

Indice

Introduzione	3
1 La QCD ed il charmonio	6
1.1 Il modello a quark	6
1.2 L'ipotesi del colore	7
1.3 La cromodinamica quantistica	10
1.4 Il charmonio	13
1.4.1 Interpretazione delle larghezze degli stati del charmonio: la regola di Okubo-Zweig	13
1.4.2 La sezione d'urto risonante	16
2 L'esperimento E835 al Fermilab	18
2.1 Generalità	18
2.1.1 Risultati sperimentali di E760 ed obiettivi di E835	19
2.2 Il fascio di antiprotoni	20
2.3 Il bersaglio	22
2.4 I rivelatori	24
2.4.1 Gli odoscopi (H1, H2, H2' ed FCH)	25
2.4.2 Il rivelatore a bande di silicio (SIL)	28
2.4.3 Il rivelatore a fibre scintillanti (SF1 ed SF2)	28
2.4.4 Il contatore Cherenkov (C)	30
2.4.5 Il calorimetro elettromagnetico centrale (CCAL)	32
2.4.6 Calorimetro elettromagnetico in avanti (FCAL)	34
2.4.7 Il monitor di luminosità	35
2.5 Il trigger e l'acquisizione dati	35
2.6 Tecniche sperimentali	37

3	Funzionamento di un contatore proporzionale	39
3.1	Passaggio di particelle cariche nei gas	39
3.1.1	Diffusione multipla	40
3.1.2	Eccitazione e ionizzazione	41
3.1.3	Produzione di raggi delta	43
3.1.4	Ionizzazione primaria e secondaria	45
3.1.5	Statistica della ionizzazione primaria	47
3.1.6	Distribuzione a gruppi di elettroni (<i>clusters</i>)	48
3.2	Comportamento di cariche libere nei gas	48
3.2.1	Diffusione	48
3.2.2	Processi di neutralizzazione di cariche	50
3.3	Comportamento di cariche libere in gas sottoposto a campo elettrico	51
3.3.1	Atomi e molecole ionizzati	52
3.3.2	Elettroni liberi	54
3.3.3	Effetti di un campo magnetico sul moto di deriva degli elettroni	57
3.3.4	Campo elettrico elevato: fenomeno della moltiplicazione a "valanga"	58
3.4	Scelta della miscela gassosa per i rivelatori a gas	62
3.5	Contatori proporzionali	63
3.5.1	Geometria cilindrica	63
3.5.2	Calcolo del fattore di moltiplicazione M	66
3.5.3	Formazione del segnale	67
3.6	Camere a deriva	71
3.6.1	Principio di funzionamento	71
3.6.2	Misura del tempo di deriva degli elettroni	72
3.6.3	Precisione intrinseca della misura	72
4	Camere a tubi proporzionali per l'esperimento E835 al Fermilab	74
4.1	Struttura geometrica	74
4.2	Impianto per il flusso della miscela gassosa	77
4.3	Apparato elettronico	78
4.3.1	Amplificatori ASD	79
4.3.2	Circuiti di polarizzazione e di test-in	80
4.3.3	Disposizione dell'elettronica	81

4.4	Strumentazione esterna	82
4.4.1	Nel pit	83
4.4.2	In counting room	83
5	Prove sperimentali sulle camere a tubi proporzionali	92
5.1	Misure eseguite sul prototipo	92
5.1.1	Guadagno dei tubi proporzionali	93
5.1.2	Stima della soglia	98
5.1.3	Velocità di deriva	98
5.2	Camera a tubi proporzionali interna: test svolto al CERN . .	101
5.2.1	Caratteristiche generali	101
5.2.2	Rumore del rivelatore	103
5.2.3	Velocità di deriva	103
5.2.4	Efficienza	107
5.2.5	Risoluzione spaziale	111
5.2.6	Soglie e tensioni di polarizzazione ottimali	112
5.2.7	Rivelazione di particelle con tracce non perpendicolari all'asse della camera	115
6	Installazione e messa in opera delle camere	126
6.1	Camera interna	127
6.2	Camera esterna	130
6.3	Preparativi per la presa dati	131
6.4	Cambio della miscela di gas	132
6.5	Programmi in FORTRAN per l'analisi dei dati	138
6.6	Stima dell'efficienza	140
6.7	Risoluzione angolare	147
	Conclusioni	151
	Bibliografia	153

Introduzione

Lo studio sperimentale del charmonio ebbe inizio nel 1974, anno in cui avvenne la scoperta della prima particella interpretabile come stato legato del quark c e dell'antiquark \bar{c} : la J/ψ . Da allora diversi esperimenti hanno contribuito ad aumentare il numero degli stati osservati del charmonio, il cui spettro è andato delineandosi in una struttura analoga a quello dello spettro del positronio. L'importanza dell'analisi sperimentale dei sistemi $c\bar{c}$ risiede principalmente nel fatto che da essa si possono derivare eventuali conferme delle previsioni fornite dalla teoria che attualmente meglio descrive le interazioni forti: la cromodinamica quantistica.

