, di sezione esagonale per *ISIM* e ottagonale per *OSIM*. Ognuno dei moduli costituenti i due rivelatori al silicio, sarà ottenuto attraverso l'incollaggio e micro-saldature di tre unità di rivelatori al Silicio a doppia faccia (wafer). Successivamente questi verranno incollati su un telaio rigido di supporto. Un modulo avrà una superfice attiva di 196 mm (lungo la direzione z) e di 52 mm^2 nel piano (ρ, φ). Ogni unità (wafer) avrà dimensioni 52.6×65.4 mm^2 e spessore 300 μm. La distanza tra due strisce (zone attive) è di 50 μm (su entrambe le faccie), e la larghezza di una striscia è di 6 μm. Il singolo wafer ha una zona morta di ~ 0.6 mm, che verrà utilizzata per il fissaggio sul telaio di supporto.

Un rivelatore al silicio presenta i seguenti vantaggi:

- ha un'alta granularità: nel rivelatore sopra descritto , per una particella al minimo, è aspettata una risoluzione sia per la coordinata z, sia per il piano (ρ, φ) di $10 \div 20$ μm (FWHM), con un rapporto segnale-rumore (S/R) $= 40 \div 20$;

- ha una bassa sensibilià ai campi magnetici: cosa di notevole importanza per un rivelatore che deve operare in un volume in cui il campo magnetico è di 1.1 Tesla;

- ha una bassa densità (< 0.1 g/cm^2): l'effetto dello *scattering multiplo* dei K^- è quindi minimo, basti pensare che un fascio sottile di kaoni di 8 MeV, che attraversa questo rivelatore, viene diffuso con una angolo $< 2^0$ (rms)

- permette un pur minima risoluzione energetica ($\sim 50\%$ (FWHM) per particelle al minimo. Permette inoltre di selezionare $K^\pm$ di bassa energia ($\sim 10 MeV$ per *ISIM*) da $\pi^\pm$ ($T_\pi \sim 160$ MeV), e da protoni provenienti da decadimenti non mesonici ($T_p \sim 85\ MeV$);

- presenta una buona resistenza alle radiazioni: i rivelatori *ISIM* ed *OSIM*, sebbene si trovino fuori dalla zona principale di emissione Bhabha, saranno esposti ai fondi macchina, il che rende necessaria la loro resistenza alle radiazioni.

Canali	Granularità (μm)	potenza (mW/canale)	Rumore (ENCe$^-$†)
128	50	1.2	180+7.5e$^-$/pF

Tabella 2.3: Caratteristiche principali del processore VA1. († ENCe$^-$ = Carica di Rumore Equivalente espressa in numero di elettroni.)

I segnali provenienti dai silici saranno raccolti dal chip VA1 (VIKING [38]). Questo processore, capace di leggere diversi canali, integrare e formare il segnale di carica raccolta dal silicio, e di distribuirlo a un segnale di trigger. Le principali caratteristiche del processore VA1 sono riportate in tabella (2.3).

2.5 Il bersaglio

Come si può vedere dalla fig.(2.5), il bersaglio di FINUDA ha una struttutra modulare. È costituito da un cilindro a sezione ottagonale, ed è posto tra i due rivelatori al silicio *ISIM* e *OSIM*. La struttura modulare permetterà di utilizzare contemporaneamente bersagli costituiti da materiali diversi.

I bersagli nucleari di più facile costruzione sono quelli che a temperatura ambiente si presentano allo stato solido e possono essere resi ”isotopicamente” puri. È evidente infatti, che la presenza di impurità, sia pure un percentuali molto basse ($5 \div 10\%$), può rendere molto difficoltosa l'interpretazione degli spettri dei livelli ipernucleari, soprattutto in esperimenti in cui si richiede un'alta risoluzione.

Si possono quindi individuare tre classi di bersagli nucleari, a seconda del grado di difficoltà che si incontra nella loro realizzazione:

- **bersaglio di facile realizzazione** (solidi, isotopicamente puri): a tale classe appartengono le seguenti specie nucleari; ^{9}Be, ^{12}C(98.9%), ^{27}Al, ^{31}P, ^{45}Sc, 51V, ^{55}Mn, ^{59}Co, ^{75}As, ^{89}Y, ^{98}Nb, ^{103}Rh, ^{133}Cs, ^{165}Ho, ^{181}Ta, ^{197}Au e ^{209}Bi.
- **bersaglio realizzabile** (solidi infiammabili; devono essere sigillati e non isotopicamente puri): ^{6}Li, ^{7}Li, ^{10}B, ^{11}B, ^{23}Na, ^{40}Ca(97%)
- **bersaglio di difficile realizzazione** (bersagli criogenici): ^{3}He, ^{4}He

2.6 Le camere a deriva

Le 16 camere a deriva di FINUDA costituiranno la parte centrale del sistema di tracciatura esterno. Saranno montate su due cilidri di forma ottagonale, ognuno contenente 8 camere e centrati sull'asse del fascio.

In fig.(2.2) è riportata la disposizione di tali cilindri rispetto all'apparato. Sono visibili le sovrapposizioni delle estremità delle camere. Tali sovrapposizioni si sono rese necessarie al fine di minimizzare la presenza di zone non attive all'interno del rivelatore. Per ottimizzare l'accettanza dell'intero apparato, si è ruotato i due cilindri l'uno rispetto all'altro, in modo di rendere minimo l'effetto del cono d'ombra delle zone di sovrapposizione del cilindro più interno sui rivelatori esterni. Per la scelta dell'angolo di rotazione ci si è basati sulle seguenti considerazioni: essendo i prodotti dei decadimenti ipernucleari sostanzialmente monocromatici, ogni tipo di particella emessa dal decadimento avrà un raggio di curvatura, e quindi, un angolo caratteristico. L'angolo di rotazione dei due cilindri è stato fissato in modo da ottimizzare l'accettanza dello spettrometro per i π^- da 270 MeV/c. In questo modo si riducono gli eventi con tre punti nel volume di tracciatura, il che permetterà di aumentare l'efficienza del programma di ricostruzione delle traettorie.

	Materiale	Dim. esterne (mm)	Peso (kg)
Telaio di supporto	Alluminio	1870 x 686 x 15	14.2
telaio 2	fibra di vetro	1870 x 686 x 6	4.5
Telaio "catodi"	fibra di vetro	1870 x 686 x 6	4.5
Telaio "anodi"	fibra di vetro	1870 x 686 x 6	4.5

Tabella 2.4: Dimensioni e peso dei telai di supporto di una camera esterna.

	Materiale	Dim. esterne (mm)	Peso (kg)
Telaio di supporto	Alluminio	1230 x 396 x 15	6.9
telaio 2	fibra di vetro	1230 x 396 x 6	2.2
Telaio "catodi"	fibra di vetro	1230 x 396 x 6	2.2
Telaio "anodi"	fibra di vetro	1230 x 396 x 6	2.2

Tabella 2.5: Dimensioni e peso dei telai di supporto di una camera interna.

La struttura portante della singola camera sarà costituita da 7 telai sovrapposti; lo spessore totale dei 5 telai di fibra di vetro è di 30 mm così come per i due telai di alluminio. Le pareti della camera saranno costituiete da fogli di Mylar di 6 μm di spessore. Le dimensioni delle camere del cilindro interno sono riportate nelle tabelle (2.5) e (2.4); il peso totale di una camera interna di 24.9 kg, quello di una camera esterna sarà di 50.9 kg

La geometria di una cella di deriva è mostrata in fig. (2.11). Il diametro dei fili di anodo è 25 μm mentre il diametro dei fili di campo e di catodo è 50 μm. La distanza tra due fili di catodo è di 1 mm, mentre le due serie di catodi sono separate da 6 mm. I fili di campo che chiudono la cella, sono distanti 50 mm, e i due fili di anodo sono al centro della cella. La scelta di utilizzare due fili di anodo, separati di 200 μm è necessaria per eliminare l'ambiguità destra-sinistra nella determinazione della traettoria.

Figura 2.11: Geometria di una cella delle camere a deriva di FINUDA.

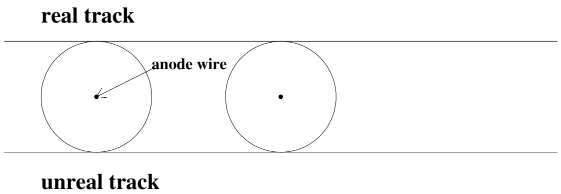

Figura 2.12: Con un solo filo di anodo non è possibile determinare quale delle due tracce sia quella reale.

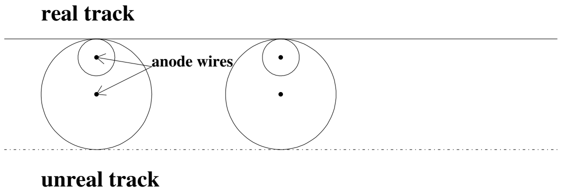

Figura 2.13: Il doppio filo di anodo permette di eliminare l'ambiguità destra-sinistra, permettendo così di determinare qual'è la traccia reale.

Nel caso di un singolo filo di anodo (fig.(2.12)) non è possibile determinare a priori se la traccia è passata a destra o a sinistra del filo, cosa invece possibile con un doppio anodo come risulta chiaro dalla fig. (2.13).

La posizione lungo l'asse z sarà ricostruita con il metodo della divisione di carica. Misurando lo spettro ADC ad entrambe le estremità di un filo e definendo con Q_d e Q_s rispettivamente la quantità di carica raccolta nella parte destra e nella parte sinistra, la coordinata z (prendendo il centro del filo come origine del sistema) è data dalla relazione:

$$z = [(Q_s - Q_d)/(Q_s + Q_d)](Z_i + R_0 l/2)R_0 \tag{2.7}$$

dove Z_i è l'impedenza d'ingresso del preamplificatore, R_0 è la resistivita' del filo e l è la lunghezza totale del filo. Tale metodo consentirà di determinare la coordinata z con una precisione pari all'1% della lunghezza del filo.

Al fine di minimizzare il contributo dello *scattering multiplo* all'interno delle camere, particolare attenzione è stata rivolta alla scelta della miscela di gas che deve esservi utilizzata. Sono state prese in considerazione diverse miscele gassose a base di Elio, tra le quali è stata scelta una miscela al 70% di Elio e 30% Isobutano (iC_4H_{10}). Il gas entrerà da un'estremità della camera e dopo esserne uscito dalla parte opposta, fluirà all'interno dell'intercapedine tra i due fogli di Mylar. Ciò allo scopo di garantire che la pressione interna alla camera sia maggiore rispetto a quella dei volumi esterni, impedendo in questo modo al foglio di Mylar alluminizzato interno di spostarsi rispetto ai fili di catodo, distorcendo così il campo elettrico.

Il campo magnetico di 1.1 Tesla, in cui tutto il sistema di tracciatura sarà immerso, provocherà una curvatura della traettoria seguita dalla carica di ionizzazione prodotta nella miscela gassosa (angolo di Lorentz). Il metodo comunemente usato al fine di correggere l'effetto di tale fenomeno sulla corretta determinazione del tempo di deriva, è quello di deformare il campo elettrico in maniera tale da compensare la distorsione prodotta dal campo magnetico. In fig.(2.14) è riportata la forma delle linee del campo elettrico all'interno di una cella, in assenza di campo magnetico. Una volta acceso il campo magnetico il campo elettrico assumerà la forma riporata in fig.(2.15).

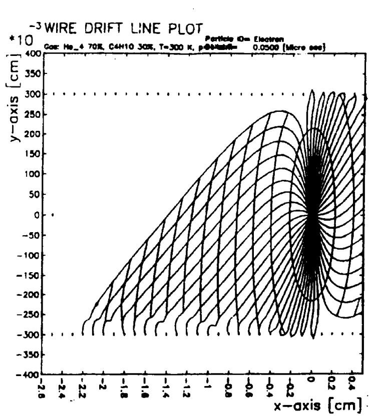

Figura 2.14: Forma del campo elettrico all'interno di una cella. La deformazione delle linee di campo è necessaria per compensare l'effetto prodotto da campo magnetico.

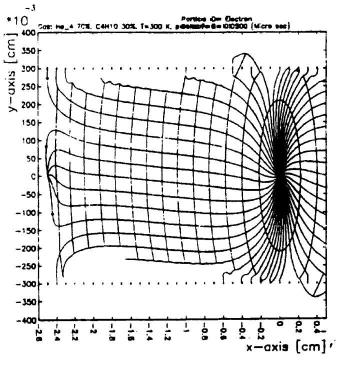

Figura 2.15: Linee di forza del campo elettrico all'interno di una cella, come si presentano dopo l'accensione del campo magnetico.

2.7 Il sistema di *STRAW TUBE*

Il sistema di *STRAW TUBE* (*ST*) costituisce l'ultimo apparato di tracciatura del rivelatore FINUDA. Per avere una risoluzione in impulso del 0.3 %, *ST* deve fornire il quarto punto della traccia (capitolo 3), con una precisione di 100 μm nel piano (ρ, φ) e di 300 μm lungo l'asse z. Essendo l'ultimo rivelatore di tracciatura, in esso l'effetto dello *scattering multiplo* ha un peso minore rispetto ai rivelatori più interni, per quali la bassa densita' è stata una richiesta fondamentale.

ST è un sistema di *straw* (cannuccia) di Mylar alluminizzato internamente, di 30 μm di spessore, disposti in tre moduli, uno assiale (quello più interno), e due stereo con un angolo rispetto all'asse z di $\pm$ 12^0. Ogni modulo sarà costituito da due file di *straw*, ognuna traslata rispetto all'altra di mezzo diametro, come è mostrato in fig.(2.16).

L'utilizzo degli *straw* offre notevoli vantaggi nella realizzazione di un rivelatore per il quale non sia richiesta una bassa densità. Tale apparato offre una buona risoluzione intrinseca; in precedenti applicazioni, *straw* di lunghezza inferiore ai 50 cm, ([39],[40],[41],[42]) hanno ottenuto risoluzioni spaziali migliori di 50 μm. Con *straw* di lunghezza superiore ai 2 metri ([43],[44],[45]), si sono ottenute risoluzioni di $\sim$ 100 μm, confrontabili con quelle richieste da FINUDA per l'ultimo punto della traccia.

La modularità di un tale sistema permette inoltre di limitare la zona morta causata dalla rottura di un filo ad un singolo tubo, inoltre la presenza dell'alluminio all'interno dello *straw* scherma elettrostaticamente un filo dall'altro, riducendo in tale modo la presenza di segnali indotti sui fili addidacenti (*cross talk*). Infine un rivelatore a *straw* offre, a parità di volume attivo, un costo di realizazione minore rispetto ai più covenzionali sistemi di tracciatura.

La struttura meccanica (*Clessidra*) del rivelatore a *straw* è mostrata in fig.(2.17). Avrà un raggio interno di 111 cm, il raggio estrerno di 125 cm e una lunghezza L di

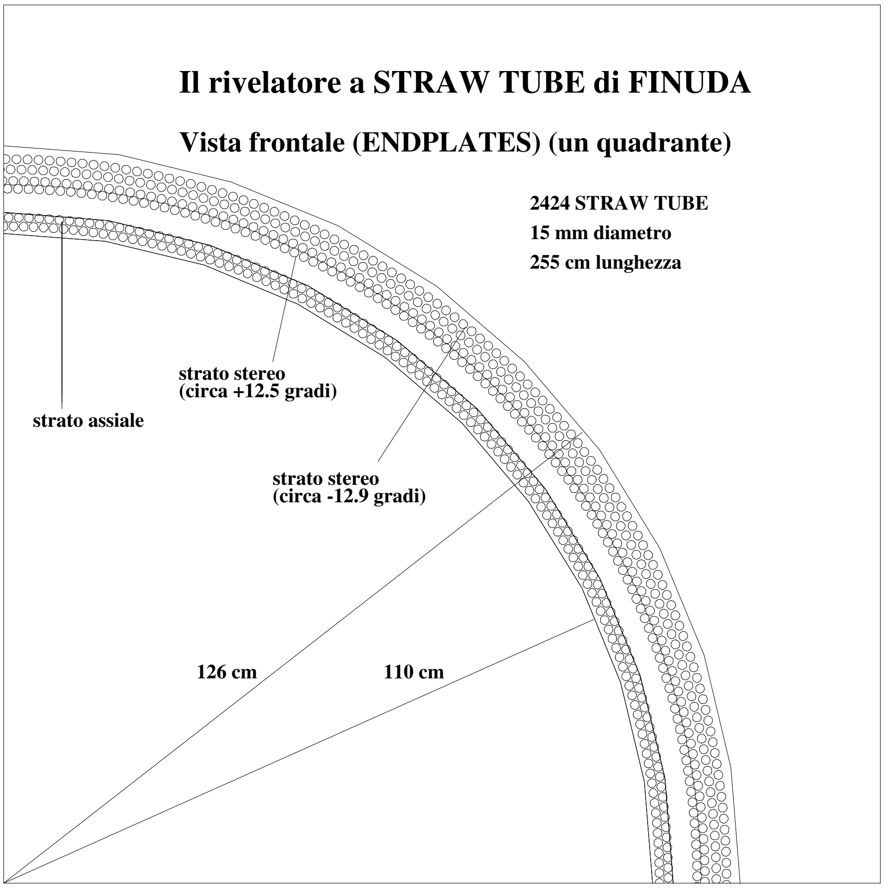

Figura 2.16: Disposizione dei tubi nei tre piani del rivelatore *ST*.

255 *cm*. Il numero totale di *straw* sarà 2424, sistemati nei tre moduli come mostrato in fig.(2.16).

I sei strati (2 per ogni modulo) conterranno lo stesso numero di tubi (404). Gli *straw* saranno montati tra le due piastre di alluminio della Clessidra. Lo strato più interno (modulo A), avrà i tubi disposti parallelamente all'asse del fascio, mentre i due strati esterni (modulo B e modulo C) formeranno con l'asse z un angolo rispettivamente di $+12^0$ e -12^0 permettendo la ricostruzione della coordinata z.

L'angolo formato da due *straw* adiacenti nei due piani stereo è espresso dalla relazione:

$$\delta = 2\pi/N_{straw} \tag{2.8}$$

dove N_{straw} è il numero di tubi contenuti in ogni strato. Il valore dell'angolo è $\delta \sim 0.9^0$. La distanza inter-asse d tra due tubi stereo va da 1.71 *cm* per lo strato centrale (modulo B) a 1.89 *cm* per quello esterno (modulo C).

La distanza R dal centro del rivelatore diminuisce, per gli strati stereo, se dalle piastre ($z = \pm L/2$) ci si sposta verso il centro (z =0), come si può vedere in tabella (2.6), nella quale sono riportate anche le distanze inter-asse (d) per ogni strato per i due valori di z (0, L/2). Il numero di tubi e l'angolo stereo sono stati fissati in base alla richiesta di minimizzare la distanza tra due tubi adiacenti ottimizzando così l'accettanza del rivelatore.

La lunghezza degli *straw*, determinata dall'accettanza geometrica è di 255 *cm*. Il numero di canali totali può essere variato scegliendo diametri più o meno grandi, ma i contributi alla risoluzione spaziale dovuti alla diffusione degli elettroni di ionizzazione e alla sagitta gravitazionale suggeriscono la scelta di un diametro di 10÷20 *mm*.

La scelta del filo di anodo è determinata dalla necessità di una lunga stabilità e di una minima sagitta gravitazionale; inoltre, non essendo prevista la determinazione della coordinata z con il metodo della divisione di carica, la conducibilità del filo è irrilevante.

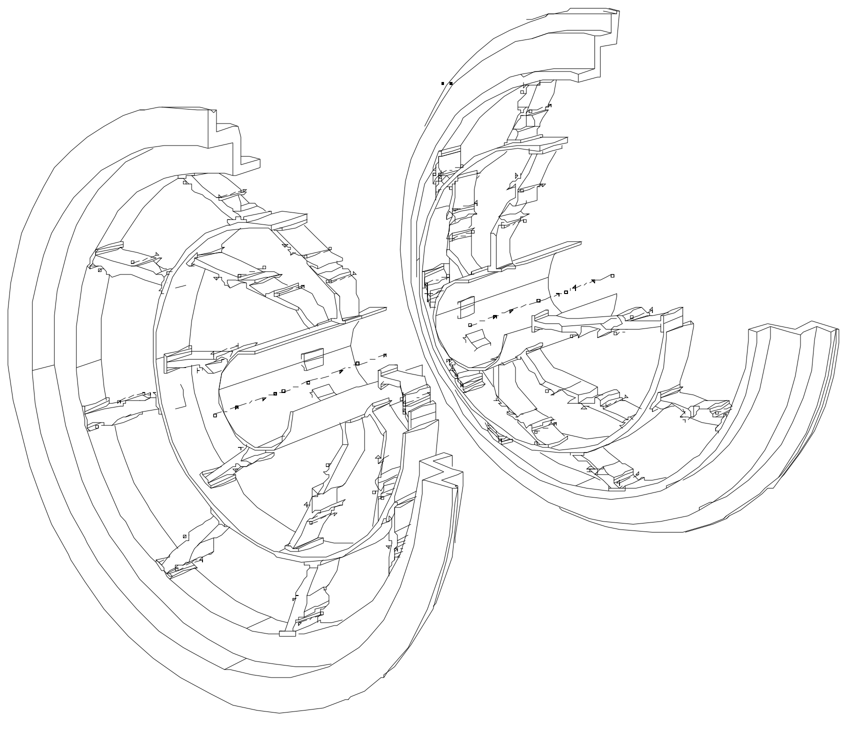

Figura 2.17: La Clessidra; struttura portante del rivelatore FINUDA.

La scelta di non utilizzare il metodo della divisione di carica è stata imposta dal fatto che tale metodo non permette di ottenere la risoluzione richiesta.

	A1	A2	B1	B2	C1	C2
R(z = L/2)	112.00	113.48	119.80	121.23	122.66	124.08
R(z = 0)	112.00	113.48	114.83	116.32	117.81	119.28
d(z = L/2)	1.71	1.73	1.83	1.85	1.87	1.89
d(z = 0)	1.71	1.73	1.75	1.77	1.80	1.82

Tabella 2.6: Parametri geometrici dei sei strati (in cm); A1, A2, B1, B2, C1, C2 si riferiscono rispettivamente al primo e al secondo strato dei moduli A, B e C.

Per gli *straw* la scelta del gas, a differenza delle camere a deriva precedentemente descritte, non ha una rilevanza così forte. Lo scarso contributo dello *scattering multiplo* nella determinazione del quarto punto della traettoria permette una maggiore libertà nella miscela gassosa da usare all'interno degli *straw*. Sebbene la risoluzioe spaziale richiesta può essere ottenuta con miscele convezionali di tipo Argon ed Etano, l'attenzione iniziale si è focalizzata sull'uso di Etere Dimetile puro (DME), che offre il vantaggio di avere un piccolo angolo di Lorentz (meno di 2^0 a 1 Tesla), e una bassa diffusione degli elettroni di ionizzazione ($\sim 7\ \mu m/mm$). Ha inoltre una bassa velocità di deriva, il che permette di rilasciare le prestazioni dell'elettronica necessaria per la lettura dei tempi di deriva.

2.8 Gli scintillatori esterni (*TOFONE*)

La funzione principale di questo apparato è la rivelazione di neutroni veloci (~ 400 MeV/c) provenienti da decadimenti ipernucleari non mesonici

Raggio interno	109 cm
Numero di barre	72
Larghezza barra	8 cm
Spessore barra	10 cm
Lunghezza barra	220 cm

Tabella 2.7: Dimensioni delle barre di *TOFONE*.

TOFONE sarà un sistema di 72 barre di materiale scintillante, a simmetria cilindrica, allineate lungo l'asse del fascio di cui si ha una descrizione delle principali caratteristiche geometriche in tabella (2.7).

Il grande spessore delle barre di *TOFONE* è necessario per permettere l'osservazione dei neutroni. Con l'aumentare dell'energia del neutrone, diminuisce l'efficienza con cui questi viene rivelato, il che impone un elevato spessore di materiale per questo tipo di rivelatore.

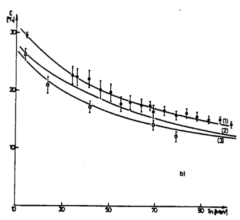

Figura 2.18: Variazione dell'efficienza di rivelazione di neutroni in funzione della loro energia, in una barra di NE100 di $10 \times 10 \times 100\ cm^3$.

D'altra parte, aumentando lo spessore dello scintillatore, diventa meno uniforme la produzione di luce, il che deteriora la risoluzione. L'obbiettivo di *TOFONE* è di raggiungere un'efficienza sull'osservazione dei neutroni di $\sim 13 \div 15\%$. In fig.(2.18) è riportata la variazione dell'efficienza di osservazione dei neutroni (ϵ_n) in funzione della loro energia, in una barra di NE100 di dimensioni $10 \times 10 \times 100$ cm^3. Per la scelta del materiale da utilizzare, particolare attenzione è stata rivolta alla lunghezza di attenuazione della luce (LAL).

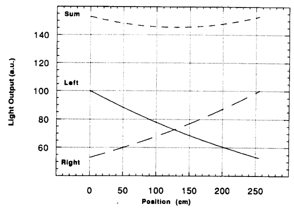

Figura 2.19: Variazione dell'ampiezza del segnale luminoso sulla posizione di attraversamento nello scintillatore. I segnali "destra" e "sinistra" mostrano una dipendenza di $\sim 50\%$, mentre il segnale somma (destra + sinistra), presenta una variazione di circa il 7%.

Il valore per LAL ritenuto accettabile è di 400 cm, poiché per questo particolare valore, la dipendenza dell'ampiezza del segnale luminoso sulla posizione di attraversamento, dopo i 255 cm di materiale, riportata in fig.(2.19), mostra una dipendenza per i segnali destra e sinistra di $\sim 50\%$, mentre il segnale ottenuto dalla somma dei due mostra una dipendenza di circa il 7%.