E835, esperimento installato sull'anello di accumulazione di antiprotoni del Fermilab, si propone sia di continuare la ricerca degli stati del charmonio non ancora osservati che di misurare con più precisione i parametri degli stati già identificati. Il sistema di camere a tubi proporzionali, oggetto di questa tesi, ha il compito di fornire alcune delle informazioni necessarie per ricostruire il tragitto compiuto dalle particelle cariche prodotte in seguito all'annichilazione protone-antiprotone.

Quando ho incominciato a lavorare su questo progetto, nel settembre dello scorso anno, le due camere costituenti il sistema erano in fase di costruzione: ho cercato, nella seconda parte di questo scritto, di descrivere le caratteristiche dei rivelatori, seguendo un'impostazione cronologica che precisasse i vari stadi del loro sviluppo. Fa eccezione il capitolo 4, dove si descrivono la struttura geometrica, l'apparato elettronico e l'impianto per il flusso del gas, nella disposizione definitiva. La prima parte, invece, dopo un'introduzione sul-

la teoria delle interazioni forti e sul charmonio, punta a chiarire come, e con quali strumenti, l'esperimento E835 affronterà i compiti che si prefigge. Il capitolo 3 pone invece le basi teoriche sul funzionamento dei rivelatori a gas, necessarie per la comprensione delle sezioni successive.

Capitolo 1

La QCD ed il charmonio

La cromodinamica quantistica (QCD) è la teoria che attualmente si ritiene più efficace nel descrivere le interazioni forti. Un ruolo cruciale nella verifica e nella misura dei parametri fondamentali della QCD è stato svolto dallo studio del sistema legato del quark c e del suo antiquark \bar{c} , sistema denominato charmonio.

Nel seguito, dopo aver introdotto il modello a quark, si presenta una breve descrizione della cromodinamica quantistica e si discute l'importanza del sistema charmonio nell'ambito di questa teoria.

1.1 Il modello a quark

Nel periodo compreso tra gli anni '50 e '60 si susseguirono incessanti le scoperte di particelle soggette all'interazione forte (adroni), fino al punto che non fu più credibile considerarle oggetti elementari. Per spiegare le caratteristiche di queste particelle fu allora proposto un modello che supposeva l'esistenza di un numero limitato di costituenti elementari, i quark, che combinandosi tra loro davano origine a tutti gli adroni esistenti.

Esistono oggi 6 quark, identificati come diversi stati di sapore (*flavour*), a ciascuno dei quali è associata un'antiparticella [1]. Inizialmente, nel modello proposto nel 1964 da Gell-Mann e Zweig, ne erano previsti 3: il quark u (*up*), il quark d (*down*) ed il quark s (*strange*). I primi due costituiscono un doppietto di isospin ed al terzo è associato un nuovo numero quantico, la stranezza, necessario per interpretare le particolarità di alcune particelle

chiamate appunto strane. Solo in seguito, per spiegare l'esistenza di nuove particelle, vennero introdotti, in ordine di tempo, il quark c (*charm*), il quark b (*bottom*) ed il quark t (*top*), ai quali sono associati rispettivamente i numeri quantici *charm*, *beauty* e *top*. I sei stati di sapore vengono organizzati in doppietti ciascuno composto da uno stato con carica $\frac{2}{3}e$ ed un altro con carica $-\frac{1}{3}e$:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} .$$

La prima coppia è un doppietto di isospin, mentre gli altri 4 quark sono singoletti.

In tabella 1.1 si elencano i quark noti attualmente ed i loro numeri quantici.

Quark	Carica [e]	Numero Barionico	spin	Isospin	stranezza	charm	bellezza	top
u	2/3	1/3	1/2	1/2	0	0	0	0
d	-1/3	1/3	1/2	1/2	0	0	0	0
s	-1/3	1/3	1/2	0	-1	0	0	0
c	2/3	1/3	1/2	0	0	1	0	0
b	-1/3	1/3	1/2	0	0	0	0	0
t	2/3	1/3	1/2	0	0	0	-1	1

Tabella 1.1: quark e loro numeri quantici.

1.2 L'ipotesi del colore

Le caratteristiche degli adroni sono spiegate ipotizzando che i barioni siano composti dall'unione qqq di 3 quark (e le rispettive antiparticelle da 3 antiquark $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) mentre i mesoni dall'unione $q\bar{q}$ di un quark ed un antiquark.

In natura si osservano solo alcune delle 27 possibili combinazioni barioniche, e precisamente soltanto quelle descritte da una funzione d'onda simmetrica sia nello spazio ordinario che nello spazio di sapore e di spin. Ciò risulta particolarmente evidente dall'esame degli stati barionici Δ^{++} , Δ^- ed

Ω^- costituiti da sistemi di 3 quark nello stesso stato di sapore, spin parallelo e momento angolare nullo. La funzione d'onda che descrive un sistema di fermioni, quali sono i quark, deve invece essere globalmente antisimmetrica.

Per risolvere questo problema si fece allora l'ipotesi del colore: ciascun quark esiste in 3 diversi stati, *rosso* (R), *verde* (V) e *blu* (B), e la funzione d'onda che descrive gli stati barionici nel nuovo spazio di colore è antisimmetrica. Ciascun antiquark esiste invece in uno dei 3 possibili colori complementari: \bar{R} , \bar{V} e \bar{B} . L'altra ipotesi è che le particelle osservabili siano esclusivamente stati di singoletto nello spazio $SU(3)$ di colore. Gli stati barionici sono quindi composti da una miscela di stati a 3 colori diversi tra loro, cioè

$$\frac{RVB - RBV - VRB + VBR - BVR + BRV}{\sqrt{6}}, \quad (1.1)$$

mentre gli stati mesonici sono una miscela uniforme di 3 stati di un colore e di un anticoloro complementari, cioè

$$\frac{R\bar{R} + V\bar{V} + B\bar{B}}{\sqrt{3}}. \quad (1.2)$$

Conseguentemente sia i barioni che i mesoni risultano essere stati quantici incolore.

L'ipotesi del colore è stata controllata sperimentalmente tramite la misura del rapporto R tra le sezioni d'urto dei processi $e^+e^- \rightarrow \text{adroni}$ e $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{adroni})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}. \quad (1.3)$$

Infatti il calcolo di questa quantità porta alla conclusione che

$$R = \sum_i z_{q_i}^2, \quad (1.4)$$

dove z_{q_i} è la carica, in unità di carica elettronica, del generico tipo q_i di quark e la sommatoria è estesa a tutti i quark esistenti. Il valore sperimentale di R è mostrato in figura 1.1 in funzione dell'energia \sqrt{s} nel sistema del centro di massa [2].

Nella regione inferiore alla soglia di produzione del quark c ($\sqrt{s} < 3 \text{ GeV}$) si trova un valore compatibile con $R = 2$ che coincide con la previsione dell'equazione 1.4 se si estende la sommatoria ai 9 quark u , d , s nelle 3

Figura 1.1: rapporto $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{adroni})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ in funzione dell'energia nel centro di massa.

possibilità di colore. Sopra questa soglia, superata la zona delle risonanze, il valore di R non si stabilizza intorno a $2 + 3z_c^2 \simeq 3.3$, come ci si aspetterebbe visto che la carica del quark c è $z_c = 2/3$, bensì intorno ad $R \simeq 4.3$. Ciò è dovuto al fatto che la massa del leptone τ , il terzo dopo e e μ , è di poco superiore a quella del c . Si apre quindi un ulteriore canale di decadimento adronico (il τ , a causa dell'elevata massa, decade principalmente in adroni) che aumenta R di un termine $z_\tau^2 = 1$. Per valori di \sqrt{s} superiori ai 10 GeV , la soglia di produzione del quark b , si osserva nuovamente un incremento di $3z_b^2 = 1/3$ nel rapporto R , dove $z_b = -1/3$ è la carica del *bottom*.

1.3 La cromodinamica quantistica

Questa teoria, che si occupa di descrivere le interazioni forti, è costruita in analogia con l'elettrodinamica quantistica (QED) che descrive con successo le interazioni elettromagnetiche, e si basa sulle seguenti ipotesi fondamentali:

- il colore è la carica sorgente del campo dell'interazione forte
- il gluone è il quanto del campo forte
- la teoria è invariante rispetto ad una trasformazione di Gauge locale
- la teoria è invariante rispetto alle trasformazioni del gruppo $SU(3)$ di colore.