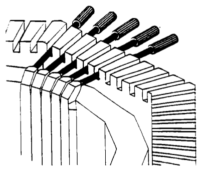

Figura 2.20: Dettaglio delle guide di luce utilizzate per trasportare i segnali luminosi di *TOFONE* fuori dal magnete.

Il materiale scintillante usato sarà il BC408, il quale presenta ottime caratteristiche di luminosità, velocità di risposta e di lunghezza di attenuazione. I fotoelettroni prodotti dal passaggio di una particella, saranno trasportati fuori dal magnete attraverso delle guide di luce, come si può vedere in fig.(2.20). Alle estremità delle guide di luce saranno posti dei fotomoltiplicatori di tipo convenzionale. Per quest'ultimi la scelta è caduta sul XP2020 prodotto dalla Philips, il quale ha fornito indicazioni positive per quanto riguarda la determinazione del Tempo di Volo (TOF), per il quale si è ottenuta una risoluzione minore di 700 ps (FWHM).

2.9 Il magnete superconduttore

Il magnete di FINUDA è un solenoide superconduttore con un campo magnetico interno di $B_{max} = 1.1$ T, il cui asse magnetico coincide con la direzione del fascio. La scelta di utilizzare un magnete superconduttore si è resa necessaria vista l'intensità del campo magnetico che si deve ottenere in un volume di raggio ~ 1 m e lunghezza ~ 2 m: magneti convenzionali, per ottenere un campo di tale intensità, disperderebbero per effetto Joule, una potenza > 2 MW.

Come si può vedere in fig.(2.21), il flusso del campo magnetico sarà chiuso da *GIOGO* cilindrico a sezione ottagonale (*YOKE*) di ferro dolce, che circonderà completamente il volume di tracciatura.

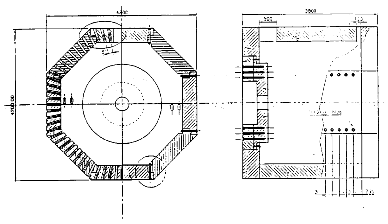

Figura 2.21: Vista frontale e laterale del *GIOGO* di ferro (*YOKE*) del magnete di FINUDA.

Ad entrambe le estremità del cilindro, radialmente rispetto l'asse z, vi saranno 72 incassi, di forma rettangolare aventi dimensioni 60×120 mm^2. Tali incassi permetteranno il passaggio delle guide di luce di *TOFONE*, dei cavi e dei tubi del gas degli altri rivelatori. Ognuno degli otto moduli costituenti il cilindro avrà uno spessore di $60 - 80mm$. I principali parametri del magnete sono riportati in tab.(2.8)

Intensità di campo	1.1 Tesla
Lunghezza totale	380 cm
Altezza totale	420 cm
Raggio interno criostato	1385 mm
Raggio estreno criostato	1770 mm
Numero totale spire	764
Corrente di lavoro	2796 A
Tempo di salita	19 min
Induttanza con ferro	1.997 H
Induttanza senza ferro	1.419 H
NI	2.124×10^6 Amperspira
Integrale di campo	2.67 Tesla $\times$ metro
Peso del *GIOGO*	230 Ton
Peso del criostato	7.7 Ton

Tabella 2.8: Principali parametri del magnete superconduttore.

Il volume interno è chiuso alle due estremità da due piastre (*END-CAP*). Di forma ottagonale, ciascuna *END-CAP* avrà un foro centrale per permettere il passaggio del tubo a vuoto di DAΦNE. Gli spessori del cilindro e delle due *END-CAP*, sono stati ottimizzati allo scopo di minimizzare il flusso del campo magnetico all'esterno del magnete. Questo per due ragioni; la prima è quella di avere all'esterno un campo magnetico nullo lungo l'asse del fascio, in modo da non perturbare i pacchetti (e^+, e^-) all'interno del tubo a vuoto. La seconda è quella di avere un campo magnetico di non più di 50 Gauss nella zona in cui saranno posizionati i fototubi di *TOFONE* per non deteriorarne il funzionamento.

Ciascuna delle *END-CAP* sarà composta da due sezioni simmetriche (rispetto al piano verticale passante per l'asse z) i quali, potendo essere aperte attraverso opportune operazioni di movimentazione, consentiranno l'accesso ai rivelatori centrali.

Tra il *GIOGO* e *TOFONE* (fig.(2.22)) verrà posto il criostato all'interno del quale si trovano le spire superconduttive dell'avvolgimento. L'avvolgimento superconduttore costituito da una doppia serie di spire, avrà un raggio interno di 2.92 m ed una lunghezza di 2.1 m. Le spire saranno impregnate con una resina epossidica in modo da ottenere un corpo unico al fine di migliorare il contatto tra gli avvolgimenti e il cilindro di raffreddamento. La lunghezza totale dell'avvolgimento sarà 6100 m. Per il materiale del cavo superconduttore è stato scelto alluminio puro, stabilizzato con NbTi/Cu.

Il raffreddamento fino alla temperatura di 4 K, verrà effettuato mediante un circuto a base di Elio liquido. Il tempo previsto per la fase di raffreddamento del magnete (da 330 K a 4 K), è di circa 130 ore.

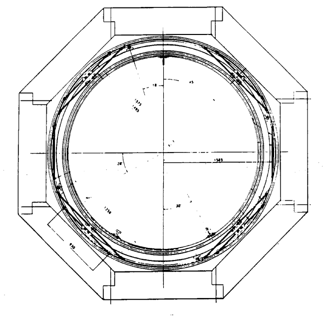

Figura 2.22: Vista frontale del solenoide di FINUDA, nella quale e possibile vedere il criosto e l'avvolgimento all'interno del *GIOGO* del magnete.

Capitolo 3

Prestazioni del rivelatore

3.1 Simulazioni dell'apparato

Tutte le simulazioni dell'apparato FINUDA sono state eseguite attraverso il codice GEANT3.15 ([46]). Nella fase di progettazione, la simulazione è stata principalmente finalizzata alla valutazione, più realistica possibile, e all'ottimizzazione dell'efficienza di trigger, della capacità di reiezione dei fondi, dell'accettanza del rivelatore e della sua risoluzione. Inoltre, gli eventi simulati, in termini di punti delle tracce individuati dalle zone sensibili dei rivelatori, sono stati usati come dati iniziali per lo sviluppo del sistema di ricostruzione e di parametrizzazione (*FIT*)

Tutti i volumi dell'apparato, le strutture dei rivelatori e delle loro parti attive, così come i supporti meccanici sono stati studiati al fine di ottimizzare l'accettanza e la risoluzione.

La cinematica della reazione ($e^+ + e^- \longrightarrow \phi$) e del successivo decadimento del mesone ϕ nei suoi differenti canali, sono state simulate usando il codice GEANFI, sviluppato dalla collaborazione KLOE ([47]), mentre la parte relativa alla cinematica della formazione e del decadimento degli ipernuclei, FIDAMC, è stata sviluppata appositamente dalla collaborazione FINUDA.

Le tracce delle particelle prodotte nel decadimento della ϕ e nelle successive interazioni, vengono generate dalla routine di tracciatura di GEANT3, nel quale sono stati considerati i possibili processi fisici che possono contribuire nella determinazione della traettoria quali la perdita di energia nei differenti materiali (con fluttuazioni di tipo Vavilov e Landau), lo scattering multiplo, i decadimenti di particelle instabili, così come le interazioni elettromagnetiche e la produzione di sciami da parte di particelle cariche e fotoni

Nel capitolo precedente è stata data una descrizione delle strutture e delle caratteristiche principali dei diversi rivelatori, alle quali le simulazioni descritte nel seguito di questo capitolo faranno riferimento. Inoltre tutti i risultati presentati si riferiscono a simulazioni nelle quali si è considerato un bersaglio di Carbonio di sezione ottagonale con uno spessore di 1.5 mm

3.2 Risoluzione e accettanza del rivelatore

Le prestazioni dei differenti rivelatori in termini di risoluzione temporale, di energia e spaziale, sono state valutate attraverso test con prototipi. Le funzioni di risoluzione appropriate sono state inserite nel Monte Carlo come uno "sparpagliamento" gaussiano (*smearing*) dei punti che le tracce lasciano nelle diverse parti attive dell'apparto. Per i diversi rivelatori sono state considerate le seguenti risoluzioni:

- TOFINO: una risoluzione temporale di 0.5 ns (FWHM), mentre la risposta del segnale è stata valutata essere di 50 fotoelettroni per particelle al minimo (pioni) e 200 fotoelettroni per kaoni di 16.1 MeV.

- ISIM e OSIM: una risoluzione spaziale di 50 μm lungo l'asse della microstrip, mentre per la risoluzione in energia per il ΔE/ΔX dei kaoni si è assunto un 20% (FWHM).

- LMDC: 100 μm nel piano (ρ, φ), mentre lungo l'asse z si ha $\sim$ 1% della lunghezza totale del filo.

- ST: si è considerata una risoluzione di 100 μm nella direzione radiale relativa al filo e 300 μm nella coordinata z

La risoluzione in impulso dello spettrometro è stata valutata utilizzando le risoluzioni spaziali sopra riportate, sulle basi di formule standard ([48]), valutando la lunghezza di radiazione dei differenti materiali che le particelle attraversano nell'apparato e considerando l'effetto del campo magnetico presente. La quantità di materia lungo il cammino delle particelle è stato ottimizzato allo scopo di minimizzare il contributo dello scattering multiplo. Il risultato è una lunghezza di radiazione totale del volume di tracciatura di circa 170000 cm, da confrontarsi con 570000 cm per uno stesso volume di Elio puro e con 30400 cm per l'aria. La prevista risoluzione in impulso per pioni, in funzione della loro energia, è riportata in fig.(3.1) e in fig.(3.2), rispettivamente per pioni emessi con angolo di 90 e 40 gradi. In fig.(3.1) la linea continua rappresenta la risoluzione totale, la linea a punti il contributo dovuto allo *scattering multiplo* e quella tratteggiata il contributo dovuto alla bontà della parametrizzazione della traettoria con un'elica; i contributi sono stati sommati in quadratura. In fig.(3.2) la linea tratteggiata e la linea a punti rappresentano i contributi relativi alla parametrizzazione con una retta nel piano (z, s), dove s è coordinata curvilinea lungo la traettoria.

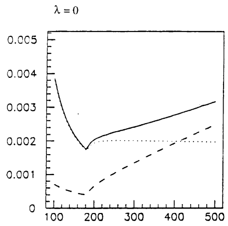

Figura 3.1: Risoluzione in impulso prevista per pioni in funzione della loro energia, emessi con un angolo di 90 gradi. La linea continua rappresenta la risoluzione aspettata, la linea a punti il contributo introdotto dalla precisione di ricostruzione la linea tratteggiata il contributo dello scattering multiplo.

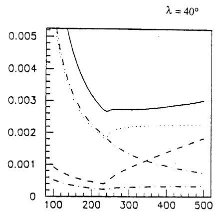

Figura 3.2: Risoluzione in impulso prevista per pioni in funzione della loro energia, emessi con un angolo di 40 gradi. La linea continua rappresenta la risoluzione aspettata, la linea a punti il contributo introdotto dalla precisione di ricostruzione la linea tratteggiata il contributo dello scattering multiplo.

I grafici mostrano che, per pioni di 270 MeV/c, la risoluzione richiesta di $0.2 \div 0.3\%$ (FWHM) può essere raggiunta dalla presente configurazione dei rivelatori di FINUDA. Inoltre appare chiaro che la risoluzione in impulso è dominata dallo scattering multiplo e non dalla bontà della parametrizzazione.

Le previsioni delle formule utilizzate, sono state controllate attraverso la simulazione di eventi di pioni e protoni emessi isotropicamente dalla superfice esterna del bersaglio. Ai punti individuati sui vari rivelatori dal passaggio della traccia è stata aggiunta la funzione di risoluzione, e sono quindi stati utilizzati per ricostruire l'impulso delle particelle attraverso la parametrizzazione con un'elica.

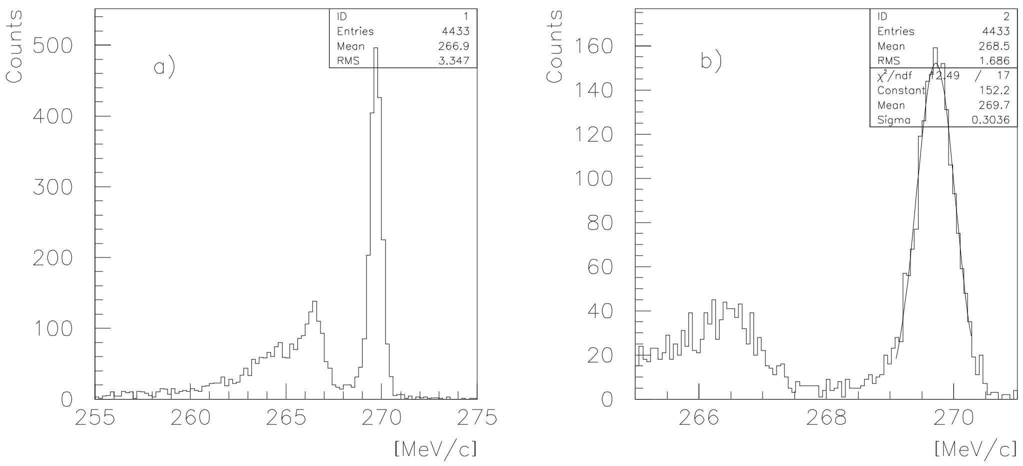

Figura 3.3: a) distribuzione degli impulsi ricostruiti di pioni uscenti dalla superfice del bersaglio; b) dettaglio della stessa distribuzione. Nella zona $p \geq 264$ MeV/c. Si noti come si ottenga la risoluzione voluta di ~ 300 KeV/c picco.

La distribuzione degli impulsi così ricostruiti per pioni da 270 MeV/c, è riportata in fig.(3.3), mentre la fig.(3.4) è relativa a protoni da 416 MeV/c.

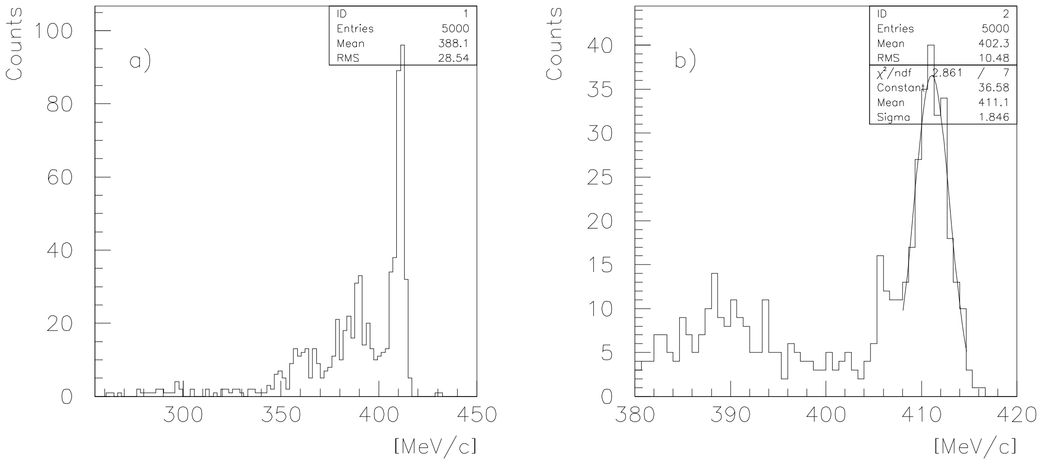

Figura 3.4: a) distribuzione degli impulsi ricostruiti per protoni uscenti dalla superficie del bersaglio; b) dettaglio della stessa distribuzione nella zona $p \geq 380\ MeV/c$.

La distribuzione dei pioni presenta un picco in corrispondenza ai 270 MeV/c e una struttura per impulsi più bassi, corrispondente ai pioni che attraversando la regione di interazione prima di entrare nel volume di tracciatura, hanno perso parte della loro energia (pioni *backward*). La largezza del picco a 270 MeV/c è circa 0.25%, e deve essere confrontata con il valore che si ricava dalle curve in fig.(3.1) e fig.(3.2). L'accordo è buono se si tiene conto che le tracce generate dal Monte Carlo sono state emesse sull'intero angolo solido. Il numero di tracce presenti nel picco di 270 MeV/c, fornisce un'indicazione sull'accettanza angolare dell'apparato per i pioni in *avanti*. Questo numero tiene conto dell'accettanza geometrica dello spettrometro così come della sua riduzione dovuta alle zone morte presenti all'interno del volume di tracciatura. Le stesse informazioni per i protoni si possono ricavare dalla fig.(3.4). La risoluzione in impulso, per protoni da 416 MeV/c, è circa 0.7 %, peggiore di quella dei pioni in quanto i protoni sono soggetti a maggiori deviazioni dovute allo *scattering multiplo*.

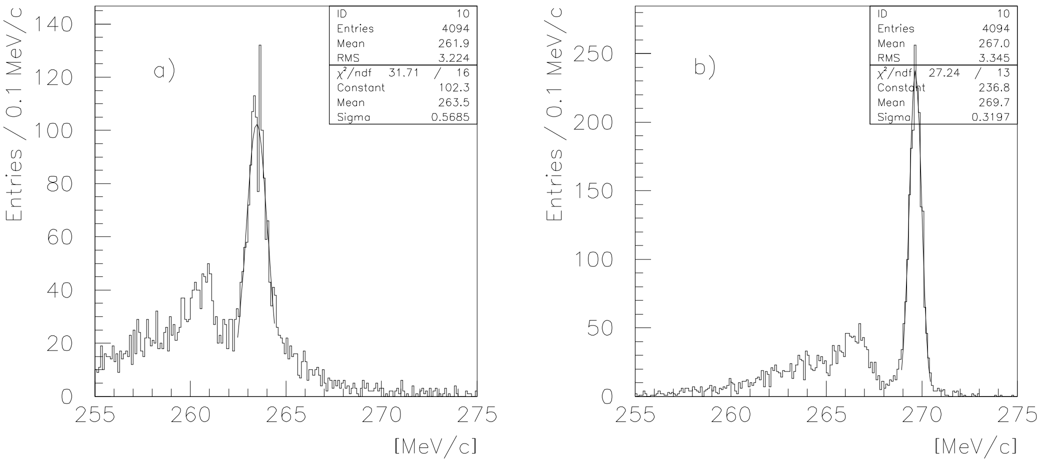

Figura 3.5: distribuzione degli impulsi di pioni ricostruiti attraverso la parametrizzazione della treattoria con un'elica (a) o con una *SPLINE* (b).

Questa valutazione della risoluzione dello spettrometro è stata effettuata considerando un campo magnetico omogeneo e utilizzando una procedura di parametrizzazione della tracce con un'elica. Il campo magnetico in realtà non sarà perfettamente omogeneo, comunque la deviazione dalla uniformità sarà dell'ordine di qualche percento e localizzata principalmente ai bordi o fuori il volume di tracciatura. Il programma di ricostruzione finale userà un algoritmo di parametrizzazione che farà uso di una interpolazione della traettoria con una *SPLINE* ([49]) tenendo così conto della disomogeneità del campo magnetico. Prove con eventi Monte Carlo e campi magnetici con maggiore disomogeneità di quello usato dall'esperimento hanno comunque dimostrato che la risoluzione in impulso desiderata può essere ancora raggiunta se si conosce la forma del campo magnetico con una precisione del 0.1%. Si consideri la fig.(3.5); vi sono riportate le distribuzioni degli impulsi, ricostruiti attraverso la parametrizzazione con una elica o con una *SPLINE*, di tracce generate da pioni da 270 MeV/c, con un campo magnetico disomogeneo al 10% nelle tre direzioni x, y, z.

3.3 Efficienza di trigger e reiezione fondi

L'obbiettivo del sistema di trigger di FINUDA è quello di selezionare le coppie (K^+, K^-), provenienti dal decadimento della ϕ, rispetto al fondo costituito da eventi Bhabha, altri decadimenti della ϕ e raggi cosmici. Inoltre il sistema di trigger deve selezionare gli eventi ipernucleari identificabili dal pione che attraversa tutto il sistema di tracciatura.

Alla luminosità massima $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$, la frequenza totale di produzione della ϕ è di circa 4.4 kHz: nell'angolo solido coperto da TOFINO, la frequenza per gli eventi Bhabha è minore di almeno un ordine di grandezza di quella nella regione prossima al tubo a vuoto di DAΦNE. Le frequenze per (K^+, K^-) e (e^+, e^-) saranno dello stesso ordine di grandezza (alcuni kHz). Le frequenze di produzione per altri canali di decadimento della ϕ sono notevolmente minori.

Per queste ragioni il semplice controllo di molteplicità in TOFINO (solo due tracce identificate) non è sufficiente. Comunque, poiché vi è una forte separazione tra le energie rilasciate nei 2 mm di scintillatore di TOFINO da kaoni lenti e da particelle al minimo (elettroni, muoni e protoni veloci), questa informazione può essere utilizzata per selezionare, con alta efficienza, i kaoni prodotti dalla ϕ dalle reazioni di fondo che producono particelle leggere relativistiche.

Un' ulteriore limitazione può essere imposta richiedendo che l'evento presenti, nella regione di interazione, una topologia *avanti-indietro* (back to back BTB); ciò può essere ottenuto richiedendo la coincidenza solo tra due barre di TOFINO assialmente simmetriche o estendendola anche alle due barre ad esse adiacenti (topologia avanti-indietro estesa), tenendo conto così della curvatura della traettoria dei (K^+, K^-) e dell'indeterminazione del punto di interazione delle coppie (e^+, e^-).

Una volta che i (K^+, K^-) sono stati riconosciuti, la presenza di una interazione del K^- con il bersaglio può essere selezionata imponendo che almeno una barra di

TOFONE venga accesa dopo uno stretto intervallo di tempo. Ciò identifica un pione prodotto nella formazione di un ipernucleo da un muone proveniente dal decadimento del K^+ all'interno del bersaglio, in quanto questi è ritardato, visto il tempo di vita medio del kaone, di circa 12 ns.

Il trigger di primo livello, quindi, è basato sui sistemi TOFINO e TOFONE e richiede il verificarsi delle seguenti coincidenze:

- TOFINO; topologia avanti-indietro estesa (BTB) e energia rilasciata sopra una certa soglia
- TOFONE; coincidenza pronta $\leq 10\ ns$ e molteplicità ≥ 1.

Questa strategia di trigger è stata largamente verificata attraverso simulazioni Monte Carlo. Per le risoluzioni temporali e in ampiezza degli scintillatori sono stati utilizzati i valori citati nel capitolo 3; inoltre, essendo la parte cruciale della logica di trigger basata sulle soglie delle ampiezze dei discriminatori, è stata assunta una stabilià dell'elettronica del 5% (FWHM); in termini di perdita di energia in una singola barra da parte di una particella.

Al fine di valutare l'efficienza di trigger è stata simulata la formazione di stati ipernucleari; un mesone ϕ formato dall'interazione (e^+, e^-) decade in una coppia (K^+, K^-). Il K^- si arresta all'interno del bersaglio con la formazione dell'ipernucleo e l'emissione di pione di 270 MeV/c. Successivamente l'ipernucleo decade nel canale non mesonico, con una vita media di 0.3 ns emettendo un protone e un neutrone da 416 MeV/c. A questo processo sono stati affiancate altre reazioni a costituire il fondo fisico, allo scopo di poterne valutare il grado di reiezione. I risultati di queste simulazioni sono riportate nella tabella (3.1).

Come si può vedere dalla tabella (3.1), la grande accettanza angolare di TOFINO e la forte perdita energetica dei kaoni al suo interno, permette una selezione del 75%

degli eventi (K^+, K^-) che soddisfano le condizioni topologiche e di soglia. La perdita del 25% è dovuta all'accettanza angolare (12%) e al decadimento in volo dei kaoni (13%).

TOFINO = (perdita di energia - AND - topologia BTB)	75%
TRIGGER = TOFINO - AND - TOFONE (coincidenza pronta)	40%

Tabella 3.1: Efficienza di trigger per eventi ($\phi \longrightarrow K^+K^-$ + stato ipernucleare).

Le zone morte all'interno dell'apparato, la copertura limitata dell'angolo solido da parte dello spettrometro e l'intervallo definito dal tempo di volo (TOFINO $\times$ TOFONE), riducono gli eventi selezionati fino al 40%.

È utile sottolineare che non tutti gli eventi così selezionati sono utili al fine di misure di spettroscopia ipernucleare. Basti notare che una coincidenza pronta in una barra di TOFONE può essere data anche da un muone veloce proveniente dal decadimento di un K^+, mentre il pione proveniente dalla formazione dell'ipernucleo può uscire dall'accettanza dello spettrometro. Le differenti classi di eventi di fondo, non selezionati dal trigger, sono riportate in tabella (3.2).

Tra le condizioni imposte dalla logica di trigger, la più potente è quella relativa alla soglia di discriminazione sull'energia rilasciata in TOFINO. È molto bassa infatti la probabilità che una coppia di particelle al minimo, provenienti da reazioni di fondo, possa rilasciare all'interno degli scintillatori la stessa quantità di energia dai due kaoni prodotti dal decadimento della ϕ.

fondo non selezionato	frequenza aspettata
eventi Bhabha	$\leq 10^{-2}$ Hz
$\phi \longrightarrow K_S K_L$	$\leq 10^{-1}$ Hz
$\phi \longrightarrow \rho\pi$	$\leq 10^{-2}$ Hz
$\phi \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$\leq 10^{-3}$ Hz

Tabella 3.2: Eventi di fondo accettati dal trigger.

È importante sottolineare inoltre che, sebbene la risoluzione in impulso richiesta è raggiungibile solo per eventi per i quali si sono identificati 4 punti di attraversamento nel sistema di tracciatura, eventi con tre punti di traccia possono ugualmente essere utilizzati ma con un notevole peggioramento della risoluzione.

Del 40% degli eventi selezionati, almeno il 25.5% corrisponde a eventi con formazione ipernucleare, per il 7.5% di questi, sebbene il pione presenti una coincidenza pronta, la traccia ha meno di 4 punti. Per lo 0.7% il pione esce dall'accettanza angolare dello spettrometro, e la coincidenza può essere data da un'altra particella. Quindi, del 25.5% degli eventi utili, ossia eventi con formazione di un ipernucleo, solo il 50% presenta dei pioni in avanti che possono essere utilizzati per misure di spettroscopia.

3.4 Ricostruzione degli eventi

La ricostruzione di un evento consiste sostanzialmente nell'associazione dei diversi segnali in ciascun rivelatore a una traccia, ricostruendo così la topologia dell'evento.

Il riconoscimento delle traettorie è principalmente legato alla capacità di identificare gli eventi nei quali si ha, oltre alla formazione di un ipernucleo, anche un pione con quattro punti nel sistema di tracciatura. In aggiunta devono essere ricostruite le traettorie di altre particelle cariche e neutre, come protoni, neutroni (provenienti dai decadimenti ipernucleari), muoni e pioni (prodotti dal decadimento del K^+), allo scopo di effettuare misure di vita media o misure di calibrazione.

L'efficienza di questa ricostruzione può influlire fortemente sulla capacità dell'esperimento di isolare gli eventi ipernucleari dal fondo, oltre a limitare le potenzialità di tutto l'apparato.

Per ottimizzare la procedura di ricostruzione, sono stati utilizzati eventi Monte Carlo. Poiché il programma di ricostruzione è basato sul codice GEANT, per effettuare la tracciatura delle particelle attraverso i diversi rivelatori dell'apparato, è stato utilizzato il pacchetto GEANT/GEANE ([50]), che permette inoltre di calcolare la perdita di energia e la matrice degli errori con grande precisione.

La gestione della banca dati contente le informazione di ogni singolo evento viene effettuata attraverso il codice ZEBRA. L'utente ha a disposizione un interfaccia interattiva, basata sul codice KUIP ([51]), e un display ONLINE (di tipo Xwindow/GKS). Il display permette all'utente di vedere, praticamente in tempo reale, gli eventi ricostruiti, permettendo in questo modo di controllare, evento per evento, la strategia di ricostruzione. I dati relativi alla ricostruzione delle traettorie, ai punti di formazione e decadimento degli ipernuclei e alla direzione degli impulsi vengono registrati in forma di banche dati ZEBRA e in ntuple formato PAW.

L'identificazione del fascio di (K^+, K^-) che attraversa la regione di interazione viene effettuata, come precedentemente indicato, osservando l'energia rilasciata in due barre di TOFINO contrapposte (rispetto alla linea del fascio), e nelle due corrispondenti strip si ISIM. Una volta eseguita la ricostruzione delle traettorie della coppia di kaoni, le loro traccie vengono estrapolate all'interno del bersaglio, ricostruendo il punto in cui si è avuta la formazione dell'ipernucleo (vertice di interazione).

Successivamente si procede all'identificazione, all'interno dello spettrometro, delle traettorie elicoidali, aventi come primo punto un hit su OSIM e che attraversando gli altri rivelatori (LMDC e ST) abbiano rilasciato in essi dei segnali. Se queste traettorie sono tracce fisiche, saranno connesse con le tracce dei kaoni determinate nella regione di interazione e, ovviamente, con il punto di formazione dell'ipernulceo. Per gli eventi in cui i pioni rientrano nel bersaglio prima di attraversare il volume di tracciatura (eventi *backward*), si considerano anche gli hit su TOFINO e ISIM che possosno esservi associati, e una volta identificati, vengono anch'essi inseriti nella traettoria elicoidale.

Sebbene sia prevista una procedura di parametrizzazione della traettoria con una *SPLINE*, il basso quantitativo di materiale che le particelle incontrano nel loro percorso e l'omogeneità del campo magnetico, permettono in prima approssimazione di utilizzazre un'elica nella parametrizzazione della traettoria.

Il basso fondo e l'alta efficienza di reiezione del trigger, autorizzano la previsione di eventi molto puliti, che dovrebbe ulteriormente facilitare la procedura di ricostruzione, aumentandone così l'efficienza,

Come già sottolineato, anche tracce con solo tre punti nel volume di tracciatura possono essere ricostruite, sebbene con una peggiore risoluzione in impulso e una maggiore difficoltà nella ricostruzione. La ricostruzione della traettoria dei kaoni nella regione di interazione e la ricostruzione del vertice, sono le sole condizioni imprescindibili per la convalida di un evento e per permettere il riconoscimento di eventi avanti e indietro. Si deve inoltre aggiungere che la ricostruzione del vertice è di fondamentale importanza per la correzione dell'impulso dei pioni come verrà spiegato nel paragrafo 3.7.

3.5 Ricostruzione del vertice di interazione

La ricostruzione del vertice di interazione ($K^- - \mathcal{N}$), parte dalla identificazione delle due barre di TOFINO, simmmetriche rispetto all'asse del fascio, nelle quali l'ampiezza del segnale ha raggiunto la soglia richesta. In fig.(3.6) è mostrato un tipico evento Monte

Carlo nella zona di interazione, per il quale sono indicate le due barre di TOFINO accese e le corrispondenti strip di ISIM. Queste ultime possono essere separate dalle altre strip sottese dall'angolo definito dalle barre di TOFINO, considerando le informazioni sull'energia rilasciata nelle strip. In ISIM il $\Delta E/\Delta X$ di un kaone che è andato a fermarsi nel bersaglio (la cui energia media su ISIM è di $\sim 12\ MeV$) è di $\sim 1.5\ MeV$, circa 4 volte maggiore di una particella al minimo. Un risoluzione in energia di circa il 20% (FWHM) assunta per la ISIM, risulta essere largamente sufficiente per separare i kaoni lenti dalle altre particelle prodotte nelle interazioni. Simulazioni Monte Carlo hanno dimostrato che l'efficienza della separazione è intorno al 96%.

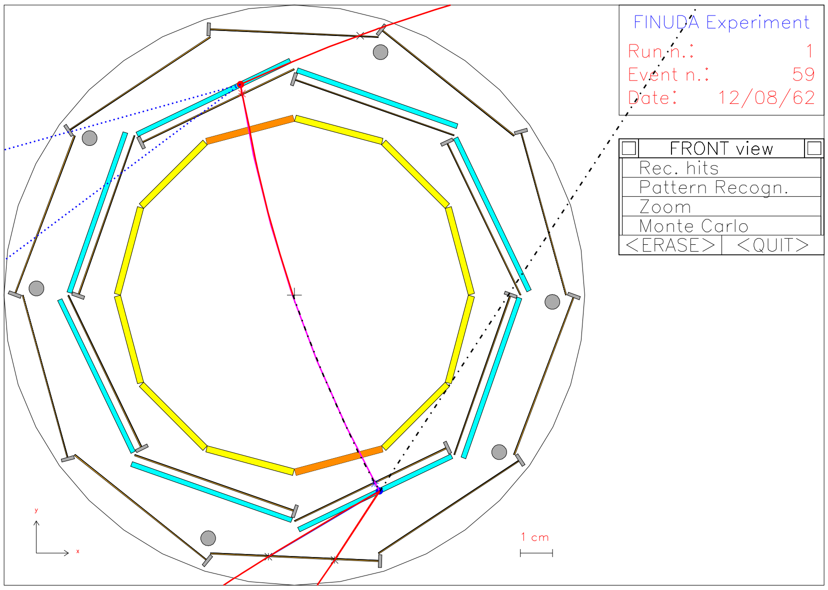

Figura 3.6: Un tipico evento FINUDA; dettaglio della regione centrale dell'apparato, nel quale sono evidenti il K^+ e il K^- che interagiscono nel bersaglio.

Una volta identificati su ISIM i punti prodotti dalla coppia di kaoni correlati, la loro traettoria all'interno della zona di interazione può essere ricostruita imponendo che una traettoria elicoidale, corrispondente all'impulso nominale dei kaoni, passi per tali punti. Poiché ISIM permette di misurare le tre coordinate spaziali (x, y, z) con grande precisione per ogni punto, si hanno sufficienti informazioni per determinare la traettoria del fascio di kaoni, a parte l'ambiguità sulla concavità della traettoria.

Questa ambiguità può essere facilmente risolta se si confrontano le due traettorie possibili, con la regione di interazione della coppia (e^+, e^-) (si ricorda che le dimensioni della zona di interazione sono $\sigma = 0.2\ cm$ nel piano orizzontale e $\sigma = 0.002\ cm$ nel piano verticale). Il fascio *reale* di kaoni deve attraversare questa regione nel punto di annichilazione (e^+, e^-). Nei rari casi in cui l'ambiguità non viene risolta in questo modo, si può allora controllare il segno delle particelle emesse nelle interazioni dei kaoni o dai decadimenti nel bersaglio.

L'efficienza di questa procedura di identificazione del fascio di kaoni è stata stimata essere $\sim 99\%$ per le coppie (K^+, K^-) che lasciano un segnale in ISIM e che successivamente vengono fermate nel bersaglio.

Una volta che la traettoria dei kaoni è stata ricostruita, la posizione del K^+ e del K^- fermatisi nel bersaglio può essere stimata attraverso una semplice estrapolazione della loro traettoria, tenendo sempre in considerazione la perdita di energia che si ha nei vari materiali interposti.

3.6 Identificazione delle tracce

L'identificazione delle traettorie prodotte dai kaoni è fondamentalmente basata sul riconoscimento di tracce circolari nel piano ortogonale all'asse del fascio (asse z), le quali partendo dal bersaglio, attraversano il volumi sensibili dei differenti rivelatori.

Assumendo che le tracce che si intende ricostruire partano tutte da uno dei due punti di arresto dei kaoni all'interno del bersaglio (vertice), queste devono attraversare nell'ordine OSIM, i due cilindri di LMDC, il sistema ST, ed eventualmente, per pioni in indietro (che rientrano nel bersaglio), si deve avere un ulteriore segnale su ISIM.

Il processo di riconoscimento inizia dall'analisi dei segnali rilasciati su OSIM. Dopo aver identificato un punto su OSIM, si cosiderano tutti i cerchi possibili che hanno in comune il punto su OSIM e i due punti identificati sui cilindri di LMDC. Poiché la misura dei punti nel piano trasversale (ρ, φ) viene fornita da questi due rivelatori con grande precisione, la combinazione di tre punti prodotti da una traccia fisica, corrisponderà a una traettoria circolare passante molto vicino a uno dei due vertici, e vicino ai punti individuati sugli *straw* longitudinali quando questi sono inclusi nella procedura di parametrizzazione. La prima richesta dell'allineamento di tre punti su di una traccia circolare, definisce una traettoria candidata per le successive analisi.

Il rivelatore OSIM fornisce un'accurata determinazione della coordinata longitudinale, mentre per la coordinata del vertice viene derminata, con buona precisione, attraverso un'estrapolazione delle traettorie dei due kaoni. Nei due cilindri di camere a deriva la coordinata z verrà determinata con una precisione peggiore ($\sim 1\%$ della lunghezza del filo), comunque la verifica dell'allineamento delle coordiante z fornita da questi quattro rivelatori lungo una linea retta nel piano (z, s), dove s è la coordinata curvilinea lungo la traccia, è molto efficace nel risolvere possibili ambiguità e nell'esclusione di possibili candidati spuri.

Una volta riconosciuto un candidato soddisfacente le precedenti condizioni, nelle tolleranze definite dalle risoluzioni spaziali dei vari rivelatori, questo viene covalidato come traccia buona e connesso alla struttura del vertice corrispondente. I punti apparteneti a tale traccia vengono quindi esclusi dalle successive analisi di ricerca di ulteriori candidati. In aggiunta, i parametri del cerchio individuato da questa analisi preliminare, forniscono una prima stima della carica e dell'impulso della traccia individuata. Il processo viene quindi ripetuto per tutti gli altri punti individuati nel rivelatori. Eventuali punti spuri, non associabili a tracce compatibili alla tipologia degli eventi che si ricercano, vengono considerati come rumore o, eventualmente, come tracce di qualità minore (per esempio tracce con 3 punti ansichè 4).

Il caso in cui si hanno 3 punti di traccia, è attribuibile o all'attraversamento di zone morte o alla presenza di particelle uscite dall'accettanza angolare dello spettrometro o a tracce associate a particelle con basso impulso, e che quindi spiraleggiano all'interno dell'apparato. Quest'ultimo caso si verifica se sono presenti ulteriori punti nei due cilindri LMDC associabili a un traettoria spiraleggiante.

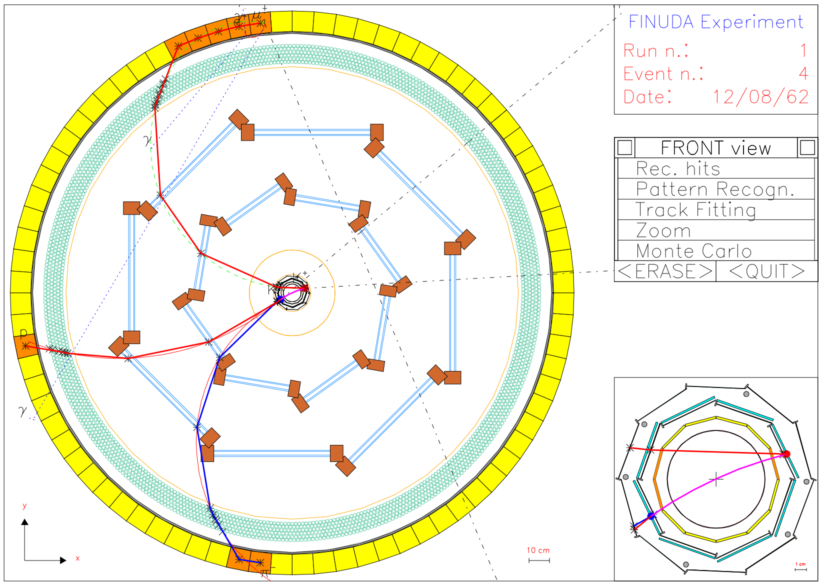

Figura 3.7: Un tipico evento FINUDA; la formazione dell'ipernucleo è seguita da un decadimento non mesonico $n-p$. Le linee poligonali, ottenute con il programma di ricostruzione, sono state sovrapposte alle traettorie Monte Carlo.

Per tracce indietro si cercano eventuali punti in ISIM e TOFINO. È importante sottolineare che, una volta che un candidato è stato convalidato e associato al vertice corrispondente, diviene possibile distinguere le tracce in avanti da quelle all'indietro.

Nella fig.(3.7) è mostrato un evento Monte Carlo completamente ricostruito dal programma di ricostruzione dove, per confronto, alle traettorie ricostruite (linee spezzate) sono state sovrapposte le traettorie simulate.

Parallelamente un programma di ricostruzione delle traettorie nel sistema ST associa i tubi longitudinali e stereo accesi dalla stessa traccia (*cluster*). Verifiche dell'efficienza di ricostruzione della traettoria in ST sono state effettuate con eventi Monte Carlo. L'efficienza di tale programma nell'associazione dei vari tubi è abbastanza alta, infatti la corretta associazione del cluster può raggiungere circa l'85%, senza ricorrere alle informazioni fornite dai rivelatori più interni. Ciò è reso possibile dalla bass molteplicità degli eventi selezionati dal trigger, dal basso rumore aspettato in questo rivelatore e dalla sua alta granularità. Nella fig.(3.7) appare evidente la grande separazione angolare tra i cluster associati alle diverse tracce. Le maggiori difficoltà che si possono avere nella ricostruzione delle traettorie in ST, sono relative a eventi nei quali tracce di muoni o pioni (provenienti dal decadimento del K^+), o sciami di fotoni accendono un intero settore di ST.

Tipo di particella	efficienza ricostruzione tracce
π^-	95%
p	96%
μ^+	100%

Tabella 3.3: Efficienza nella ricostruzione delle tracce, per diversi tipi di particella.

Le efficienze di ricostruzione della traettoria per i diversi tipi di particella, sono mostrate in tabella (3.3). Come queste efficienze possano diminuire, nel caso di un alto livello di rumore nei rivelatori, è in fase di studio. Primi test mostrano che vista la buona risoluzione spaziale dei vari rivelatori, la presenza di hit spuri sembra non contribuire all'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione.

3.7 Ricostruzione dell'impulso

La determinazione accurata della coordinata longitudinale nel sistema ST, sarà eseguita parametrizzando l'estrapolazione della traccia nei tubi stereo accesi; ciò verrà fatto minimizzando la somma delle differenze tra:

$$\sum_i (d_T - d_d) \tag{3.1}$$

dove d_T indica la distanza tra la traccia (elica) dal filo di un tubo acceso, e d_d è la distanza tra la traccia e il filo come viene determinata attraverso il tempo di deriva. Prime verifiche di questa procedura, effettuate con eventi simulati, hanno permesso di stimare che la precisione nella determinazione della coordinata z in ST sarà dell'ordine dei 300 μm. In fig.(3.8a) è riportata la distribuzione dell'impulso ricostruito per un pione negativo di 270 MeV/c, proveniente dalla formazione di un ipernucleo. La risoluzione spaziale dei rivelatori, considerata in questa simulazione, è quella precedentemente descritta. I picchi a bassa energia sono prodotti da pioni indietro e sono molto più evidenti di quelli in fig.(3.3) poiché, in quest'ultimo caso, erano stati generati sulla superfice esterna del bersaglio. Nel caso della fig.(3.8a), il pione, essendo stato generato all'interno del bersaglio, perde nel suo percorso, una frazione variabile della propria energia, con un conseguente dederioramento della risoluzione.

In fig.(3.8b) sono stati selezionati, imponendo un taglio sulla direzione dell'impulso rispetto alla posizione del vertice, solo pioni in avanti, ottenendo per il picco a 270 MeV/c, una risoluzione del 0.3%. Infine, in fig.(3.8c), l'impulso viene corretto come segue. Viene valutata la distanza tra la posizione del vertice e l'estrapolazione della traettoria del pione; questa distanza stima il percorso del pione all'interno del bersaglio, rendendo così possibile una valutazione della sua perdita di energia. Questa energia persa viene utilizzata per corregere il valore dell'impulso del pione misurato

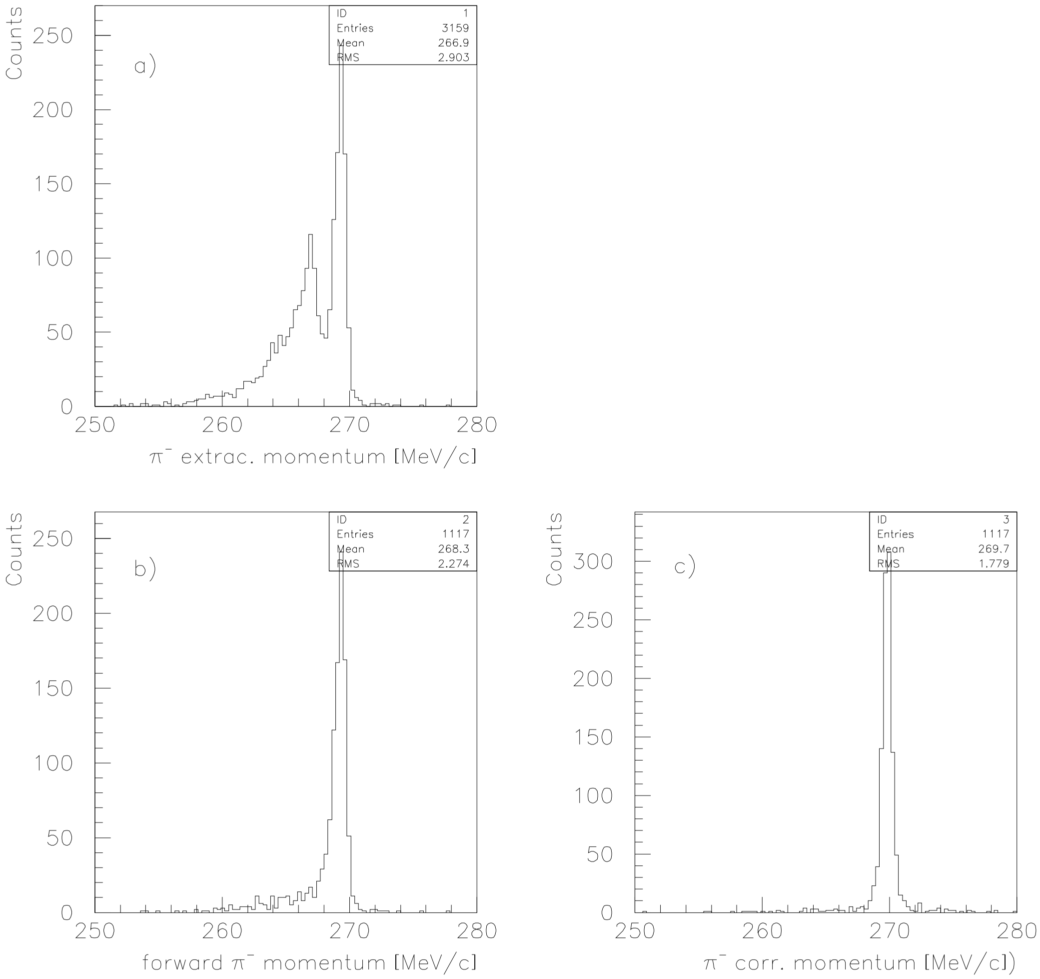

Figura 3.8: Questa sequenza di grafici mostra la capacità di selezionare gli eventi "utili". Partendo dallo spettro totale a), si ottiene lo spettro b), e dopo aver corretto per la perdita di energia nel bersaglio, si ottine lo spettro finale c).

dallo spettrometro. La distribuzione cosi risultante, mostrata in fig.(3.8c), risulta centrata sul valore 270 MeV/c, e la sua larghezza corrisponde alla risoluzione nominale dello spettrometro di 0.25%

3.8 Risoluzione dei livelli ipernucleari

Una volta determinate le risoluzoni dei vari rivelatori e l'efficienza del programma di ricostruzione, è possibile usare eventi Monte Carlo per stimare la risoluzione per due livelli ipernucleari, in presenza di un fondo fisico.

Come esempio, è stato considerato lo spettro di π^- di fig.(1.10) ottenuto al KEK con un bersaglio di ^{12}C. Nel caso dello spettro simulato, i due picchi a 273 e 261 MeV/c, sono stati generati come due linee monocromatiche, e quindi sovrapposti al fondo (fig.(3.9)). È stata assunta inoltre una frequenza di formazione di formazione ipernucleare di $10^{-3}/K^-_{stop}$.

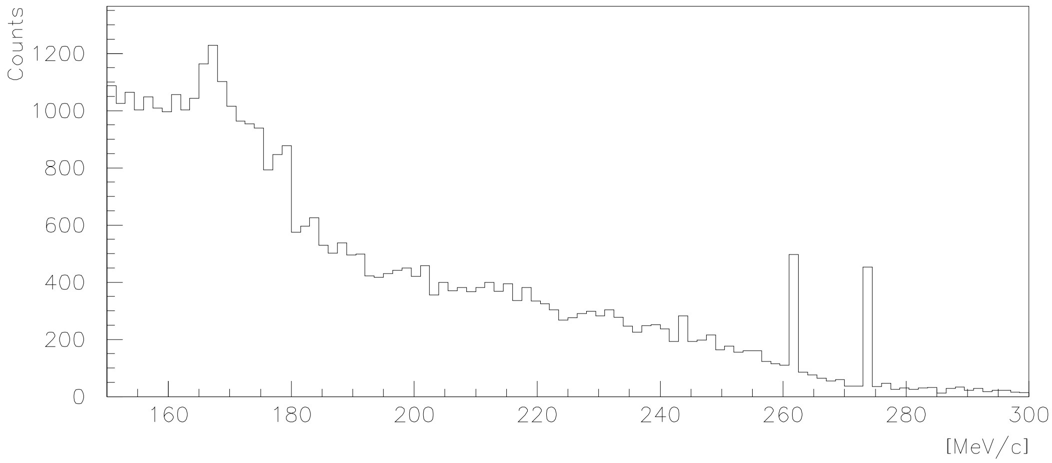

Figura 3.9: Lo spettro di π^- simulato usato come *input* per il programma di simulazione di FINUDA.

Gli eventi così simulati sono stati sottoposti all'intera procedura di ricostruzione descritta in questo capitolo, ed il risultato finale è mostrato in fig.(3.10), dove sono evidenti i due picchi ben visibili su di un fondo piatto; i valori della risoluzione e il rapporto segnale/rumore sono compatibili con quelli aspettati e precedentemente descritti. Per quanto riguarda le frequenze di conteggio, si possono dare le seguenti stime: ad una luminosità $\mathcal{L} = 10^{32} cm^{-2}s^{-1}$ si aspettano $\sim 216K^-/s$; per una frequenza di produzione ipernucleare di $10^{-3}/K^-_{stop}$, si aspettano quindi 2.16×10^{-1} stati ipernucleari al secondo. L'efficienza di trigger è 0.255 mentre quella di ricostruzione è di 0.95. Inoltre, si assume, in maniera conservativa, che solo pioni in avanti possano essere utilizzati al fine di una precisa determinazione dei livelli ipernucleari; ciò porta un fattore 0.5 all'efficienza totale. Un'altro fattore 0.8 viene introdotto dalla trasparenza delle LMDC. La frequenza totale diviene quindi 2.09×10^{-2} stati ipernucleari al secondo. Ciò significa che lo spettro mostrato in fig.(3.10) potrà essere ottenuto da FINUDA in ~ 5 ore ad una luminosità $\mathcal{L} = 10^{32} cm^{-2}s^{-1}$, ed in ~ 30 minuti ad una luminosità finale della macchina di $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$.