L'interazione forte tra quark avviene tramite lo scambio di un gluone virtuale secondo lo schema:

così come l'interazione elettromagnetica avviene attraverso lo scambio di un fotone virtuale:

Le differenze fondamentali tra le due teorie sono l'esistenza di 8 tipi di gluone, in luogo di un unico fotone, ed il fatto che il gluone è portatore di carica di colore, mentre il fotone non è portatore di carica elettromagnetica.

Conseguentemente i quanti dell'interazione forte possono interagire tra loro. Nello spazio di colore i gluoni sono rappresentati da:

$$R\bar{V}, R\bar{B}, V\bar{R}, V\bar{B}, B\bar{R}, B\bar{V}, \frac{R\bar{R} - V\bar{V}}{\sqrt{2}}, \frac{R\bar{R} + V\bar{V} - 2B\bar{B}}{\sqrt{6}}.$$

Le trasformazioni di Gauge dello spinore $\psi(x)$ a tre componenti, che rappresenta il quark nello spazio di colore, sono del tipo:

$$\psi(x) \rightarrow \psi(x)' = e^{i\alpha_a(x)\lambda_a/2} \psi(x), \quad (1.5)$$

Le 8 matrici λ_a , che ubbidiscono all'algebra $[\lambda_a, \lambda_b] = 2if_{abc}\lambda_c$, sono i generatori di SU(3) (f_{abc} sono le costanti di struttura del gruppo). Imponendo l'invarianza rispetto a queste trasformazioni, si ottiene una Lagrangiana della forma:

$$L = \bar{\psi}_a (i\gamma^\mu D_\mu^{ab} - m_q \delta^{ab}) \psi_b - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^k G_k^{\mu\nu}, \quad (1.6)$$

dove

$$D_\mu^{ab} = \delta^{ab} \partial_\mu - \frac{i}{2} g \lambda_k^{ab} A_\mu^k$$

è la derivata covariante, mentre

$$G_{\mu\nu}^k = \partial_\mu A_\nu^k - \partial_\nu A_\mu^k + g f_{kij} A_\mu^i A_\nu^j$$

è il tensore del campo gluonico. I termini A_μ^i ($i = 1, \dots, 8$) sono gli 8 campi vettoriali associati agli 8 gluoni, m_q sono le masse dei quark e g è legata alla costante¹ α_s di accoppiamento dell'interazione forte dalla relazione $\alpha_s = g^2/4\pi$.

Nell'espressione della Lagrangiana appaiono, oltre ai termini di interazione corrente-campo, già noti nella QED, dei termini di accoppiamento del campo gluonico con se stesso (proporzionali a $gGGG$ ed a g^2GGGG), conseguenza del fatto che i gluoni sono essi stessi portatori di carica di colore. Questi termini sono responsabili della sostanziale differenza tra l'andamento di α della QED ed α_s della QCD, in funzione del quadrimomento trasferito nell'interazione.

¹In realtà nè la costante di accoppiamento dell'interazione forte (α_s) nè quella dell'interazione elettromagnetica (α) sono vere costanti, dipendono infatti dal quadrimomento trasferito nel processo d'urto.

Nella QED il valore di α , ad un certo quadrimpulso q , può essere messo in relazione (in una approssimazione detta *leading log approximation*) con quello relativo ad un altro q_0 dalla relazione:

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(q_0^2)}{1 - \frac{\alpha(q_0^2)}{3\pi} \log \frac{q^2}{q_0^2}} \quad (1.7)$$

e per piccoli impulsi trasferiti, cioè grandi distanze perchè $r \propto 1/q$, tende al valore $1/137$ della costante di struttura fine.

Nella QCD invece si ottiene la relazione:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(q_0^2)}{1 + b\alpha_s(q_0^2) \log \frac{q^2}{q_0^2}} = \frac{1}{B \log \frac{q^2}{\Lambda^2}} \quad (1.8)$$

dove $B = (33 - 2f)/12\pi$, con f numero di sapori con massa inferiore a q , e dove si è definito il parametro

$$\Lambda^2 = q_0^2 e^{-\frac{1}{B\alpha_s(q_0^2)}},$$

che rappresenta il valore di q^2 per il quale la teoria perde significato [3].

Per $q^2 \gg \Lambda^2$, cioè per piccoli valori della distanza a cui avviene l'interazione, si ha $\alpha_s \rightarrow 0$, in accordo con quanto si osserva negli esperimenti di urto profondamente inelastico tra elettroni e protoni, dove i quark si comportano quasi come fossero liberi all'interno del nucleone (libertà asintotica).