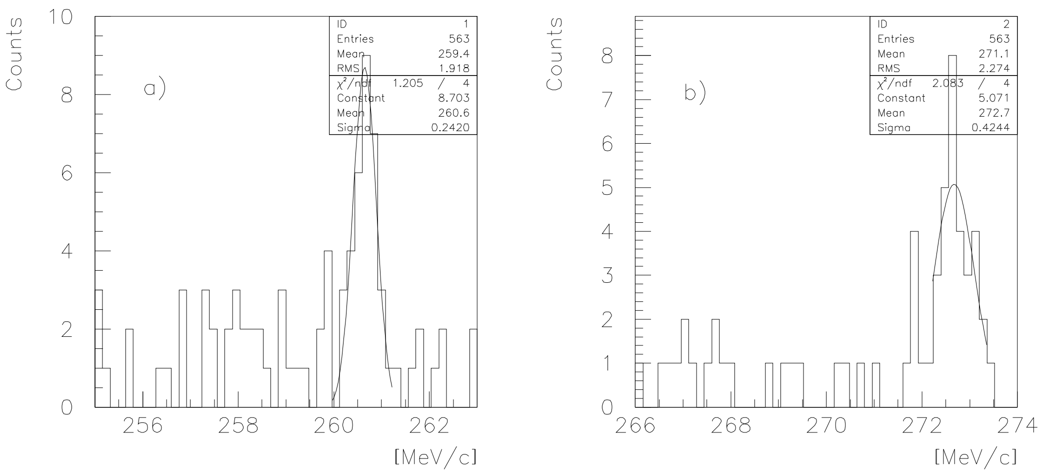

Figura 3.10: Selezione degli eventi ipernucleari dal fondo. Si nota come, nonostante la bassa statisatica, i due picchi siano chiaramente distinguibili dal fondo.

Capitolo 4

Il prototipo CAINO

4.1 Introduzione

Abbiamo visto come il rivelatore a *straw* costituisce un sottorivelatore importante del esperimento FINUDA. La necessità di un'alta affidabilità e efficienza di questo rivelatore, unitamente alla richiesta risoluzione spaziale di 100 μm nel piano (ρ, ϕ) e 300 μm lungo l'asse z, hanno reso necessario un approfondito studio delle caratteristiche meccaniche e prestazionali di questo tipo di rivelatore.

Questo capitolo e il successivo, costituiscono il lavoro originale del candidato, e vi verranno descritti i risultati ottenuti con il primo prototipo di rivelatore a *straw* assemblato ai Laboratori Nazionali di Frascati. Tali indicazioni hanno confermato la possibilità di realizzare un rivelatore ad alta risoluzione spaziale, ottima efficienza e affidabilità.

4.2 Cos'è uno *straw*

Uno *straw* è un condensatore cilindrico, le cui armature sono costituite dal filo centrale (anodo), e dalla superfice interna del tubo conduttore (catodo). All'interno del tubo viene fatto circolare un gas con un basso potenziale di ionizzazione. Tra filo e superficie interna del tubo viene stabilita una differenza di potenziale V; una particella carica, attraversando il tubo, produce nel gas che si trova all'interno una carica di ionizzazione. Gli elettroni così prodotti sotto l'effetto del campo elettrico, migrano verso il filo producendo un segnale il cui tempo è determinato dalla distanza percorsa dalla carica di ionizzazione. Conoscendo la velocità di deriva di un elettrone al interno del gas, è possibile convertire il tempo di deriva in distanza di deriva secondo la semplice relazione:

$$r_d = v_d \times T_d \tag{4.1}$$

dove r_d, v_d e T_d sono rispettivamente il raggio, la velocità e il tempo di deriva

Gli *straw* utilizzati ([53]) nella realizzazione del primo prototipo CAINO ([52]) di rivelatore per l'esperimento FINUDA, sono costituiti da due spirali di Mylar avvolte su un mandrino e incollate l'una sopra l'altra. L'incollaggio delle due strisce di Mylar viene eseguito con un collante a base epossidica, e solo dopo che la colla ha solidificato il mandrino viene estratto.

Lo spessore della singola striscia di Mylar è di 12 μm, mentre lo spessore totale dello *straw* è di 30 ± 10 μm, che rappresenta circa 1×10^{-4} lunghezze di radiazione. La densità lineare è $\sim 13 \times 10^{-3}$ g/cm per tubi da 10 mm di diametro e ~ 26 mgm/cm per *straw* dal diametro di 20 mm.

La spirale più interna presenta un deposito di alluminio dello spessore di 1000 Å. La deposizione viene effettuata sotto vuoto, attraverso la condensazione sul foglio di Mylar di vapori di alluminio. Tale metodo garantisce una buona uniformità del materiale, e permette di poter controllare in modo migliore lo spessore di deposito. Particolare attenzione è stata rivolta alla qualità dell'alluminio usato. Questo deve essere privo il più possibile da impurità, in quanto, nell'esperimento FINUDA, il singolo *straw* sarà immerso in un campo magnetico molto intenso (1.1 TESLA); ciò rende necessario l'utilizzo di materiali quali l'alluminio puro, che se sottoposto a campi magnetici variabili di grande intensità, non presenti correnti indotte molto forti.

4.3 Caratteristiche meccaniche di uno *straw*

Nell'esperimento gli *straw* saranno sostenuti sulla struttura portante (*Clessidra*) solo alle estremità. Al fine di minimizzare la sagitta gravitazionale, ogni tubo sarà soggetto a una tensione meccanica.

Allo scopo di determinare la tensione ottimale che presenti il migliore compromesso tra la necessità di limitare la sagitta gravitazionale e di non appesantire eccessivamente la struttura di sostegno, sono state effettuate misure di allungamento e di rottura per gli *straw*. La tensione di rottura di uno *straw* di 10 mm di diametro è stata trovata essere di circa 15 kg. Per quanto riguarda l'allungameto, uno *straw* sottoposto a una tensione meccanica aumenta la sua lunghezza; misure di questo allungamento sono state eseguite disponendo dei tubi da 15 mm di diametro e lunghi 100 cm, in verticale ciascuno con un peso attaccato. I risultati di tale prova sono riportati in fig.(4.1) nella quale sono evidenti due fasi distinte: Nella prima fase il tubo, appena viene applicato il carico, subisce un allungamento istantaneo, regolato dalla legge di Young:

$$F = K_{straw} X \tag{4.2}$$

dove K_{straw} è il modulo di Young dello *straw*. Dopo questo primo allungamento il tubo continua ad aumentare la propria lunghezza in funzione del tempo, fino ad arrivare alla saturazione dopo circa 20 giorni. Durante tutto il periodo nel quale i tubi sono stati sottoposti a trazione, non si sono osservate deviazioni dalla circolarità della sezione. L'assenza di deformazioni evidenti è di assoluta importanza se si tiene conto che la corretta interpretazione dei segnali che si estraggono da uno *straw* è legata alla esatta conoscenza della forma del campo elettrico al suo interno.

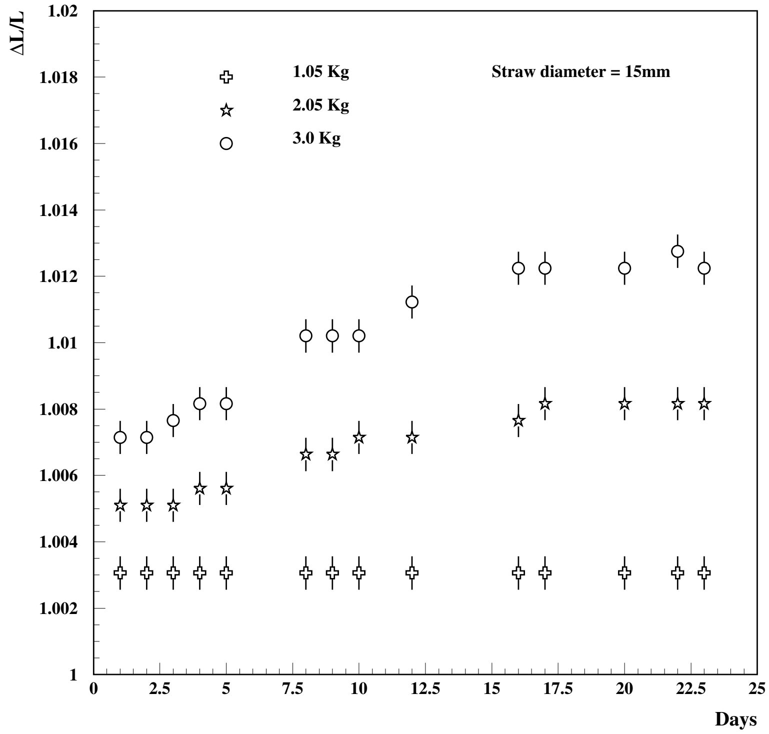

Figura 4.1: Risultati delle misure di carico per *straw* lunghi 100 cm, da 15 mm di diametro. I carichi applicati sono indicati in figura.

Nel caso di uno *straw* ideale il campo elettrico al suo interno è perfettamente noto, ma piccole deviazioni dalla forma cilindrica, soprattutto se non omogenee, renderebbero impossibile una determinazione della forma di campo.

In questa direzione sono state effettuate misurazione sulla possibile torsione che la doppia elica che costituisce lo *straw* potrebbe presentare sotto carico. Anche in questo caso non si sono osservate variazioni apprezzabili, il che ha portato a concludere che il campo elettrico all'interno di un tubo è, con buona approssimazione dato dalla:

$$E(r) = \frac{V}{ln(r_s/r_w)}\frac{1}{r} \tag{4.3}$$

Tornando ai dati di fig.(4.1), si osserva che se sottoposto alla tensione di 1.5 kg, uno *straw* non presenta un allungamento apprezzabile nel tempo. Ciò porta a concludere che in queste condizioni di carico, uno *straw* può essere sempre descritto, con buona approssimazione dalla legge di Young.

Secondo la formula (di cui si darà la derivazione analitica nel prossimo capitolo) la sagitta gravitazionale presentata da uno *straw*, di densità lineare ρ, lunghezza L e sottoposto a una tensione meccanica T, è data da:

$$S_g = \frac{\rho L^2}{2T} \tag{4.4}$$

A una tensione di 1.5 kg, la sagitta gravitazionale aspettata è di $\sim 500\ \mu m$, mentre per un carico di 2.5 kg la sagitta gravitazionale è di $\sim 300\ \mu m$. La tensione meccanica che è stata applicata agli *straw* del prototipo CAINO, è 2.5 kg, che rappresenta un buon compromesso tra la necessità di avere una bassa sagitta gravitazionale, e la necessità di disporre di una struttura di sostegno leggera. Dopo aver raggiunto la saturazione, tubi da 20 mm di diametro ai quali era stato applicato un carico di 2.5 kg hanno presentato una *isteresi* una volta liberati dal carico.

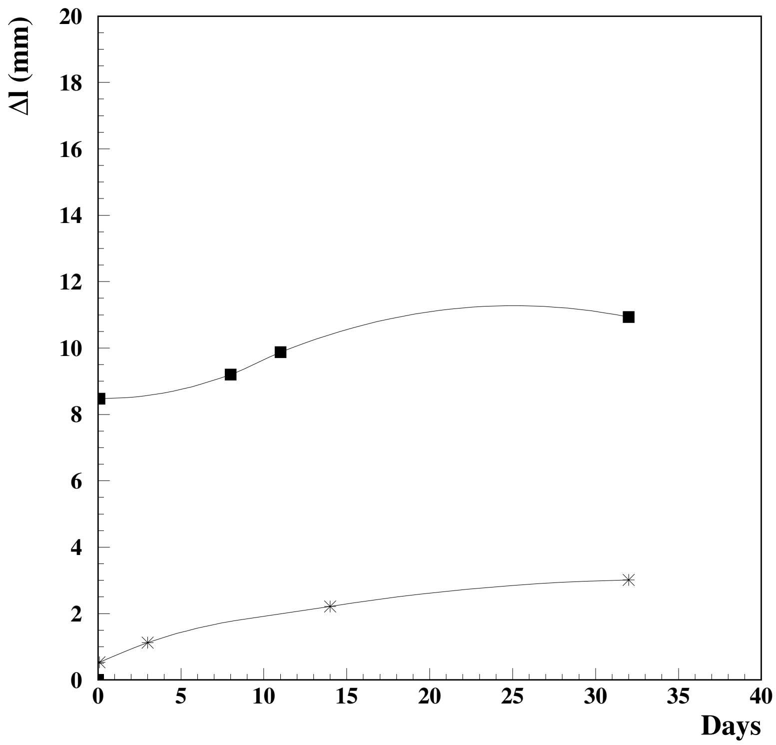

Figura 4.2: Curva di isteresi di uno *straw* da 15 mm lungo 200 cm.

I risultati di tale prova, dei quali si un esempio tipico in fig.(4.2), indicano la possibilità di sottoporre gli *straw* a successivi tensionamenti, senza che questi perdano le loro caratteristiche meccaniche.

4.4 Filo, pin e feedtrough

Per il rivelatore ST non è previsto l'utilizzo del metodo della divisione di carica per la misura della coordinata z, di conseguenza nella scelta del filo non è necessario prestare particolare attenzione alla sua resistività. Quello che deve essere tenuto sotto controllo è la durata nel tempo del filo e rapporto tra sagitta e massima tensione applicabile. Il filo di anodo scelto per il prototipo CAINO è un filo di Tungsteno dorato ([54]) del diametro di 30 μm. Tale filo presenta una resistività di $\sim 85\ \Omega/m$. Il suo carico di rottura è di 25.5 kg/mm^2.

Alle due estremità di ogni singolo *straw*, verrà incollato un tappo (*feedthrough*) di alluminio. Le funzioni del *feedthrough* sono molteplici: deve permettere il fissaggio dello *straw* sulla piastra di supporto, deve sostenere il supporto del filo (*Pin*) all'interno dello *straw*, deve inoltre permettere il flussaggio del gas e deve permettere di collegare a massa il tubo.

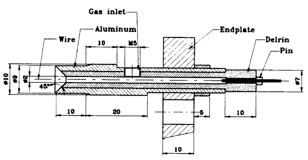

Figura 4.3: Disegno del primo prototipo di *feedthrough* utilizzato nell'assemblaggio del prototipo CAINO. Tutte le dimensioni sono in millimetri.

Il primo prototipo di *feedthrough*, utilizzato nel prototipo CAINO, è mostrato in fig.(4.3). Consiste di un cilindro di alluminio che dalla parte dello *straw* ha un diametro esterno pari al diametro interno del tubo di Mylar, con una tolleranza di 0.01 mm. La superficie interna dello *straw* è incollata sul *feedthrough* utilizzando una colla conduttiva a base di Argento ([55]). La parte del *feedthrough* che va sulla piastra di supporto, presenta una filettatura sulla quale viene avvitato un dado che, oltre ad assicurare il fissaggio dello *straw* sulla piastra, ne permette il tensionamento.

Il *feedthrough* contiene al suo interno un corpo di Delrin che, oltre a permettere il flussaggio del gas, costituisce un supporto per il *pin* che deve fermare il filo.

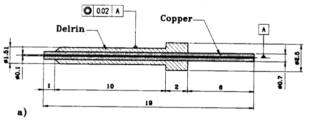

Figura 4.4: Disegno del *pin* utilizzato nel prototipo CAINO. Tutte le dimensioni sono in millimetri.

Il *pin* usato è mostrato in fig.(4.4). È costituito da un cilindro di rame dorato dal diametro esterno di 0.7 ± 0.01 mm e lungo 19 mm. Il foro centrale ha un diametro di 0.1 ± 0.02 mm e la zona utile per il fissaggio del filo, eseguito attraverso il punzonamento del *pin*, è di 6 mm. Il *pin* è ricoperto per 12 mm da una resina acetilica che oltre a conferirne rigidità, permette per la forma conica che tale rivestimento presenta, un sicuro fissaggio del *pin* nel suo alloggiamento.

4.5 Il preamplificatore

Lo schema del preamplificatore utilizzato per il prototipo CAINO è mostrato in fig.(4.5). L'impedenza in ingresso del preamplificatore è di 300 Ω.

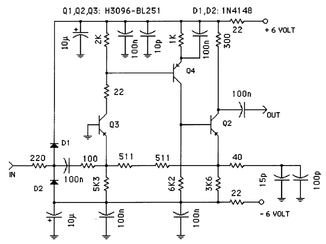

Figura 4.5: Schema del preamplificatore usato durante i test di CAINO.

Sono stati costruiti amplificatori con tre differenti guadagni, 1, 2 e 3 V/mA. Il circuito lavora con una tensione di alimentazione di $\pm$ 6 V e dissipa una potenza di 50 mW per canale. La saturazione del preamplificatore si ha per un'ampiezza massima del segnale in uscita di 2 V. In aggiunta al circuito di amplificazione, è stato incorporato nello stesso circuito anche un filtro di alta tensione. Le caratteristiche elettriche del preamplificatore sono riassunte nella tabella (4.1).

impedenza di ingresso	300 Ω
impedenza di uscita	50 Ω
guadagno	1,2,3 (V/mA)
guadagno in carica	20-60
intervallo dinamico	3 V
tempo di salita	2 ns
alimentazione	$\pm$ 6 V
potenza dissipata	50 mW

Tabella 4.1: Caratteristiche elettriche del praemplificatore

I preamplificatori sono stati racchiusi in scatole di ottone per schermarli elettromagneticamente. Il segnale proveniente dallo *straw* è stato trasportato al preamplificatore da $\sim$ 5 cm di cavo coassiale.

4.6 La procedura di montaggio

La procedura di montaggio del prototipo CAINO è iniziata con l'assemblaggio dei vari *straw*. Dopo aver tagliato il tubo alla lunghezza di 1995 mm, si è proceduto alla pulizia, con acetone, della parte del *feedtrough* che deve essere incollata alla superficie interna dello *straw*. Il tempo necessario affinchè la colla conduttiva indurisca è di 16 ore a temperatura ambiente, e una volta polimerizzato l'incollaggio può sopportare una tensione meccanica di 126 kN/cm^2. Dopo aver aspettato il tempo necessario per permettere il perfetto incollaggio dello *straw*, si è proceduto ad inserire il filo all'interno del tubo, avendo avuto cura di lasciarne alle due estremità circa 30 cm per permettere il successivo inserimento del filo all'interno del *pin*.

Quindi i due *feedtrough* sono stati inseriti nei fori predisposti sulla piastra di alluminio, e quindi gli *straw* sono stati tensionati a 25 N usando un dinamometro.

Dopo aver bloccato i *feedtrough* alle piastre con dei dadi, si è proceduto all'inserimento del filo nel *pin*. Una volta infilato il filo nel *pin*, questi è stato a sua volta infilato a pressione nel foro centrale del corpo di Delrin all'interno del *feedtrough*. Mediante un'apposita pinza punzonatrice, si è proceduto alla *punzonatura* del *pin*, fissando in questo modo il filo a una estremità del tubo. Successivamente si è provveduto a inserire il filo uscente dall'altra estremità del tubo in un nuovo *pin*; questi è stato inserito nel *feedtrough* e solo a questo punto si è provveduto a tensionare il filo a 1.5 N e a punzonare il secondo *pin*. Dopo aver montato i vari *straw* sulle piastre di sostegno, si è proceduto all'inserimento dei tubi di flussaggio del gas e dei preamplificatori.

A questo punto CAINO era pronto a raccogliere i primi segnali con raggi cosmici e a fornire le prime indicazioni sulla possibilità di realizzare un rivelatore a *straw* per l'esperimento FINUDA.

4.7 I primi segnali e misure di guadagno

Una volta ultimato l'assemblaggio, CAINO è stato portato nel laboratorio ASTRA dei Laboratori Nazionali di Frascati, nel quale sono stati eseguiti i primi test con raggi cosmici per misure plateau e di guadagno del gas.

Il gas utilizzato per il prototipo è stato Etere Dimetile (DME) puro al 99.8%, a una sovrapressione di ~ 20 $mbar$. Prima di accendere l'alta tensione si è fatto flussare il gas all'interno dei tubi per un periodo di tempo sufficiente ad avere almeno 5 ricambi totali di volume. Questo per assicurare l'assenza di impurità dovute alla presenza di polvere o aria all'interno dei tubi; in condizioni operative il flusso del gas è stato fissato a 2 volumi totali/giorno.

Un tipico segnale di raggi cosmici osservato all'uscita del preamplificatore è mostrato

Figura 4.6: Tipico segnale preamplificato, prodotto da uno *straw*. Il tempo di salita è 3 ns mentre l'ampiezza è di 200 mV.

Le misure di plateau hanno indicato che i tubi da 10 mm di diametro presentano un plateau a circa 3 kV, la cui lunghezza è tipicamente di $\sim$ 800 V (fig.(4.7)). Il plateau per i tubi da 20 mm di diametro è in corrispondenza a 3.2 kV di tensione e la sua lunghezza è sempre di circa $800 \div 900$ V (fig.(4.8)). Alla fine del plateau si può osservare un eccessi di segnali rigenerati (*after pulse*), caratterizzati da un ritardo costante nel tempo di deriva degli elettroni dal catodo al filo. Questo sembra indicare che a voltaggi molto alti ($\sim$ 4000 V), si comincia ad avere fotoemissione di elettroni da catodo, prodotti da fotoni UV emessi durante la formazione della valanga iniziale.

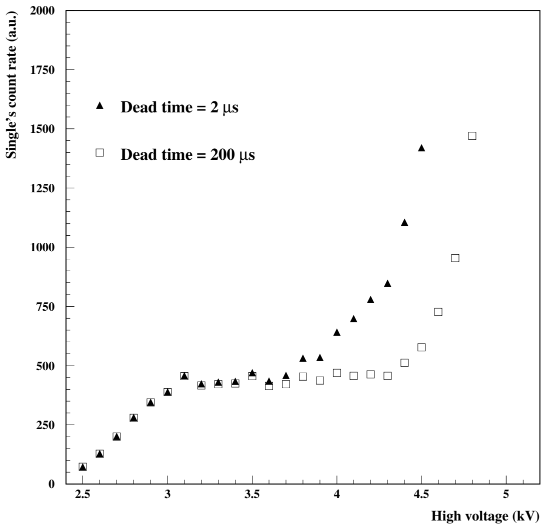

Figura 4.7: Tipico plateau ottenuto per uno *straw* da 10 mm, operante con'

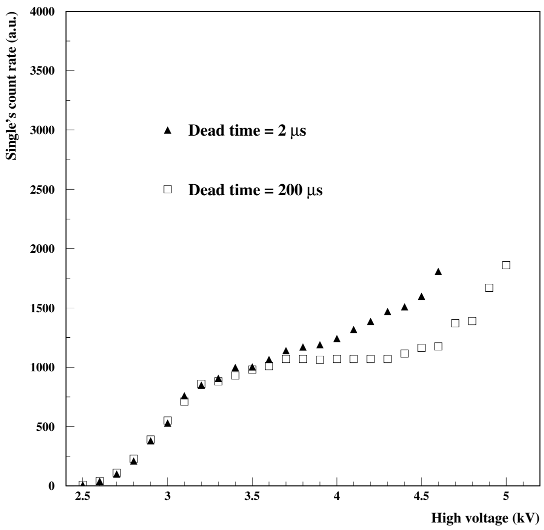

Figura 4.8: Tipico plateau ottenuto per uno *straw* da 20 mm, operante con DME.

Il guadagno del gas è stato misurato usando segnali generati da un singolo elettrone, prodotto attraverso fotoemissione dalla superficie del catodo. Illuminando lo *straw* con una torcia luminosa, si può ottenere una frequenza di produzione di fotoelettroni di circa 8 kHz, è molto maggiore della frequenza di conteggi singoli che si possono avere con raggi cosmici. Allo stesso tempo, la frequenza di fotoemissione così ottenuta è sufficientemente bassa da poter escludere la possibilità di integrare più di un segnale nello stesso intervallo di ADC.

Per eseguire le misure di guadagno, i tubi sono stati selezionati in singola: il segnale proveniente da uno *straw* è stato inviato in uno *splitter*. Una delle due uscite dello *splitter* è stata ritardata di circa 100 ns, mentre l'altra è stata discriminata. Il segnale proveniente dal discriminatore, della lunghezza di $\sim$ 600 ns, è stato usato come *gate* per l'ADC, mentre l'altra uscita dello *splitter* è stata utilizzata come ingresso per l'ADC.

Un tipico spettro ADC ottenuto in uno *straw* da 10 mm, operante a 3250 V è mostrato in fig.(4.9), mentre in fig.(4.10) si ha uno spettro ADC relativo a una tensione di lavoro di 3750 V; in questo caso si osserva la presenza di un secondo picco, imputabile alla transizione dal regime proporzionale al regime di scarica

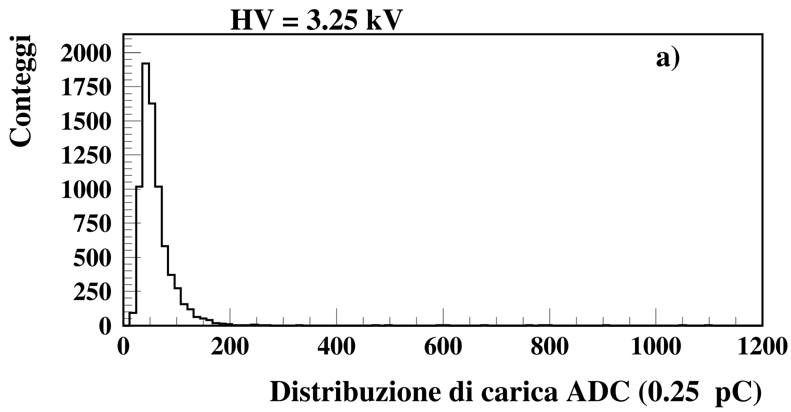

Figura 4.9: Spettro ADC ottenuto da fotoelettroni prodotti sulla superficie del tubo illuminandolo con una torcia elettrica. La tensione di lavoro è di 3250 V

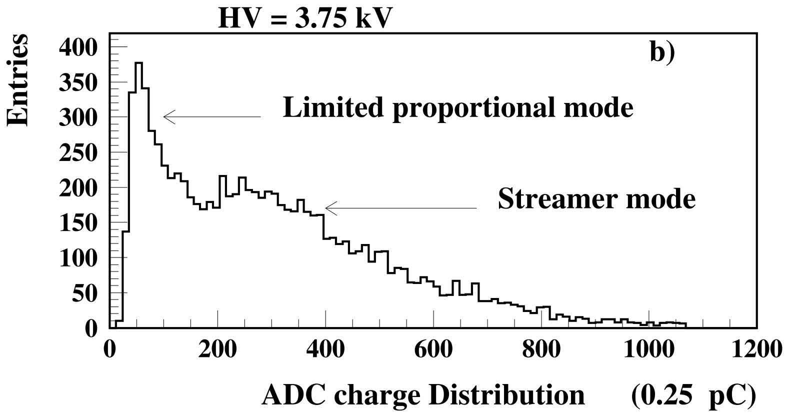

Figura 4.10: Spettro ADC ottenuto da fotoelettroni, emessi sulla superficie del tubo, operante a una tensione di 3750 V. Si osserva la presenza di in secondo picco imputabile alla transizione dal regime proporzionale al regime di scarica.

Il guadagno del gas è stato ottenuto dalla carica media misurata dall'ADC utilizzando la formula:

$$G_{gas} = \frac{< ADC >}{e \; G_{preampl}} \tag{4.5}$$

dove $G_{preampl}$ è il guadagno in carica del preamplificatore ed e la carica elettrica. La variazione di G_{gas} in funzione del voltaggio dello *straw*, è riportata in fig.(4.11).

Per determinare il modo di operazione sono state effettuate misure con una sorgente di ^{55}Fe. Per il ^{55}Fe, con la sua caratteristica emissione di raggi X a 5.9 KeV, si aspetta una produzione di circa 200 elettroni per *cluster* di ionizzazione. Il valore medio della carica raccolta dall'ADC, ottenuta con la sorgente di ^{55}Fe, è anche'essa riportata, in funzione del voltaggio dello *straw* in fig.(4.11).

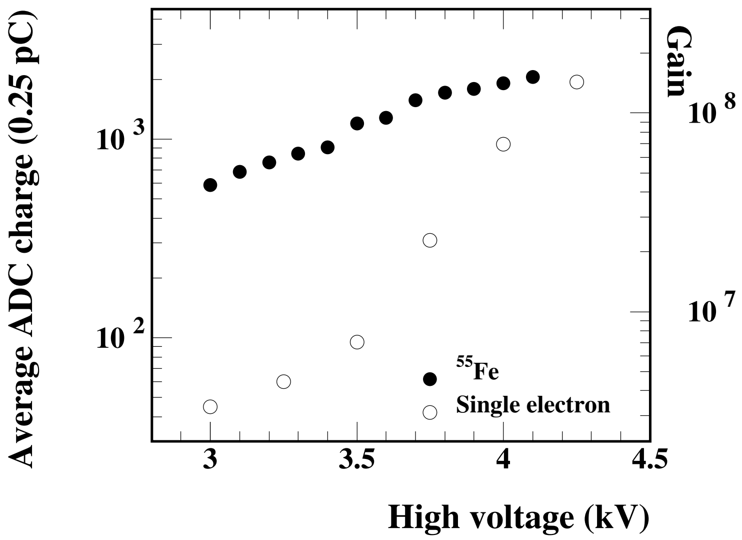

Figura 4.11: Dipendenza del valore medio dell'ADC misurato con fotoelettroni e con una sorgente di ^{55}Fe. Il guadagno del gas è relativo alla scala laterale.

Si nota in corrispondenza a 3700 V, un salto del valore di <ADC> per il singolo elettrone, che raggiunge circa il guadagno ottenuto con la sorgente di ferro. Viene confermata così, la transizione dal regime proporzionale al regime scarica per un voltaggio dello *straw* di $\sim$ 3700 V.

I dati ottenuti dalle misure di guadagno del gas unitamente alle indicazione fornite dalle misure di plateau, hanno permesso di determinare la tensione di lavoro per gli *straw* del prototipo CAINO, per il quale è stato deciso di fissare a 3200 V il voltaggio dei tubi da 10 mm di diametro, mentre i tubi da 20 mm hanno lavorato a 3500 V di tensione. Per questi valori del voltaggio si aspetta un guadagno del gas (DME) di circa $10^7 \div 10^8$, con un segnale tipico avente un rapido tempo di salita ($\sim$ 3 ns) e ampiezza di circa 200 mV.

4.8 La relazione spazio tempo

Nel descrivere il funzionamento di uno *straw*, si è indicata la relazione (4.1) che permette di convertire il tempo di deriva degli elettroni in distanza di deriva. Tale relazione, sebbene intuitiva, presenta notevoli difficoltà nella effettiva realizzazione di tale conversione.

La velocità di deriva v_d, che compare nella (4.1), dipende dal voltaggio applicato V, dalla pressione (P_g) e temperatura (T_g) del gas e ovviamente, anche dal tipo di gas utilizzato. È quindi necessario, per eseguire correttamente la conversione da tempo a distanza di deriva conoscere esattamente come v_d dipenda da questi parametri.

Il gas utilizzato (DME), ha la caratteristica di avere una velocità di deriva degli elettroni *non-saturata*. Non essendo possibile ricavare analiticamente l'espessione di v_d in funzione del campo elettrico, per descriverla è stata utilizzata la parametrizzazione ([57]):

$$v_d = A(E/P_g)^3 + B(E/P_g)^2 + C(E/P_g) + D \tag{4.6}$$

dove la velocità di deriva è espressa in funzione del campo ridotto E/P_g.

I valori dei parametri A, B, C e D sono riportati in tab.(4.2)

E/P_g (V/cm Torr)	A	B	C	D
0.5-1.35	0.106	0.056	1.718	0.295
1.35-3.4	0.050	0.0845	1.966	0.055
3.4-7.1	0.02098	0.00229	3.138	-2.285
7.1-15.4	-0.01127	0.00234	8.015	-25.369
15.4	0	0	0	57.10

Tabella 4.2: Valori dei parametri della velocità di deriva

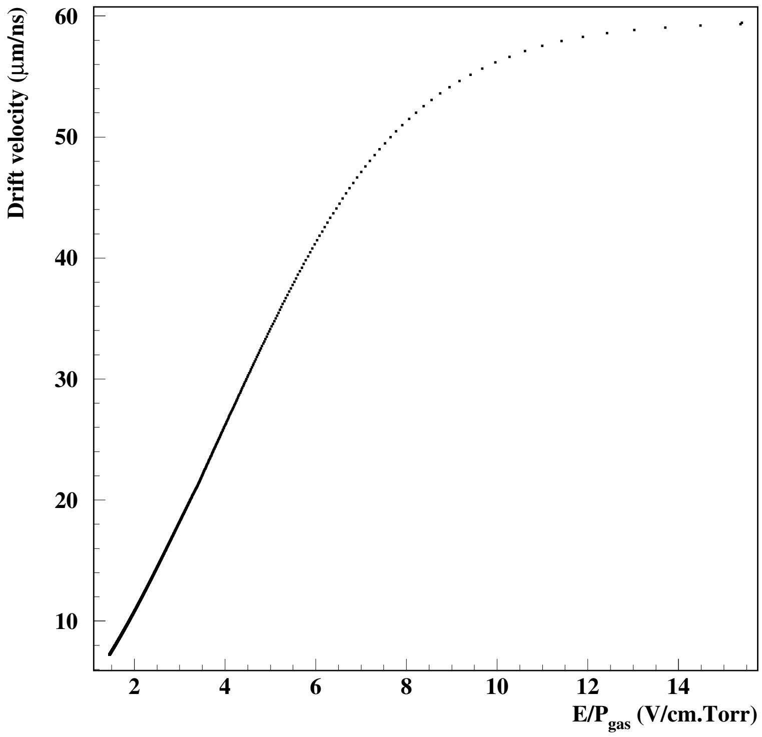

Figura 4.12: La dipendenza della velocità di deriva, in funzione del campo elettrico, così come viene determinata attraverso la parametrizzazione (4.6).

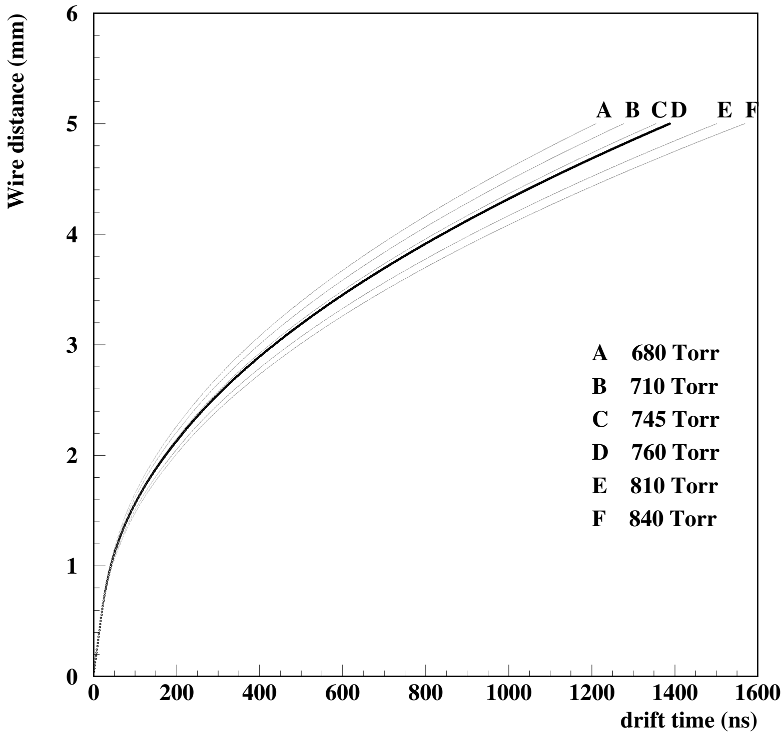

Figura 4.13: Dipendenza della relazione *spazio-tempo* dalla variazione della pressione del gas. Le curve sono state ottenute attraverso la (4.6)

L'andamento di v_d in funzione di E/P_g è riportato in fig.(4.12); come anticipato il DME non ha una velocità di deriva saturata, se non per valori molto alti del campo elettrico. Questo rende ancora più sensibile la velocità di deriva da eventuali cambiamenti del campo elettrico o della pressione del gas. In fig.(4.13) sono riportate alcune curve *spazio-tempo* calcolate a diversi valori della pressione P_g; si nota una sensibile variazione anche per piccoli valori di ΔP_g. È quindi di vitale importanza, al fine di ottenere la massima risoluzione possibile con un rivelatore a *straw*, poter monitorare o almeno poter verificare che la relazione *spazio-tempo* che si sta usando è corretta.

Si consideri la distribuzione temporale in fig.(4.14); a tale distribuzione và sottratto il ritardo T_0 dovuto al passaggio del segnale attraverso la catena di elettronica (cavi, discriminatori,...).

Se si definisce con N il numero di conteggi che si hanno nell'intervallo di tempo t, $t + dt$, corrispondente a una distanza di deriva r, $r + dr$, si ha:

$$\frac{dN}{dr} = \frac{dN}{dt} \times \frac{dt}{dr} \tag{4.7}$$

Assumendo una distribuzione uniforme dei raggi cosmici lungo tutto il raggio dello *straw*, otteniamo:

$$\frac{dN}{dr} = \frac{N_T}{R} \tag{4.8}$$

dove N_T è il numero totale di conteggi della distribuzione in fig.(4.14), e R è il raggio dello *straw*. Se si assume inoltre che l'efficienza dello *straw* sia uniforme e pari a 1 lungo tutto il suo raggio, la velocità di deriva v_d è data da:

$$v_d = \frac{dr}{dt} = \frac{dN/dt}{dN/dr} = \frac{R}{N_T} \times \frac{dN}{dt} \tag{4.9}$$

e quindi:

$$r(t) = \int_0^t v_d dt' = \frac{R}{N_T} \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \tag{4.10}$$

In fig.(4.15) è riportata la relazione *spazio-tempo* ottenuta secondo la (4.10), integrando la distribuzione di fig.(4.14). La curva ricavata dalla distribuzione temporale è confrontata con quella ricavata dalla (4.1), nella quale v_d è data da (4.6). Si osserva che la curva sperimentale si estende oltre il tempo massimo di deriva previsto dalla (4.1). Questo sembra indicare uno spostamento del filo dalla sua posizione nominale, spostamento di cui si darà una valutazione nel prossimo capitolo, nel quale si indicherà anche un metodo per correggere gli effetti di tale spostamento.

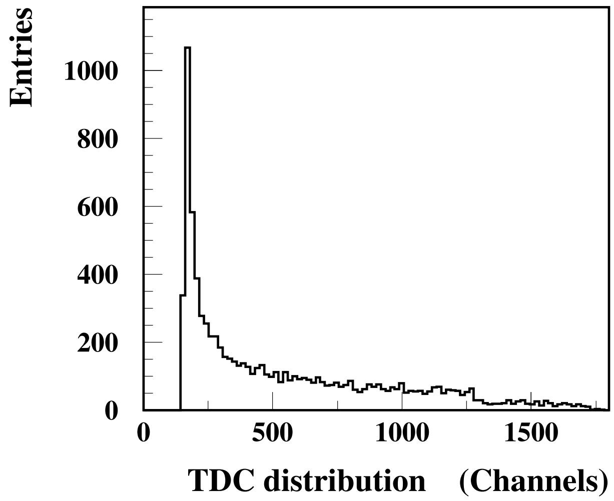

Figura 4.14: Tipico spettro TDC ottenuto durante i test con raggi cosmici.

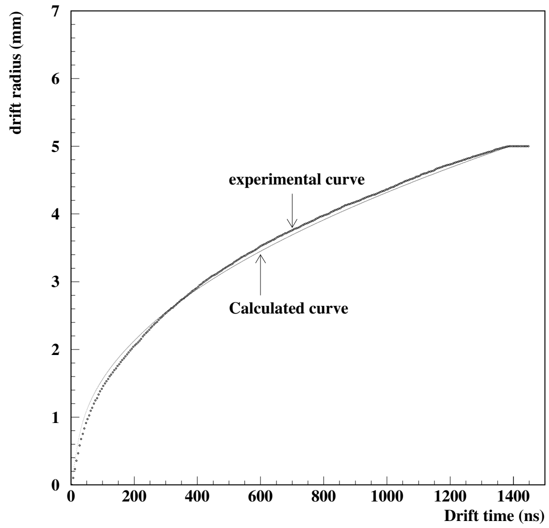

Figura 4.15: Relazione *spazio-tempo* ottenuta integrando lo spettro di fig.(4.14), secondo la relazione (4.10). Per confronto è stata sovrapposta la curva ottenuta dalla parametrizzazione (4.6)

Capitolo 5

CAINO al CERN

5.1 Il set-up sperimentale

Il funzionamento del prototipo CAINO ([59],[56])è stato provato, nel Maggio del 1994, al CERN con un fascio di pioni da 1 GeV/c. La disposizione sperimentale è descritta in fig.(5.1).

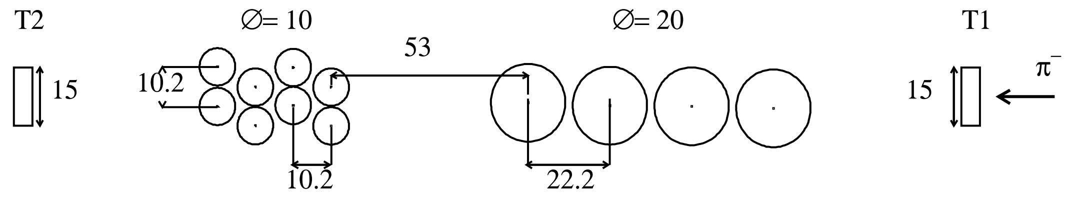

Figura 5.1: Schema della disposizione sperimentale del prototipo CAINO al CERN. Tutte le dimensioni sono in mm.

Il prototipo era montato su di un supporto capace di muoversi sia orizzontalmente che verticalmente, permettendo così di posizionare il fascio in diversi punti lungo l'asse del tubo. I tubi da 20 mm di diametro si trovavano di fronte al fascio, seguiti da quelli di 10 mm di diametro. Il gas utilizzato è stato DME puro al 99.8%, ad una sovrappressione di 20 $mbar$. Il voltaggio del filo di anodo è stato fissato a 3200 V per i tubi da 10 mm di diametro, e a 3500 V per i tubi da 20 mm di diametro. Una coppia di scintillatori (in fig.(5.1) indicati con T1 e T2), ha definito la larghezza del fascio di $\sim 15 \times 15\ mm^2$. La concidenza tra i due scintillatori dava inoltre il segnale di *start* ai TDC.

I preamplificatori erano montati ad una estremità dei tubi. Il segnale amplificato proveniente dagli *straw*, è stato inviato ai discriminatori, operanti con una soglia di $-30\ mV$, da 6 m di cavi RG-58. Per i segnali provenienti dagli *straw* da 10 mm sono stati utilizzati i discriminatori CAEN N96, mentre per i tubi da 20 mm sono stati utilizzati i discriminatori CAEN N224.

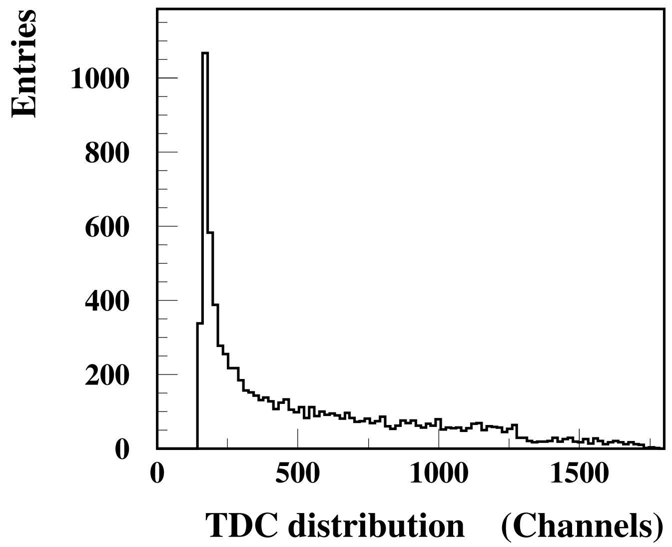

Figura 5.2: Tipico spettro temporale ottenuto per uno *straw* di 10 mm di diametro, operante a 3200 V, con DME puro.

Le uscite dei discriminatori sono state quindi ritardate, attraverso 40 m di cavi

RG-58, e usate come segnale di *stop* per i TDC. I tempi di deriva sono stati letti, sia per gli *straw* da 10 mm e che per quelli da 20 mm, usando TDC CAEN a 12 bit (CAEN C414), lavorando in modo *common start*. Per poter avere il tempo massimo di deriva all'interno dell'intervallo temporale coperto dai TDC, mantenendo la massima risoluzione sul singolo bit, il fondo scala dei TDC è stato fissato a 2 μs per i tubi da 10 mm e a 5 μs per i tubi da 20 mm (corrispondente ad una risoluzione sul singolo bit rispettivamente di 0.5 e 1.25 ns). L'intensità del fascio è stata oppurtunamente selezionata in modo di avere una frequenza di evento singolo minore di 10 kHz per il singolo tubo; in tale modo la probabilità di avere segnali multipli nello stesso intervallo di trigger era trascurabile.

Una tipica distribuzione del tempo di deriva per uno *straw* da 10 mm è mostrata in fig.(5.2). Il ritardo T_0 di ~ 75 ns, dovuto alla propagazione del segnale attraverso il filo, i cavi, il preamplificatore e discriminatore, è stato determinato, per ogni canale, individuando il primo *bin* della distribuzione. Il valore di T_0 cosí ottenuto, è stato sottratto dal valore letto dal TDC in tutte le successive analisi.

5.2 I contributi alla risoluzione spaziale

Poiché il DME è un gas *freddo*, ci si aspetta che gli elettroni di deriva, anche se sottoposti a campi elettrici dell'ordine di alcuni kV, mantengano la loro energia a valori sostanzialmente bassi, ovvero ci si aspetta che siano sostanzialmente elettroni *termici*. La diffusione longitudinale, σ_d, che essi subiscono nel loro cammino verso l'anodo è dato da:

$$\sigma_d^2(r) = \int_0^r \frac{2kT}{eE(r')} dr' \tag{5.1}$$

dove k è la costante di Boltzmann, T è la temperatura del gas, e la carica elettrica e $E(r)$ è il campo elettrico in funzione della distanza dal filo. Tenendo conto che la dipendenza del campo elettrico dal raggio è del tipo $1/r$, la (5.1), una volta integrata da:

$$\sigma_d(r) = \sqrt{\frac{kTln(r_s/r_f)}{eV}} r = \alpha_d \times r \tag{5.2}$$

dove r_s e r_f sono rispettivamente il raggio dello *straw* e il raggio del filo. Il valore aspettato per α_d, nelle condizioni di lavoro precedentemente descritte, è $\sim 7 \times 10^{-3}$, ovvero circa 7 μm di diffusione elettronica per ogni millimetro di deriva. L'ipotesi che gli elettroni di deriva rimangano ad energie termiche, non è ovviamente valida a distanze molto prossime al filo di anodo, dove il campo elettrico assume valori molto alti. Tuttavia il valore di σ_d così determinato è stato assunto come limite inferiore per il contributo alla risoluzione spaziale dovuto alla diffusione.

Nell'attraversamento del gas un elettrone produce una carica di ionizzazione localizzata in vari raggruppamenti (*cluster*) lungo il suo percorso all'interno del tubo. La distanza tra *cluster* successivi segue una distribuzione esponenziale con un valore medio λ, che per il DME assume in condizioni standard (pressione e temperatura atmosferica), il valore di 160 μm. La distanza di minimo approccio di una traccia che passa alla distanza r dal filo, è sovrastimata in media dalla quantità:

$$d_{min} = \sqrt{r^2 + (\lambda/2)^2} - r \tag{5.3}$$

Il contributo della statistica di *cluster* alla risoluzione spaziale è dato dalla deviazione standard della variabile d_{min}, definita da:

$$\sigma_{ion} = \sigma_{(\sqrt{r^2+(d/2)^2}-r)} \tag{5.4}$$

dove d è la distanza tra due *cluster* successivi. La dipendenza di σ_{ion} dal raggio di deriva è stata valutata numericamente e parametrizzata. Per $\lambda = 160\ \mu m$, si trova che σ_{ion} è minore di 80 μm per tracce che passano molto vicino al filo, fino a scendere al di sotto di 10 μm per tracce che passano a distanze dal filo maggiori di 1 mm.

Un ulteriore contributo alla risoluzione spaziale intrinseca di uno *straw*, viene dalla instabilità (*jitter*) dell'elettronica nella determinazione del tempo di deriva. Indicando con α_t il valore costante che tale *jitter* introduce, si ha:

$$\sigma_t(r) = v_d(r) \times \alpha_t \tag{5.5}$$

dove v_d è la velocità di deriva alla distanza r. Il valore di α_t previsto per i tubi da 10 mm è di 2 ns, mentre per i tubi da 20 mm si ha $\alpha_t = 4\ ns$.

La risoluzione spaziale, assumendo che i tre contributi σ_d, σ_{ion} e σ_t si sommino in quadratura, è data da una funzione del tipo:

$$\Sigma(r) = \sqrt{\sigma_{ion}^2(r) + \sigma_t^2(r) + \sigma_d^2(r)} \tag{5.6}$$

L'andamento della funzione $\Sigma(r)$, con $\lambda = 160\ \mu m$ è riportato in fig.(5.3), sia per i tubi da 20 che per i tubi da 10 mm di diametro. Si osserva che a distanze minori di $2 \div 3\ mm$, il contributo dominante nella risoluzione spaziale è quello introdotto dal *jitter* elettronico, mentre a distanze maggiori la risoluzione spaziale è largamente dominata dalla diffusione degli elettroni nel gas.

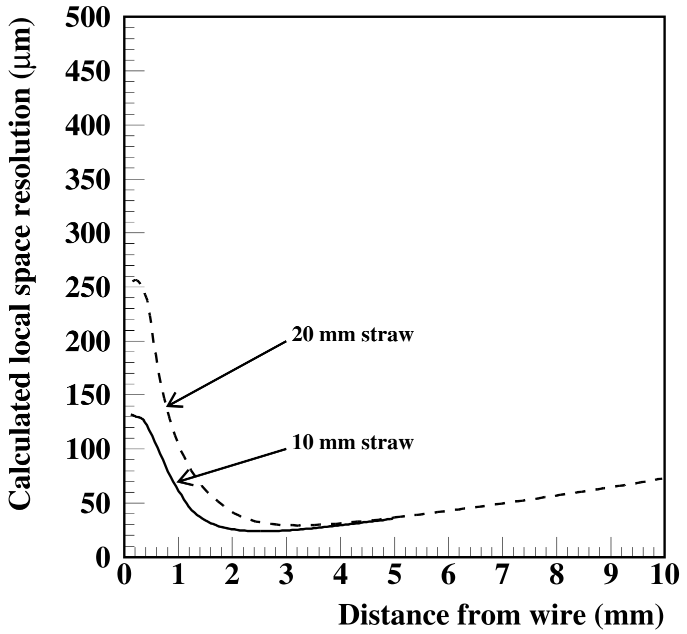

Figura 5.3: Andamento della risoluzione spaziale $\Sigma(r)$ per un tubo da 10 e da 20 mm di diametro. Per entrambe le curve si è assunto $\lambda = 120\ \mu m$.

5.3 Le funzioni R_a e R_s

Come illustrato in fig.(5.4), per tre *straw* allineati e per tracce perpendicolari all'asse dei tubi, la distanza di minimo approccio per il tubo centrale, è data dalla media delle distanze minime nei due tubi più esterni. Allo scopo di determinare la risoluzione spaziale di uno *straw*, si puó definire la funzione R_a nel seguente modo:

$$R_a = (r_1 + r_2)/2 - r \tag{5.7}$$

dove r è il raggio di deriva misurato dallo *straw* centrale, mentre r_1 e r_2 sono i raggi di deriva misurati dai due tubi esterni.

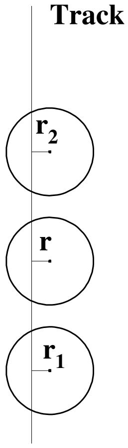

Figura 5.4: La funzione R_a è definita per tubi allineati come $R_a = (r_1 + r_2)/2 - r$.

Per determinare la relazione che lega la deviazione standard di R_a alla risoluzione spaziale, si procede come segue. Sviluppando in serie di Taylor R_a, si ottiene la nota formula di propagazione degli errori data da:

$$\sigma_a = \sqrt{\frac{\sigma^2(r_1)}{4} + \frac{\sigma^2(r_2)}{4} + \sigma^2(r)} \tag{5.8}$$

dove σ_a rappresenta la deviazione standard della funzione R_a. Assumendo che i tubi abbiano tutti la stessa dipendenza della risoluzione spaziale dal raggio di deriva, possiamo porre $\sigma(r) \sim \sigma(r_1) \sim \sigma(r_2)$, inoltre, poiché il fascio utilizzato al test definiva tracce sostanzialmente parallele all'asse y si ha che $r \sim r_1 \sim r_2$ il che porta a:

$$\sigma_a = \sqrt{3/2} \times \sigma(r) \tag{5.9}$$

che fornisce la relazione cercata tra deviazione standard di R_a e risoluzione spaziale.

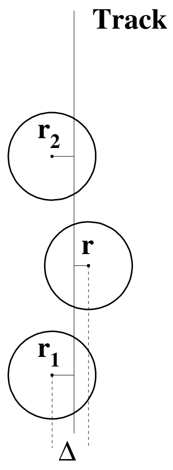

Figura 5.5: La funzione R_s definita per tubi *staggerati* come $R_s = (r_1 + r_2)/2 + r$.

Per *straw staggerati* (fig.(5.5)), si definisce la funzione R_s, nel seguente modo:

$$R_s = (r_1 + r_2)/2 + r \tag{5.10}$$

In maniera del tutto analoga a quando fatto per la funzione R_a, si può determinare la deviazione standard della funzione R_s, data da:

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{\sigma^2(r_1)}{4} + \frac{\sigma^2(r_2)}{4} + \sigma^2(r)} \tag{5.11}$$

Come si può vedere dalla fig.(5.5), nel caso di tracce parallele si ha:

$$r_1 \sim r_2 \sim \Delta - r \tag{5.12}$$

dove Δ si è indicata la distanza tra i fili di due tubi staggerati. La sostituzione della (5.12) nella (5.11), dà:

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{\sigma^2(\Delta - r)}{2} + \sigma^2(r)} \tag{5.13}$$

Allo scopo di esplicitare la relazione tra σ_s e la risoluzione spaziale, si è approssimata la $\sigma(r)$ con un polinomio $f(r)$ di terzo grado in r. I dati sperimentali sono stati quindi paramettrizzati con la funzione $S(r)$, data da:

$$S(r) = \sqrt{\frac{f^2(\Delta - r)}{2} + f^2(r)} \tag{5.14}$$

La risoluzione spaziale ottenuta per deconvoluzione con la funzione $S(r)$ è quindi data da:

$$\sigma(r) = \frac{f(r)}{S(r)} \times \sigma_s \tag{5.15}$$

Il vantaggio di utilizzare le variabili geometriche R_a e R_s, consiste sostanzialmente nel fatto che le indicazioni sulla risoluzione spaziale intrinseca del singolo *straw* che da esse si ottengono, sono indipendenti da ogni eventuale errore di ricostruzione della traccia. Con questo metodo vengono utilizzate solamente le informazioni provenienti direttamente dall'elettronica (tempi di deriva), convertite in distanze attraverso la relazione (4.1), rendendo non necessaria la ricostruzione della traccia per valutare la risoluzione spaziale.

5.4 La risoluzione spaziale locale

Con risoluzione spaziale locale si intende la risoluzione spaziale, di un singolo tubo, in un preciso punto lungo il suo raggio.

Come visto, le deviazioni standard delle funzioni R_a e R_s sono legate alle risoluzioni intrinseche dei singoli tubi,rispettivamente per *straw* allineati e per *straw* staggerati, attraverso le relazioni (5.9) e (5.15).

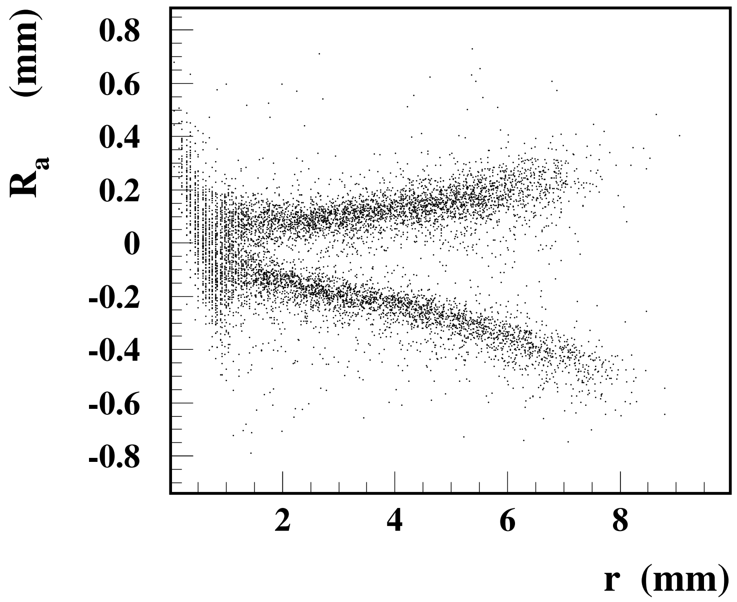

Figura 5.6: Dipendenza della funzione R_a dal raggio di deriva.

Allo scopo di ricavare la dipendenza della risoluzione spaziale locale in funzione della distanza di deriva, si è proceduto nel seguente modo.

In fig.(5.6) è riportata la dipendenza di R_a in funzione della distanza di deriva per i tubi da 20 mm allineati. Si osserva che gli eventi sono divisi in due bande principali. La presenza di tali bande è imputabile al disallineamento relativo dei tubi da 20 mm. Osservando infatti la fig.(5.7), si può notare che, nel caso di tubi supposti allineati e di tracce perpendicolari al filo, si possono avere tre casi:

a) Tracce (1): supponendo che il filo centrale sia spostato dalla sua posizione nominale come in fig.(5.7), la funzione R_a fornise una sovrastima della distanza di deriva.

b) Tracce (2): in questo caso la funzione R_a fornisce ovviamente una sottostima della distanza di deriva.

c) Tracce (3): se la traccia passa nella zona interna tra i fili la funzione R_a non può più fornire indicazioni sulla distanza di deriva.

Altra osservazione importante che deve essere fatta sulla fig.(5.6) è la seguente; il valore medio della funzione R_a in ciascuna delle due bande dipende da r. Indice di ciò è la divergenza tra le due bande, che tende ad aumentare man mano che ci si allontana dal filo. Questo fatto indica la presenza di un effetto sistematico nella determinazione della funzione R_a, imputabile principalmente alla non accuratezza della relazione (4.6) nel parametrizzare la velocità di deriva. Tale effetto sistematico, come verrà chiarito in seguito, è stato attribuito all'*eccentricità* $\mathcal{E}$ dello *straw*, ovvero allo spostamento del filo rispetto al centro del tubo.

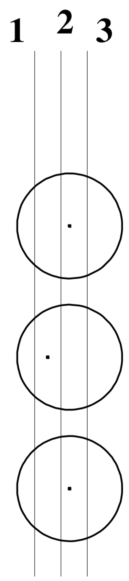

Figura 5.7: L'interpretazione geometrica delle due bande presenti in fig.(5.6). La banda superiore è relativa a tracce del tipo 1, la banda inferiore a tracce del tipo 2. Per le tracce del tipo 3, la funzione R_a non può fornire nessuna indicazione.

Considerando solo una delle due bande di fig.(5.6), si può comunque osservare che per quanto riguarda la risoluzione locale, questa non è influenzata dalla presenza della sistematica. La risoluzione spaziale locale è ancora legata alla deviazione standard della funzione R_a dalla relazione (5.9). Per determinazione la dipendenza della risoluzione spaziale locale dal raggio di deriva, si è proceduto nel seguente modo: le due bande della fig.(5.6) sono state divise in piccole fette (*bin*) in r (0.5 mm di larghezza per ogni fetta). Si deve sottolineare che la separazione delle due bande è possibile solo per valori di $r \geq 1$ mm come si evince chiaramente dalla fig.(5.6).

Le distribuzioni della funzione R_a ottenute per i diversi valori di r, sono state quindi parametrizzate con una distribuzione Gaussiana, allo scopo di determinarne appunto la deviazione standard . I risultati di tale procedura, relativi a diversi *straw* ed a diverse distanze del fascio lungo l'asse del tubo, sono riportati in fig.(5.8).

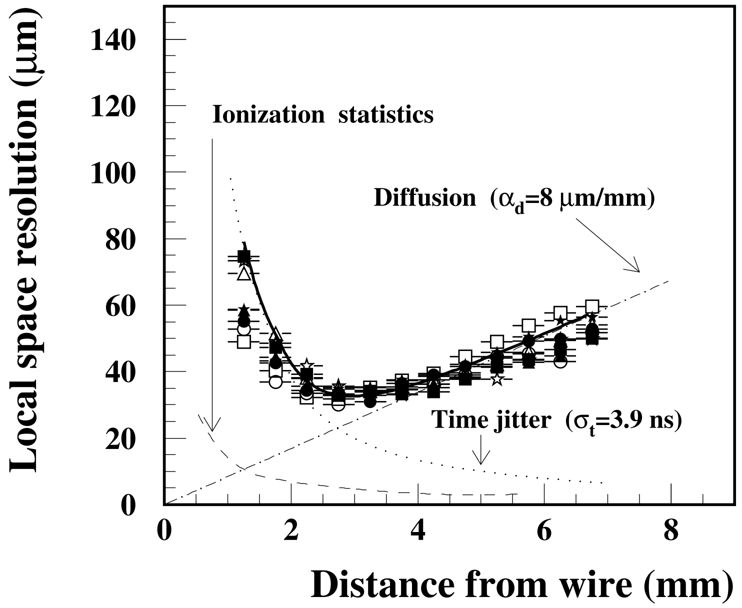

Figura 5.8: Dipendenza della risoluzione locale dal raggio di deriva, per uno *straw* da 20 mm. La curva piena è il risultato della parametrizzazione dei dati con la funzione $\Sigma(r)$. Le altre curve sono i contributi individuali.

È interessante sottolineare che per tutti i tubi, si ha la stessa dipendenza della risoluzione spaziale dal raggio, il che conferma l'ipotesi fatta in precedenza secondo la quale tutti gli *straw* dovevano avere la stessa risoluzione spaziale intrinseca. Sulla fig.(5.8) è stato sovrapposto il risultato della parametrizzazione dei dati sperimentali con la funzione (5.6). In tale parametrizzazione α_d e α_t sono stati considerati parametri liberi, lasciando invece fisso il valore di λ (160 μm) relativo al contributo della statistica di ionizzazione. In principio la parametrizzazione avrebbe dovuto essere eseguita considerando anche λ come parametro libero, ma poiché nel nostro caso il contributo associato alla statistica di *cluster* non è mai dominante, anche a distanze prossime al filo, la parametrizzazione non è molto sensibile al variare di tale parametro. D'altro canto, nelle condizione in cui il prototipo CAINO ha operato, il guadagno del gas era tale da escludere la possibilità di avere un'efficienza sul singolo *cluster* molto minore dell'unità, cosicchè si può assumere che λ non si discosti molto dal suo valore nominale. Comunque, una parametrizzazione eseguita sui dati sperimentali con α_d, α_t e λ come parametri liberi, ha fornito un valore di λ statisticamente compatibile con 160 μm.

La dipendenza della risoluzione spaziale locale sul raggio di deriva, è quindi in accordo con il modello fenomenologico che è stato descritto precedentemente. Per distanze dal filo minori di 3 mm il contributo dominante è quello relativo al *jitter* dell'elettronica, mentre a distanze maggiori la risoluzione spaziale locale è largamente dominata dalla diffusione elettronica.

Un'analisi simile è stata effettuata per gli *straw staggerati* da 10 mm di diametro. In fig.(5.9) sono riportate le distribuzioni della funzione R_s al variare di r, per tre diverse posizioni del fascio lungo l'asse del tubo (+8, +50 e +80 cm rispetto al centro del tubo). In questo caso, come è ovvio nel caso di tubi staggerati, si ha una sola banda, ma si osserva sempre una dipendenza del valore medio di R_s dal raggio di deriva, dipendenza che è più forte al centro del tubo e che tende a diminuire muovendosi verso l'estremità dello *straw*. La zona priva di punti nei grafici di fig.(5.9), corrispondente a una distanza

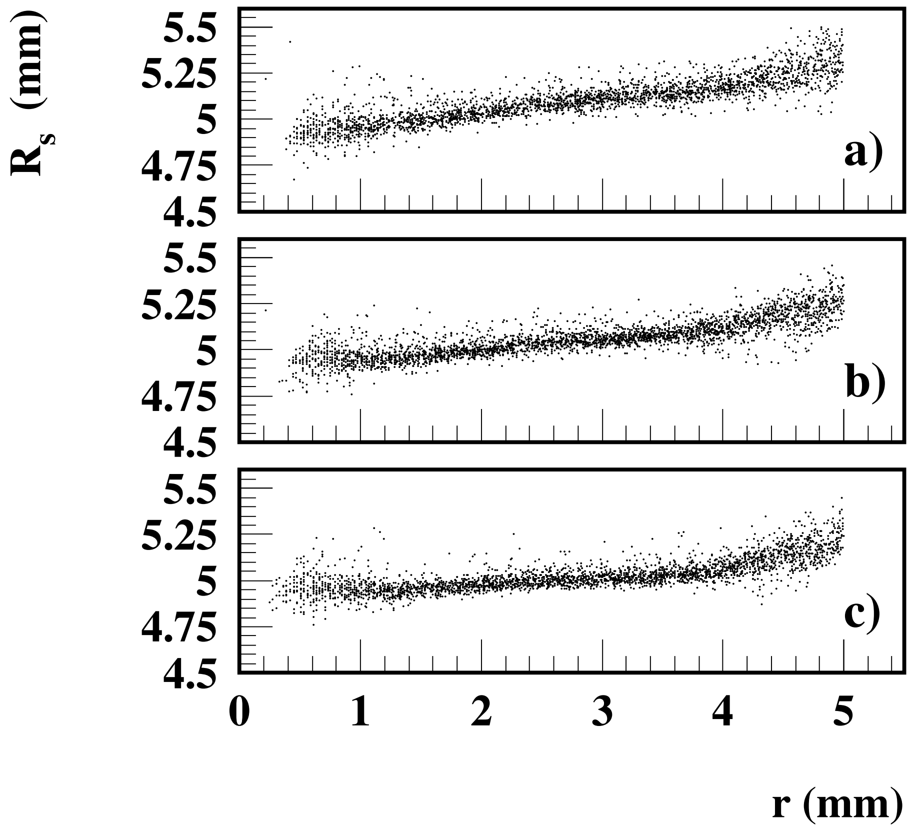

Figura 5.9: Dipendenza di R_s dal raggio di deriva, in corrispondenza a tre diverse posizioni lungo l'asse del tubo: a) 8 cm, b) 50 cm, c) 80 cm rispetto al centro del tubo.

dal filo minore di 0.5 mm, è dovuta alla distanza $\Delta = 5.1\ mm$ (vedere fig.(5.5)).

Così come è stato fatto per i tubi allineati, è stato eseguito un campionamento sul raggio, e le distribuzioni di R_s ricavate, sono state parametrizzate con una distribuzione Gaussiana. I valori così ottenuti per la deviazione standard σ_s sono riportati in fig.(5.10). Anche in questo caso tutti i tubi presentano la stessa dipendenza della risoluzione spaziale dal raggio di deriva. La risoluzione spaziale locale è stata quindi ottenuta utilizzando l'equazione (5.15) dove, in questo caso, $\Delta = 5.1\ mm$. Così come per i tubi allineati, anche gli *straw staggerati* confermano la dipendenza della risoluzione spaziale dai contributi introdotti dall'elettronica, dalla diffusione elettronica e dalla statistica di *cluster*. Il risultato della parametrizzazione dei punti sperimentali con la funzione (5.6), è mostrato in fig.(5.11).

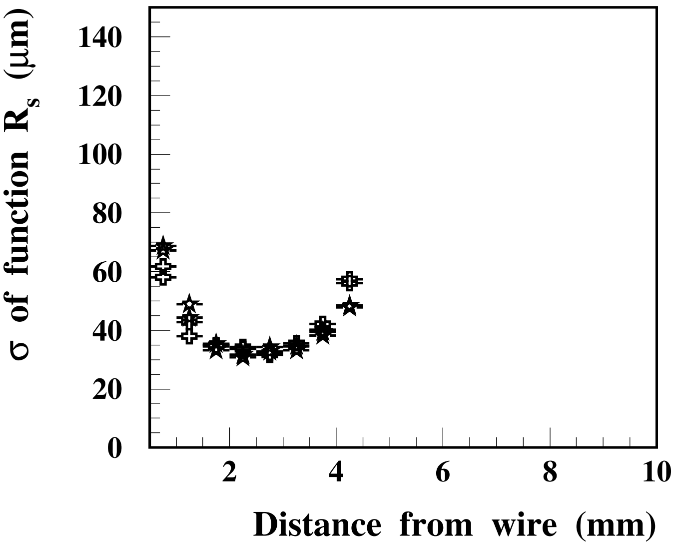

Figura 5.10: Valori della deviazione standard di R_s per diversi raggi di deriva.

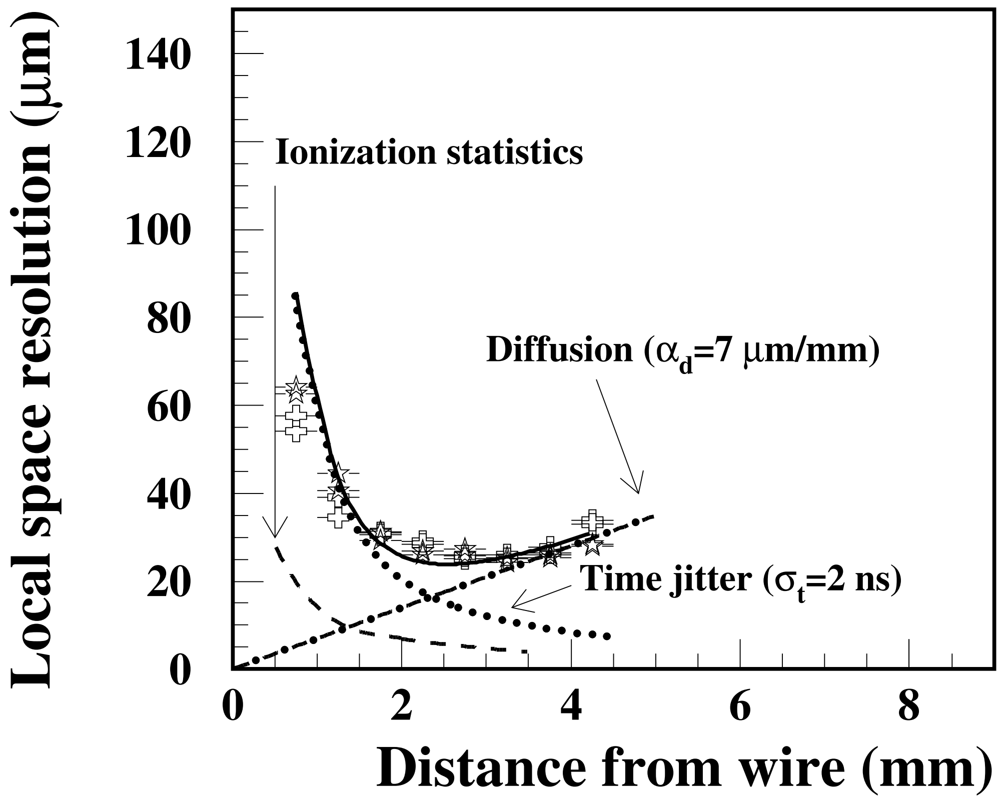

Figura 5.11: Dipendenza della risoluzione spaziale locale dal raggio di deriva, ottenuta per uno *straw* da 10 *mm*.

5.5 La tecnica di ricostruzione e misure di efficienza

Per eseguire misure di efficienza, è stato necessario procedere alla ricostruzione delle tracce delle particelle che hanno attraversato il prototipo ([58]). Definendo un sistema di riferimento come in fig.(5.12), la traettoria della singola particella è stata ricostruita parametrizzandola secondo la formula:

$$p = x \cos\alpha + y \sin\alpha \tag{5.16}$$

dove p e α sono rispettivamente la distanza della traccia dall'origine e l'angolo rispetto all'asse x della traccia stessa.

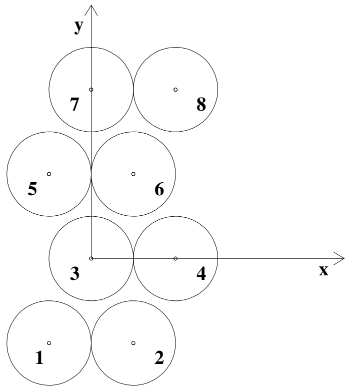

Figura 5.12: Sistema di riferimento considerato nel programma di ricostruzione.

La procedura di parametrizzazione comincia con l'identificazione di un possibile candidato. Una volta identificati i tubi accesi in sequenza, ad esempio i tubi 2, 3, 6 e 7, si procede alla ricerca di una possibile retta, definita dalla (5.16), tangete ai cerchi di deriva definiti dalla (4.6). Trovata questa retta, si procede alla minimizzazione della funzione χ^2, definita da:

$$\chi^2 = \frac{(r_p - r_d)^2}{\sigma(r_d)} \tag{5.17}$$

dove r_d indica la distanza di deriva ottenuta dalla conversione (4.1) e r_p è la distanza definita dalla (5.16). La funzione $\sigma(r_d)$ è ovviamente la risoluzione spaziale, ottenuta dalla (5.6).

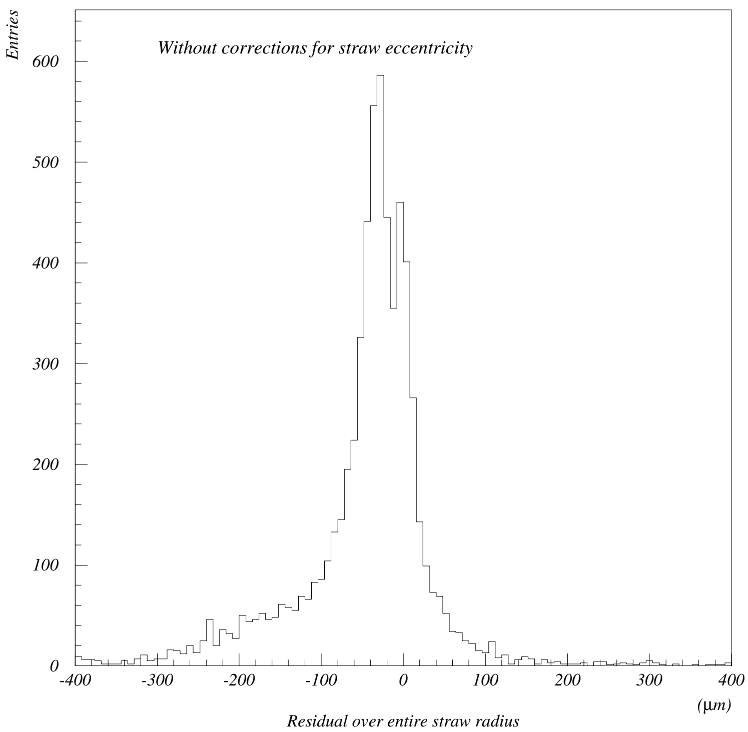

Figura 5.13: Tipica distribuzione dei residui ottenuti nelle parametrizzazione della tracce.

I residui, di cui si ha una distribuzione tipica in fig.(5.13), sono stati ottenuti dalla minimizzazione della funzione χ^2 e presentano uno deviazione standard di $\sim 90\ \mu m$. Le tracce così ricostruite sono state utilizzate per determinare l'efficienza degli *straw*. Per una distanza dal filo compresa tra r e $r + dr$, l'efficienza è definita come:

$$\epsilon(r) = \frac{N_{hit}}{N_{traccia}} \tag{5.18}$$

dove $N_{traccia}$ è il numero di volte che una particella attraversa un tubo in una determinata regione del raggio, e N_{hit} è il nomero di volte che, nella medesima regione del raggio è stato trovato un *hit*. Alcuni profili tipici di efficienza, determinati a differenti voltaggi, sono mostrati in fig.(5.14). Integrando i profili di efficienza, si ottiene l'efficienza media, i cui valori, per differenti tubi, è mostrata in fig.(5.15). Con un guadagno del preamplificatore di 2 V/mA e lavorando al voltaggio operativo (3200 V per tubi da 10 mm e 3500 V per tubi da 20 mm), si ha un'efficienza media $\epsilon \geq 99\%$.

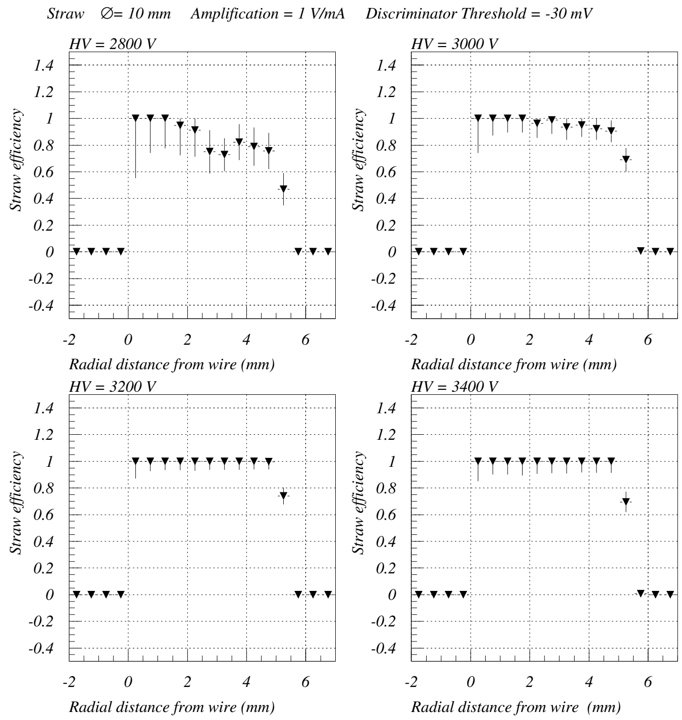

Figura 5.14: Curve di efficienza in funzione della distanza dal filo, per un tubo da 10 mm. Le curve sono state ottenute per diverse tensioni di lavoro.

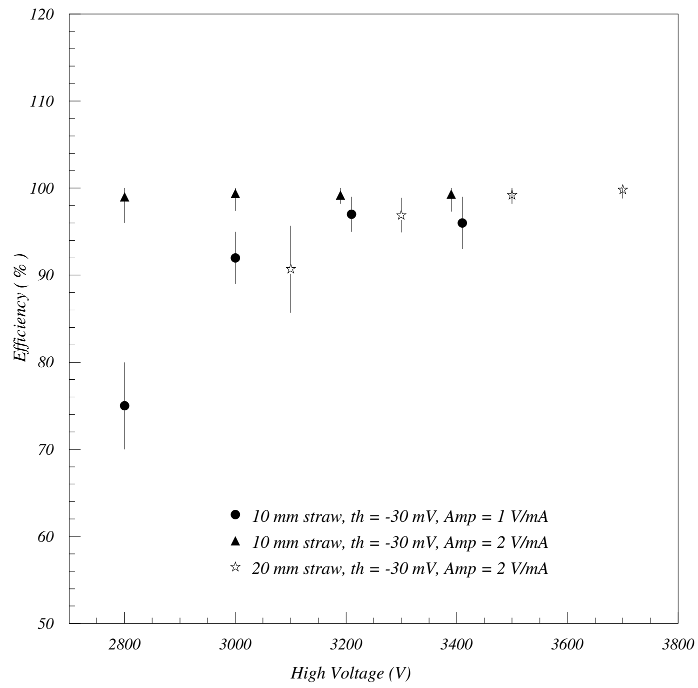

Figura 5.15: Efficienzee medie per tubi da 10 e da 20 mm di diametro.

5.6 L'eccentricità $\mathcal{E}$

Come visto nel paragrafo precedente, la risoluzione spaziale intrinseca $\sigma(r)$ non dipende dalla lunghezza dello *straw*, ma solo dal raggio di deriva. Il valore medio di $\sigma(r)$ è di $\sim 40\ \mu m$, tuttavia, osservando la fig.(5.9) si nota che la variazione del valore medio di R_s dipende in maniera sensibile dalla posizione del fascio lungo l'asse del tubo. Il caso b) di fig.(5.9) presenta una variazione del valore medio di R_s di circa 300 μm, che chiaramente determina un aumento di $\sigma(r)$.

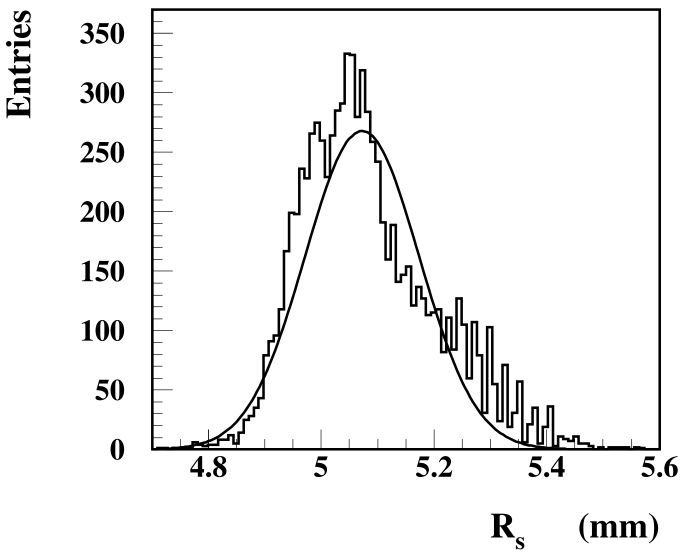

Figura 5.16: Distribuzione di R_s per gli eventi di fig.(5.9)a. La deviazione standard della distribuzione è $\sim 115\ \mu m$

Si può vedere più chiaramente questo effetto considerando la distribuzione di R_s integrata su tutto il raggio di deriva. Tale distribuzione, riportata in fig.(5.16), ha deviazione, determinata attraverso una parametrizzazione Gaussiana, di circa 115 μm. In fig.(5.17) è mostrata la distribuzione della funzione R_s così come viene aspettata per uno *straw* privo di sistematica. Tale distribuzione è stata ottenuta attraverso la simulazione di tracce uniformemente distribuite su tutto il raggio dello *straw*, assumendo cha la dipendenza della risoluzione spaziale dal raggio di deriva sia data da $\Sigma(r)$. La deviazione standard della distribuzione in fig.(5.17), ottenuta attraverso una parametrizzazione Gaussiana, è $\sim 46\ \mu m$, minore di circa un fattore 2.5 rispetto a quella della distribuzione in fig.(5.16). La spiegazione a questo disaccordo è stata trovata nell'*eccentricità* $\mathcal{E}$ ([59]), ovvero nello spostamento del filo dal centro del tubo, causa della deformazione del campo elettrico. Tale deformazione ha ovviamente un'effetto considerevole sulla corretta determinazione del raggio di deriva attraverso la relazione (4.1) , essendo quest'ultima funzione del campo elettrico attraverso la velocità di deriva.

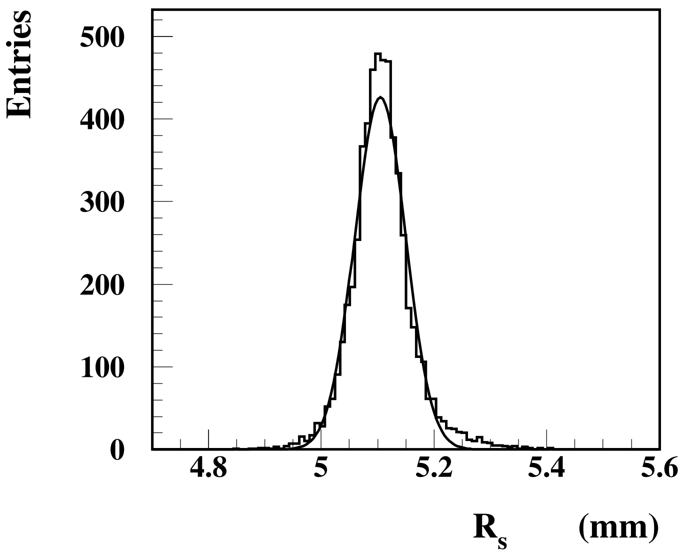

Figura 5.17: Distribuzione di R_s ottenuta simulando eventi uniformemente distribuiti su tutto il raggio dello *straw*. Si è assunto che la dipendenza della risoluzione spaziale dal raggio di deriva si quella descritta dalla funzione $\Sigma(r)$. La deviazione standard della distribuzione è $\sim 46\ \mu m$

Considerando un filo di lunghezza $2L$, fissato alle due estremità sulla stessa quota orizzontale, sottoposto a una tensione meccanica T e soggetto solamente alla forza gravitazionale, la catenaria $y(x)$ che esso presenta è data da:

$$y(x) = \frac{T}{\rho}\left(\cosh\frac{\rho x}{T} - 1\right) \tag{5.19}$$

dove ρ è la densità lineare del filo e x è la coordinata lungo l'asse del filo stesso. Nel caso in cui il rapporto tra la lunghezza del filo e il massimo valore della catenaria (sagitta) sia molto piccolo, si può sviluppare in serie il termine tra parentesi nella (5.19), ottenendo cosi:

$$y(x) = \frac{\rho x^2}{2T} \tag{5.20}$$

che fornisce per la sagitta gravitazionale l'espressione:

$$S_g = \frac{\rho L^2}{2T} \tag{5.21}$$

Per un filo di tungsteno di 30 μm di diametro, a una tensione meccanica di 1 N, la sagitta gravitazionale aspettata secondo la (5.21), è di $\sim$ 70 μm.

La stessa relazione (5.21) può essere applicata ad uno *straw*, dove ora ρ diviene la densità lineare del sistema (tubo + gas). Il peso del gas contribuisce significativamente alla densità lineare dello *straw*; $\sim$ 12% per i tubi da 10 mm e $\sim$ 25% per tubi da 20 mm. Per uno *straw* di due metri, tensionato a 25 N, la sagitta gravitazionale risulta essere di circa 300 μm per tubi da 10 mm e circa 660 μm per tubi da 20 mm.

Risulta evidente che filo e *straw* seguono due curve differenti quando sottoposti al campo gravitazionale. Una volta acceso il campo elettrico, non venendosi a trovare al centro del tubo, dove il campo elettrico risulterebbe nullo, il filo risente di una forza elettrostatica data da:

$$F_e = k\delta \tag{5.22}$$

dove δ è la distanza tra il centro del tubo e il centro del filo. Con il filo di anodo a una differenza di potenziale V, la costante k è data da:

$$k = \frac{V^2}{2}\frac{dC}{d\delta} = 2V^2\pi\epsilon_0\frac{1}{(r_s ln(r_s/r_f))^2} \tag{5.23}$$

dove r_f e r_s sono rispettivamente i raggi del filo e dello *straw*. La forza meccanica per unità di lunghezza a cui è sottoposto il filo a tensione meccanica T_f, è espressa da:

$$F_t = T_f\frac{d^2 y_f(x)}{dx^2} \tag{5.24}$$

dove $y_f(x)$ rappresenta la posizione statica del filo. L'equazione differenziale che determina la posizione del filo è data da:

$$T_f \frac{d^2 y_f(x)}{dx^2} + k[y_f(x) - y_s(x)] - \rho_f = 0 \tag{5.25}$$

dove con ρ_f si è indicata la densità lineare del filo, mentre $y_s(x)$ è la catenaria dello *straw*. Assumendo che l'effetto del campo elettrico sullo *straw* sia trascurabile, la sua catenaria può essere ben approssimata dalla (5.20), e quindi si può scrivere:

$$y_s(x) = \frac{\rho_s x^2}{2T_s} \tag{5.26}$$

Sostituendo la (5.26) nella (5.25), e assumendo che alle estremità dello tubo il filo si trovi al centro del tubo stesso, risolvendo per $y_f(x)$ si ottiene:

$$y_f(x) = \frac{\rho_s x^2}{2T_s} - \eta \left(\frac{\cos \sqrt{k/T_f} x}{\cos \sqrt{k/T_f} L} - 1 \right) \tag{5.27}$$

dove:

$$\eta = \frac{T_s \rho_f - T_f \rho_s}{k T_s} \tag{5.28}$$

Il sistema di riferimento che si è assunto nel risolvere l'equazione (5.25), ha la sua origine al centro dello *straw* con la coordinata x presa lungo l'asse del tubo.

L'*eccentricità* $\mathcal{E}$ è data da:

$$\mathcal{E} = y_s(x) - y_f(x) = \eta \left(\frac{\cos \sqrt{k/T_f} x}{\cos \sqrt{k/T_f} L} - 1 \right) \tag{5.29}$$

Si può dare una valutazione di $\mathcal{E}$; tenendo conto che le tensioni meccaniche del filo e dello *straw* sono rispettivamente 1 e 25 N, che la differenza di potenziale tra anodo (filo) e catodo (*straw*) è di 3200 V per i tubi da 10 mm e di 3500 V per i tubi da 20 mm, che la densità lineare ρ_f del filo è di 1.36×10^{-4} N/m mentre quella di uno *straw* (considerando anche l'aumento di peso dovuto al gas), è 14.8×10^{-3} N/m per i tubi da 10 mm e 23.0×10^{-3} N/m per i tubi da 20 mm, si ottiene un'eccentricità massima di ∼400 μm per i tubi da 10 mm, mentre per i tubi da 20 mm si ha un'eccentricità massima di 600 mm.

L'andamento di $\mathcal{E}$, è riportato in fig.(5.18) in funzione della posizione lungo l'asse dello *straw*; si nota che, come era ovvio aspettarsi, $\mathcal{E}$ assume il suo valore massimo al centro dello *straw*, mentre tende a dimunuire alle estremità del tubo. Questo comportamento può giustificare la dipendenza del valore medio della funzione R_s che si è notato nella fig.(5.9); anche in questo caso si aveva una dipendenza del valore medio di R_s maggiore al centro dello *straw* (+8 cm), mentre in prossimità della fine del tubo tale dipendenza andava diminuendo.

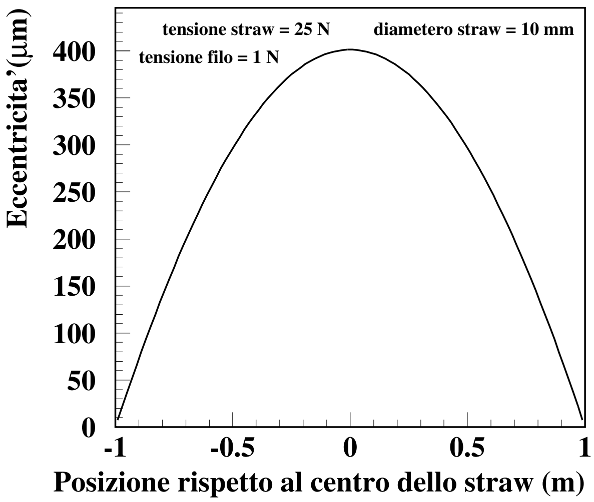

Figura 5.18: Andamento di $\mathcal{E}$ in funzione della posizione lungo l'asse dello *straw*. Il massimo di $\mathcal{E}$ si ha al centro del tubo (x=0).

5.7 La determinazione dell'eccentricità

Dallo studio sulla elettrostatica di uno *straw* ([60]), appare evidente della necessità di individuare un metodo che permetta di determinare $\mathcal{E}$ lungo l'asse dello *straw*. La conoscenza di $\mathcal{E}$ permette infatti di calcolare esattamente la forma del campo elettrico, e quindi di poter determinare correttamente il raggio di deriva. Il problema fondamentale è quello di determinare, con buona precisione ($\sim 50\mu m$), il valore di $\mathcal{E}$ direttamente dai dati sperimentali. Il procedimento che verrà di seguito descritto ([59]), permette appunto di determinare $\mathcal{E}$ con ottima precisione e in maniera indipendente dalla procedura di ricostruzione delle tracce.

Come è stato più volte sottolineato, l'eccentricità $\mathcal{E}$ determina una deformazione del campo elettrico all'interno dello *straw*; nel caso ideale, in cui $\mathcal{E} = 0$, il campo elettrico è diretto radialmente, dal filo verso la superficie dello *straw*, e il suo modulo alla distanza r dal filo è dato da:

$$E(r) = \frac{V}{ln(r_s/r_f)}\frac{1}{r} \tag{5.30}$$

dove V è il voltaggio del filo. Nel caso in cui si ha uno spostamento del filo dal centro del tubo, il campo elettrico può essere calcolato con il metodo della carica immagine ([60]).

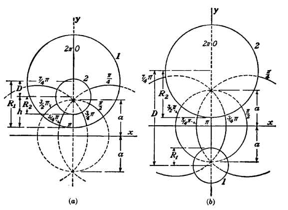

Figura 5.19: Metodo della carica immagine.

Il tubo di Myalr e il filo possono essere rappresentati attraverso un sistema equivalente a due cariche lineari poste a distanza 2a, come illustrato in fig.(5.19); la distanza D non è altro che $\mathcal{E}$ mentre i cerchi di raggio R_2 e di raggio R_1 rappresentano rispettivamente il filo e lo *straw*. Si dimostra facilmente che, le curve equipotenziali relative al potenziale U, sono date dalla equazione:

$$x^2 + (y - a\ coth\ U)^2 = a^2 csch^2 U \tag{5.31}$$

la quale descrive una famiglia di cerchi centrati sull'asse y. Imponendo condizioni al contorno per le quali si hanno due superfici equipotenziali in corrispondenza della superfice del filo e dello *straw*, tra i quali vi sia una differenza di potenziale V, si può mostrare che:

$$\hat{C} = 2\pi\epsilon \left[cosh^{-1} \left(\frac{r_s^2 + r_f^2 - \delta^2}{2 r_s r_f} \right) \right] \tag{5.32}$$

dove $\hat{C}$ è la capacità per unità di lunghezza dello *straw*. Le componenti del campo elettrico E_x e E_y, in un punto (x, y) interno al tubo, sono date da:

$$E_x = \frac{\hat{C}V}{2\pi\epsilon}\left(\frac{x}{R_2} - \frac{x}{R_1}\right) \tag{5.33}$$

$$E_y = \frac{\hat{C}V}{2\pi\epsilon}\left(\frac{y+\delta}{R_2} - \frac{y-\delta}{R_1}\right) \tag{5.34}$$

I pioni del fascio utilizzato al CERN, attraversavano il generico tubo in una delle due zone di campo *alto* o di campo *basso*. Se non si tiene conto dello spostamento del filo all'interno del tubo, alla particella che passa nella zona di *basso* campo, viene associato un raggio di deriva, attraverso la conversione con la (4.6), maggiore rispetto a quello reale, mentre per particelle passanti nella zona di *alto* campo, si ha una determinazione inferiore del raggio di deriva. Le *isocrone*, ovvero le curve alle quali corrispondono gli stessi tempi di deriva, a differenza del caso ideale, non sono più cerchi centrati sul filo, ma poichè al test beam le tracce erano praticamente parallele, si può ritenere che l'inizio del segnale sul filo sia stato determinato solo dagli elettroni che hanno migrato lungo l'asse y. Questa assunzione introduce una notevole semplificazione; solo la componente del campo elettrico lungo l'asse y ha un effetto significativo sulla relazione $spazio - tempo$, mentre la componente lungo l'asse x rimane costante ($E_x = 0$).

È possibile a questo punto introdurre un semplice metodo sperimentale per la determinazione di $\mathcal{E}$. Se consideri la distribuzione temporale, per un tubo da 10 mm, riportata in fig.(5.21). Nel caso di uno *straw* con $\mathcal{E} = 0$, il tempo massimo di deriva, ossia il tempo che impiega la carica di ionizzazione prodotta sulla superficie del tubo, a raggiungere il filo, è $T_{max} = 694\ ns$.

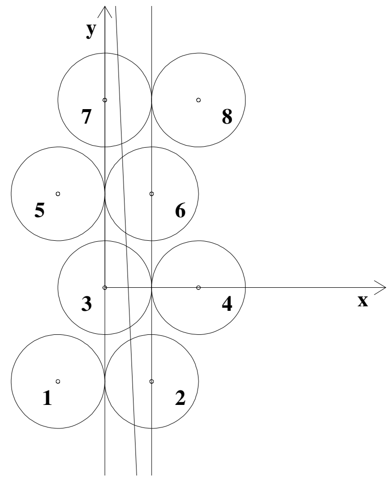

Figura 5.20: Esempio di come si possono selezionare le tracce passanti in una zona di *basso* campo. Le tracce passanti nella zona di campo *basso* per il tubo 3 si selezionano imponendo che i tubi 4 e 6 siano accesi e che i tubi 5 e 1 siano spenti.

Facendo riferimento alla fig.(5.20), le tracce che attraversano la zona compresa tra le due linee continue, corrispondente alla zona di campo *basso* per il tubo 3, possono essere isolate richiedendo che siano contenporaneamente accesi i tubi 2 e 6, mentre i tubi 4 e 7 devono essere spenti. In maniera simile si possono selezionare le tracce passanti nelle due zone di campo per qualunque tubo. Se per queste tracce selezionate si condiderano le relative distribuzioni temporali, riportate in fig.(5.21), si osserva che le tracce che passano nella zona di *alto* campo, presentano un tempo massimo T^A_{max} minore rispetto al caso di un tubo *ideale*, mentre il tempo massimo T^B_{max}, relativo alle tracce che attraversano la zona di *basso* campo, è maggiore di T_{max}.

Eseguendo una simile procedura per tutti i tubi si ottengono i risultati riportati in fig.(5.22), nella quale si è riportato il valore di T^A_{max} in funzione di T^B_{max} per i tubi centrali del prototipo CAINO.

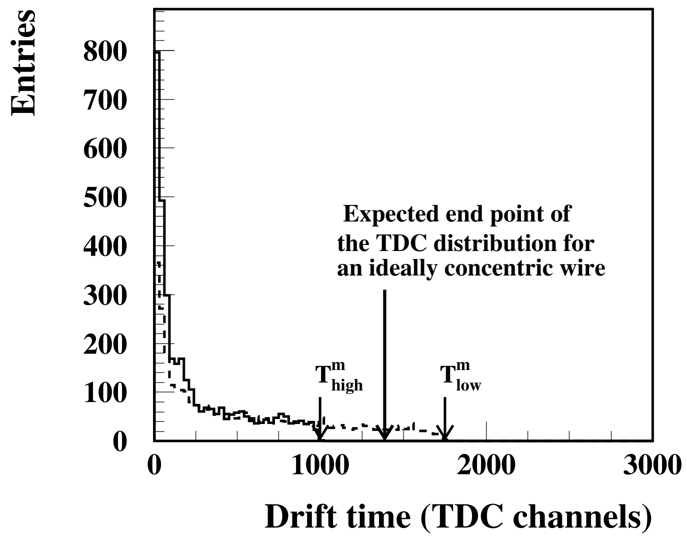

Figura 5.21: Distribuzioni temporali per tracce passanti nelle zone di *alto* e di *basso* campo. Si confrontino i tempi massimi per i due istogrammi con quello aspettato per un tubo privo di eccentricità.

Sulla stessa figura è riportata la curva ottenuta attraverso la determinazione di T^A_{max} e di T^B_{max} utilizzando le formule (5.33) e (5.34) per diversi valori di $\mathcal{E}$. È evidente l'ottimo accordo tra i punti sperimentali e la curva teorica. È opportuno sottolineare che tutti i punti riportati in fig.(5.21) sono relativi ai tubi da 10 mm. Il motivo di tale limitazione risiede nel fatto che la larghezza del fascio utilizzato, come precedentemente detto, era di $\sim 15 \times 15\ mm^2$. Essendo necessario determinare il tempo massimo di deriva, è evidente che, nel caso dei tubi da 20 mm ciò non risulta possibile, in quanto non si hanno tracce passanti in prossimità della superfice del tubo. In fig.(5.23) si può vedere un tipico andamento di $\mathcal{E}$ in uno *straw*, così come è stata determinata attraverso il metodo sopra descritto. Si nota che, come previsto dai calcoli teorici (fig.(5.23)), il valore massimo di circa 400 μm viene raggiunto al centro del tubo.

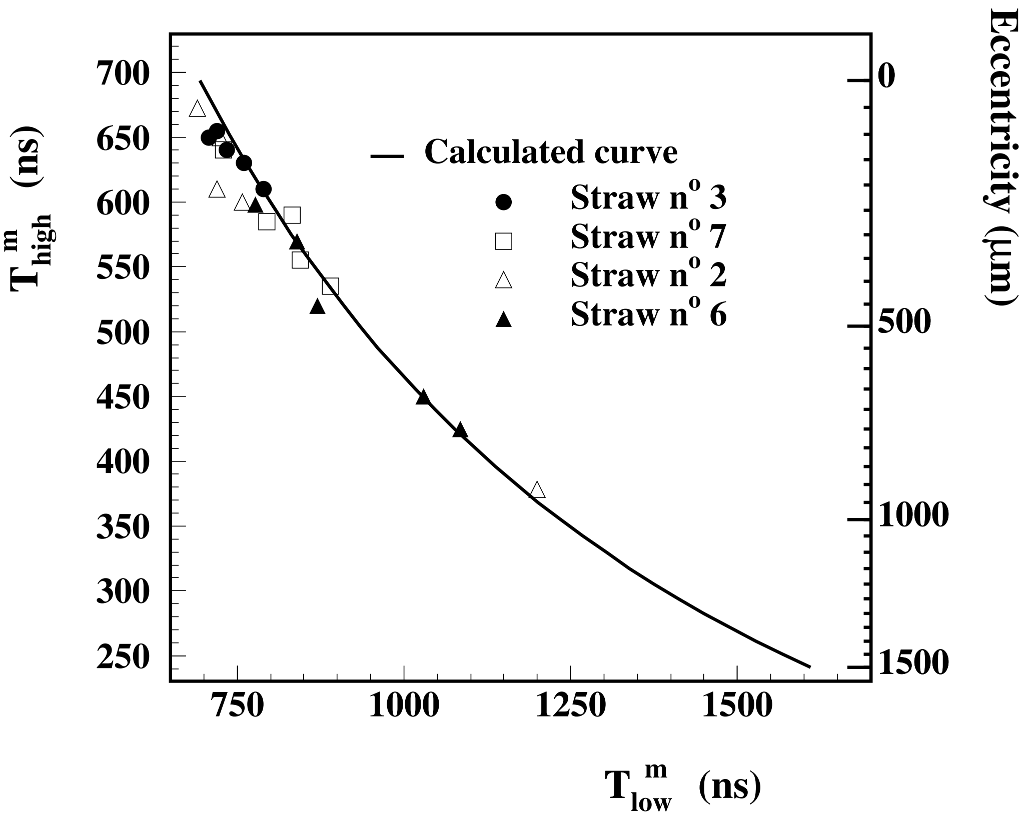

Figura 5.22: Determinazione dell'eccentricità di uno *straw* dai tempi massimi di deriva per tracce passanti nelle due zone di campo (*alto*, *basso*).

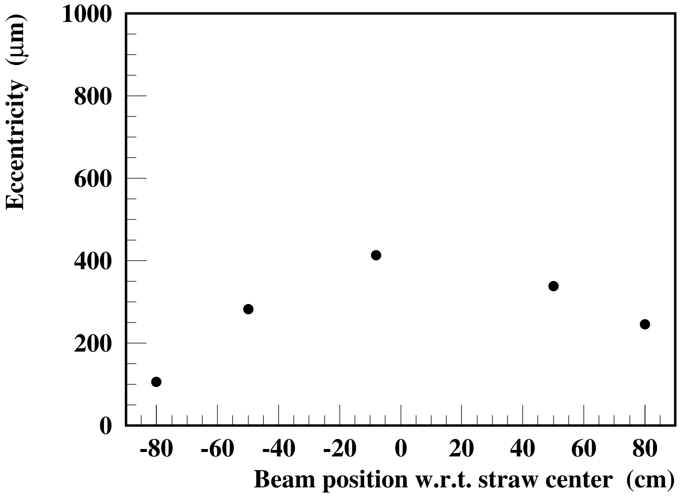

Figura 5.23: Tipica eccentricità osservata in uno *straw* da 10 mm, così come è stata determinata dai valori di T^A_{max} e di T^B_{max}.

5.8 La correzione degli effetti sistematici

Una volta nota $\mathcal{E}$ si può determinare, utilizzando la (5.34) il corretto valore del campo elettrico, il cui valore così calcolato, una volta inserito nella (4.6), permette di calcolare il corretto valore della velocità di deriva, e quindi il corretto raggio di deriva. L'effetto della correzione introdotta è evidente se si osserva la distribuzione in fig.(5.24). Il valor medio della variabile R_s, per le tre posizione del fascio di fig.(5.24), dopo aver corretto la relazione $spazio - tempo$ per gli effetti introdotti da $\mathcal{E}$, non dipende più dal raggio di deriva, come si aveva per le distribuzioni di fig.(5.9) . In fig.(5.25) sono riportate, per confronto, le distribuzioni di R_s relative alla stessa posizione del fascio rispetto al centro dello *straw*, prima e dopo aver corretto per gli effetti della sistematica. È evidente il notevole miglioramento della distribuzione dopo la correzione. La risoluzione spaziale (5.35) dopo la correzione è di $\sim 37\ \mu m$, da confrontare con il valore prima

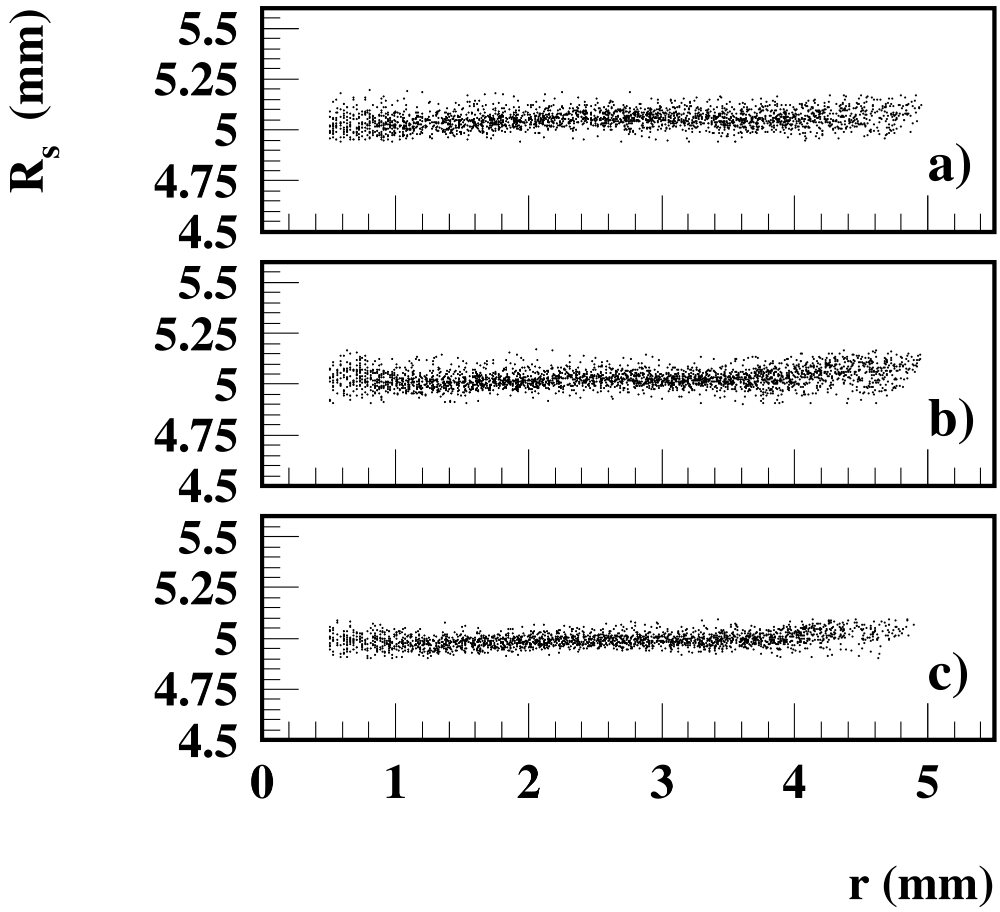

Figura 5.24: Dipendenza di R_s dal raggio di deriva, dopo aver corretto per gli effetti introdotti da $\mathcal{E}$. Le distribuzioni sono relative a tre diverse posizioni lungo l'asse del tubo: a) 8 cm, b) 50 cm, c) 80 cm rispetto al centro del tubo.

della correzione di $\sim 93\ \mu m$. La risoluzione spaziale globale è definita come:

$$\sigma_g = \sqrt{2/3} \times \sigma_s \qquad (5.35)$$

dove σ_s è ovviamente la deviazione standard di R_s, mentre il fattore $\sqrt{2/3}$ viene da considerazioni statistiche. In fig.(5.26) sono riportati i valori di σ_g prima della correzione. Tali dati sono stati determinati in diverse posizione del fascio lungo l'asse dello *straw*. Confrontando fig.(5.23) e fig.(5.26), è evidente l'intimo legame che vi è tra le due; la risoluzione spaziale è molto bassa la dove l'eccentricità assume il suo valore massimo. In fig.(5.27) sono riportati i valori di σ_g, nelle diverse posizioni del fascio lungo l'asse del tubo, dopo la correzone per la sistematica introdotta da $\mathcal{E}$. Su tutto l'asse del tubo σ_g assume un valore costante di $\sim 37\ \mu m$, con un netto miglioramento rispetto ai dati di fig.(5.26).

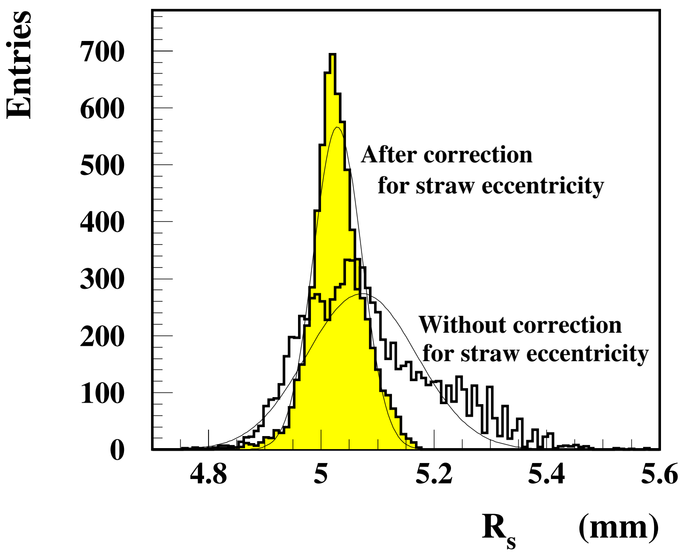

Figura 5.25: Distribuzione di R_s integrata su tutto il raggio dello *straw*. Prima della correzione per gli effetti introdotti da $\mathcal{E}$ (istogramma "vuoto") la distribuzione aveva una deviazione standard (σ_s) di $\sim 115\ \mu m$. Dopo la correzione (istogramma "pieno") la deviazione standard è $\sim 46\ \mu m$.

La risoluzione spaziale totale, integrata su tutta la lunghezza dello *straw*, e su tutto il diametro del tubo, può essere determinata attraverso la varianza della distribuzione riportata in fig.(5.28). Tale distribuzione è infatti ottenuta sommando le distribuzioni della funzione R_s nei diversi punti lungo l'asse del tubo ($+80, +50, +8, -50$ e -80 cm), calcolate su tutto il raggio dello *straw*. Il risultato conferma la risoluzione spaziale di ~ 37 μm (fig.(5.17)), che si aspetta per uno *straw* di 10 mm, per il quale si ha una dipendenza della risoluzione spaziale dal raggio di deriva data da (5.6).

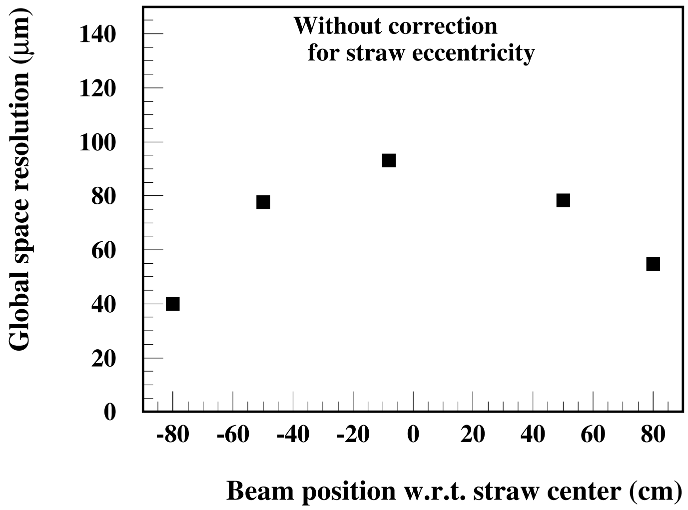

Figura 5.26: Risoluzione spaziale globale σ_g, in funzione della posizione lungo l'asse dello *straw*, prima della correzione della sistematica introdotta da $\mathcal{E}$.

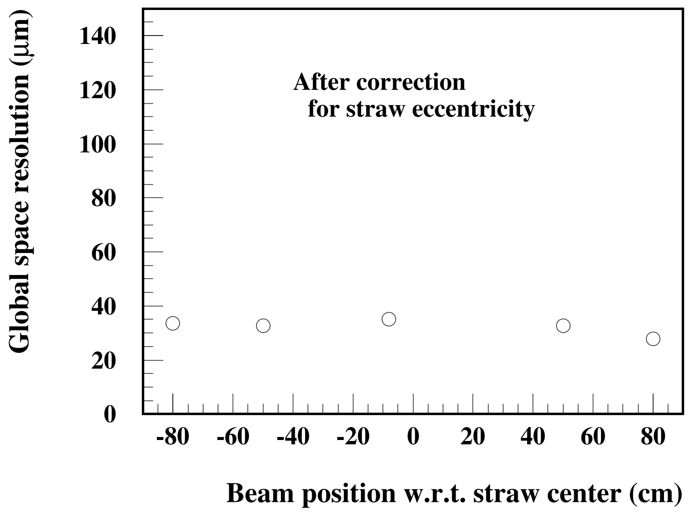

Figura 5.27: Risoluzione spaziale globale σ_g, in funzione della posizione lungo l'asse dello *straw*, dopo la correzione della sistematica introdotta da $\mathcal{E}$.

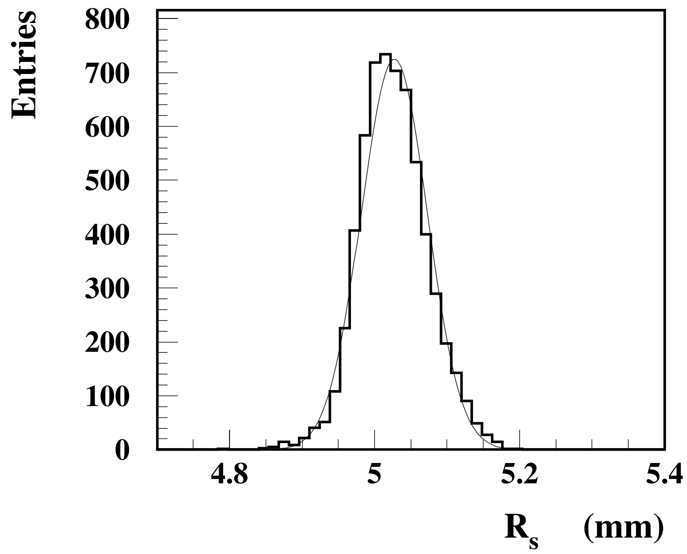

Figura 5.28: Distribuzione di R_s integrata su tutto il raggio e su tutta la lunghezza di uno *straw*. La deviazione standard della distribuzione è $\sim 47\ \mu m$, corrispondente a una risoluzione spaziale globale di $38\ \mu m$.

Conclusioni

La parte originale di questo lavoro di tesi di laurea, è descritta nel capitolo 4 e nel capitolo 5. Durante il lavoro di tesi, il candidato ha partecipato allo sviluppo e alla realizzazione del primo prototipo di rivelatore a *straw* per l'esperimento FINUDA.

FINUDA è uno spettrometro magnetico finalizzato alla fisica degli ipernuclei. Le prestazioni dell'intero apparato FINUDA sono state ottimizzate per ottenere la migliore risoluzione in impulso ottenibile con le attuali tecniche di rivelazione di particelle. La risoluzione spaziale per il rivelatore a *straw*, richiesta dall'esperimento, è di 100 μm nel piano (ρ, ϕ) e di 300 μm lungo l'asse z. Tale risoluzione è necessaria per ottenere una risoluzione in impulso $\Delta P/P = 10^{-3}$.

Operando con gas DME puro, si è misurato un guadagno del gas di $10^7 - 10^8$, con segnali tipici di ampiezza $\sim 200\ mV$ e rapido tempo di salita ($\sim 3\ ns$). Il plateau per conteggi singoli, ha una lunghezza di 800 V, sia per tubi da 10 mm, sia per tubi da 20 mm.

Misure di efficienza hanno indicato che alle tensioni di 3200 V per i tubi da 10 mm, e 3500 V per i tubi da 20 mm di diametro, si ha un'efficienza sulla singola traccia di oltre il 99%.

La dipendenza della risoluzione spaziale locale sul raggio di deriva, è in ottimo accordo con il modello che prevede contributi dovuti alla diffusione elettronica, alla statistica di ionizzazione e alla instabilità *jitter* dell'elettronica nella misura del tempo di deriva. Il contributo dovuto alla diffusione degli elettroni nel gas, è circa 7 μm per ogni millimetro di distanza di deriva. A distanze dal filo minori di $2 \sim 3$ mm, il contributo dovuto al *jitter* elettronico domina la risoluzione spaziale, mentre il contributo dovuto alla statistica di ionizzazione è sempre trascurabile.

La possibilità di poter ottenere risoluzioni spaziali dell'ordine di 40 μm, è profondamente legata alla capacità di poter determinare con la migliore precisione possibile, la corretta forma del campo elettrico all'interno del singolo tubo, e quindi la corretta velocità di deriva degli elettroni all'interno del gas.

Il metodo descritto nel capitolo 5 di questo lavoro di tesi, descrive una semplice procedura per determinare la posizione del filo all'interno del singolo *straw*. Una volta nota la posizione del filo rispetto al centro dello *straw* (eccentricità $\mathcal{E}$), si può calcolare correttamente la velocità di deriva, e convertire il tempo di deriva in distanza.

Il metodo per la determinazione di $\mathcal{E}$ precedentemente descritto, permette di correggere gli effetti introdotti da $\mathcal{E}$ direttamente dalle distribuzioni dei tempi di deriva, senza dover precedentemente eseguire una ricostruzione delle tracce. Dopo aver eseguito la correzione per gli effetti dovuti alla eccentricità, si ottiene una risoluzione spaziale su tutto il raggio dello *straw*, e su tutta la sua lunghezza, di circa 37 μm. Prima della correzione, la risoluzione spaziale presenta una dipendenza dalla posizione lungo l'asse del tubo, indice degli effetti introdotti da $\mathcal{E}$.

In precedenti applicazioni ([39],[40],[41], [42]), sono state raggiunte risoluzioni spaziali dell'ordine dei 40 μm, ma con tubi più corti di 50 cm. Precedenti esperimenti che hanno utilizzato *straw* di 2 m di lunghezza ([43],[44],[45]), hanno ottenuto risoluzioni spaziali dell'ordine di $100 \div 200$ μm. È evidente che, se gli effetti introdotti da $\mathcal{E}$ vengono correttamente trattati, la lunghezza dei tubi non limità la risoluzione spaziale che può essere raggiunta da questo tipo di rivelatore, in accordo con il modello che prevede i soli contributi dovuti alla ionizzazione, al *jitter* elettronico e alla diffusione degli elettroni.

Bibliografia

[1] The FINUDA Collaboration (M. Agnello et al.), *FINUDA a Detector for Nuclear Physics at DAΦNE*, INFN-LNF-93/021 (IR), 11 Maggio 1993.

[2] T. Bressani in *Workshop on Phisics and Detectors for DAΦNE*, Frascati, Aprile 9-12, 1991; ed. G. Pancheri, (INFN-LNF, 1991), p. 475.
T. Bressani in *Common Problems and Ideas of Modern Phisics;* ed. T. Bressani, B. Minetti e A. Zenoni (World Scientific, Singapore, 1992), p.211.

[3] G. Vignola, in *Workshop on Phisics and detectors for DAΦNE*, Frascati, Aprile 9-12, 1991; ed. G. Pancheri, (INFN-LNF, 1991), p. 11.

[4] S. Sakata, *Prog. Theor. Phys*, **16** (1965) 636.

[5] A. Gal, *Adv. Nucl. Sci.*, **8** (1977) 1.

[6] R.E. Chrien in Proc. *LAMPF Workshop on (π, K) Physics*, Los Alamos, NM 1990; ed. B.F. Gibson, W.R. Gibbs, M.B. Johnson, AIP (New York 1991), p.28.

[7] E.V. Hungerford e L.C. Biendenharn, *Phys. Lett.*, **B142** (1984) 232

[8] W. Cheston e H. Primakoff, *Phys. Rev.*, **92** (1953) 1537;
H. Primakoff, *Nuovo Cimento*, **3** (1956) 1934;
M.Rudermann e R. Karplus, Phys. Rev., **102** (1956) 247.

[9] J. Cohen, in *Prog. Par. Nucl. Phys.* **Vol. 25** (Pergamon Press, 1990) 139.

[10] J.. Szymansky et al., *Phys. Rev.*, **C43** (1991) 849

[11] J.P. Bocquet et al., *Phys. Lett.*, **B182** (1986) 146;
J.P. Bocquet et al., *Phys. Lett.*, **B192** (1987) 312.

[12] K. Itonaga, *Nuovo Cimento*, **102A** (1989) 501.

[13] M. Sakaguchi et al., *Nuovo Cimento*, **102A** (1989) 511.

[14] R.A. Schumacher, *Nucl. Phys.*, **A547** (1992) 143c.

[15] W.M. Alberico et al., *Phys. Lett.*, **B256** (1991) 134.

[16] R. Alzetta et al., Preprint MITH 93/8 (Università di Milano).

[17] L. Majling, *Few Body System* Suppl. **5** (1992), 348 e in Proc. *National Conference on Physics of Few-Body and Quark-Hadronic System,* Kharkov (Ucraina), $1-5$ Giugno 1992.

[18] R.L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977) 195, 1617(E).

[19] C. Guaraldo in Proc. *Hadronic Physics at Intermediate Energy II*; ed. T. Bressani, B. Minetti e G. Pauli (North Holland, Amsterdam, 1987), p. 139

[20] Y. Iwasaki, T. Yoshic e Y. Tsuboi, *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988) 1371.

[21] T. Kishimoto, *Nuovo Cimento*, **102A** (1989) 553.

[22] R. Bertini et al., *Phys. Lett.*, **B90** (1980) 375.

[23] H. Piekraz et al., *Phys. Lett.*, **B110** (1982) 428.

[24] T Yamazaki et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985) 102.

[25] R. A. Krauss et al., *Phys. Rev.*, **46C** (1992) 665.

[26] P. B. Siegel. W. B. Kaufmann e W. R. Gibbs, *Phys. Rev.*, **C31** (195) 2184.

[27] W. Wiese, *Nuovo Cimento*, **102A** (1989) 265.

[28] T. P. Cheng e R. F. Dashen, *Phys. Rev. Lett.*, **26** (1971) 594;
T. P. Cheng, *Phys. Rev.*, **D13** (1973) 2161;
C. A. Dominguez e P. Langacker, *Phys. Rev.*, **D24** (1981) 1905.

[29] J. Ashman, et al., *Phys. Lett.*, **B206** (1988) 364 e *Nucl. Phys.*, **B328** (1989) 1.

[30] J. Gasser, *Physics with Light Meson* in Proc. *Second International Workshop on πN Physics* Los Alamos LA-11184-C (1987).

[31] S. Okubo, *Phys. Lett.*, **B5** (1965) 165;
G. Zwieg, CERN Report No. 8419/TH412 (1964) non pubblicato;
I. Iiuzuka, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, **37-38** (1966) 21.

[32] J. Ellis, E.Gabathuler e M. Karliner, *Phys. Lett.*, **B217** (1989) 173

[33] E. M. Henkley, G. Krien e A. G. Williams, *Phys. Lett.*, **B281** (1992) 178 e E. M. Henkley et al., Proc. *XIIIth European Conference on Few-Body Problems in Physics,* Isola d'Elba, Italia, Settembre $9-14$, 1991.

[34] P. M. Gensini, in *Workshop on Physics and Detectors fot DAΦNE*, Frascati, Aprile $9-12$ 1991; ed. G. Pancheri (INFN-LNF. 1991), p.453.

[35] T. Yamazaki et al., *Nuovo Cimento*, **102A** (695).

[36] The FINUDA Collaboration (M. Agnello et al.), *The FINUDA Tecnical Report* LNF-95 95/024/R.

[37] The KLOE Collaboration *KLOE a General Purpose for DAΦNE*, Rep. LNF-92/019 (IR), 1992 1993.

[38] E. Nygard et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A301** (1991) 506.

[39] V. M. Aluchenkko et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A283**, (1989) 528.

[40] B. Zhou et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A287**, (1990) 439.

[41] W. W. Ash et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A261**, (1987) 399.

[42] W. H. Toki et al., *SLAC-PUB-5232* Marzo 1990.

[43] R. Cizeron et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A307**, (1991) 286.

[44] C. Bromberg et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A307**, (1991) 292.

[45] S. H. Oh et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A309**, (1991) 368.

[46] R. Brun, F. Bruyant, M Marie, A. C. McPherson e P. Zanarini, GEANT3, CERN Report DD/EE/84-1 (1987), 1.

[47] A. Antonelli et al., *KLOE Note No. 3* (1991), 1;
A. Antonelli et al., *KLOE Note No. 23* (1992), 1.

[48] R.L. Gluckstern, *Nucl. Instr. and Meth.* **24** (1963) 381.

[49] H. Wind, *Nucl. Instr. and Meth.* **115** (1974) 431.

[50] V. Innocente, M Marie e E. Nagy, GEANE, L3 Report (1998), 1.

[51] R. Brun e P. Zanarini, *KUIP Kit for User Interface Package,* CERN Data Handling Division, (1988), 1.

[52] L. Benussi et al., *The First FINUDA Straw Tube Prototype: Construction Details, Signal Characteristics, and Tests with Cosmic Rays. FINUDA note ST–01–94* Aprile 94.

[53] Gli *straw* sono prodotti dalla LAMINA Dielectrics Inghilterra.

[54] Il filo è prodotto dalla Luma Metall AB. Box 701. S–391 27 Kalmar, Svezia.

[55] La colla conduttiva (type 3M–106) è prodotta dalla 3M Italia S.p.A. 20090 Segrate San Felice (MI) Italia.

[56] L. Benussi et. al., *Test Beam Performance of the First FINUDA Straw Tube Prototype*, *FINUDA note ST–02–94* June 1994

[57] G. Bari et. al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A251**, (1986) 292.

[58] L. Benussi et al., *Track Fitting with the First FINUDA Straw Tube Prototype*, *FINUDA note ST–03–94* June 1994

[59] L.Benussi et al., *High performance tracking with long straw tubes using dimethyl ether*, Frascati preprint LNF-94/047 (IR) 1994, publicato su *Nucl. Instr. and Meth.* **A361** (1995).

[60] L. Benussi et. al., *Electrostatics of straw tubes*, *FINUDA note ST–04–94* July 1994