Per $q^2 \rightarrow \Lambda^2$ si ha $\alpha_s \rightarrow \infty$. È quindi necessaria, secondo questa teoria, un'energia infinita per separare due quark, in accordo con il fatto che non c'è evidenza sperimentale della loro esistenza allo stato libero (schiavitù infrarossa). Inoltre la determinazione sperimentale del parametro Λ punta a valori dell'ordine delle centinaia di MeV , corrispondenti proprio all'ordine di grandezza del raggio di un adrone.

Lo studio dei sistemi legati $Q\bar{Q}$ tra un quark ed un antiquark pesanti² può in principio portare alla determinazione dei parametri fondamentali della QCD, della massa dei quark costituenti il sistema e della costante di accoppiamento α_s dell'interazione forte, così come gli studi del sistema legato e^+e^- (positronio) e dell'atomo di idrogeno sono sufficienti a determinare la massa

²Vengono chiamati pesanti, ed indicati con Q , i 3 quark c , b e t . I 3 quark u , d ed s , indicati con q , sono detti invece leggeri.

dell'elettrone e la costante di struttura fine. Inoltre le distanze tipiche dei sistemi $Q\bar{Q}$ corrispondono ad alti valori del quadrimomento q , per i quali α_s è molto minore di 1, e solo in questo caso è possibile ottenere, dalla QCD, predizioni quantitative utilizzando tecniche perturbative. Il charmonio, stato legato tra il più leggero dei quark pesanti e la sua antiparticella, fu il primo sistema $Q\bar{Q}$ ad essere osservato e studiato.

1.4 Il charmonio

La prima conferma sperimentale dell'esistenza del quark c e della sua antiparticella \bar{c} si ebbe nel 1974 con la scoperta di una risonanza molto stretta ad un'energia di circa 3.1 GeV , avvenuta a pochi giorni di distanza sia a BNL (Brookhaven National Laboratory) [4] che a SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) [5]. Essa fu interpretata come stato legato $c\bar{c}$, con numeri quantici³ 1^3S_1 , e venne chiamata particella J/ψ .

A poche settimane di distanza, ancora a SLAC, venne osservata un'altra risonanza molto stretta, interpretata questa volta come stato 2^3S_1 : venne chiamata ψ' . Negli anni successivi la spettroscopia degli stati legati $c\bar{c}$ si arricchì di nuove scoperte fino all'osservazione, avvenuta a Fermilab nel corso dell'esperimento E760, dello stato 1^1P_1 (h_c). In tabella 1.2 si riportano alcuni degli stati del charmonio che hanno trovato conferma sperimentale, mentre in figura 1.2 sono inseriti anche gli stati 1^3D_2 e 1^1D_2 previsti dalla teoria [6].

1.4.1 Interpretazione delle larghezze degli stati del charmonio: la regola di Okubo-Zweig

Il problema che si dovette affrontare, in seguito alla scoperta della J/ψ e delle altre risonanze, consiste nel fatto che le misure sperimentali della larghezza totale Γ_{tot} degli stati del charmonio sono uno o due ordini di grandezza inferiori alle misure delle larghezze degli altri stati mesonici noti. La larghezza totale è legata alla vita media τ della particella secondo la relazione

$$\Gamma_{tot} = \frac{\hbar}{\tau} \quad (1.9)$$

³Si usa la notazione spettroscopica $n^{2S+1}L_J$, dove n , S , L e J sono rispettivamente il numero quantico principale, lo spin, l'orbitale ed il momento angolare totale del sistema.

Figura 1.2: spettro del charmonio. Lo spessore delle linee orizzontali è indice della larghezza totale della risonanza; se è tratteggiata, la particella non è ancora stata vista con certezza.

<i>nome</i>	$n^{2s+1}L_J (J^{PC})$	<i>massa (MeV)</i>	$\Gamma_{tot} (MeV)$
η_c	$1^1S_0 (0^{-+})$	2979.8 ± 2.1	13.2 ± 3.8
η'_c	$2^1S_0 (0^{-+})$	3594 ± 5	$< 8 (CL = 95\%)$
J/ψ	$1^3S_1 (1^{--})$	3096.88 ± 0.04	0.087 ± 0.005
χ_0	$1^3P_0 (0^{++})$	3415.1 ± 1.0	14 ± 5
χ_1	$1^3P_1 (1^{++})$	3510.53 ± 0.12	0.88 ± 0.14
χ_2	$1^3P_2 (2^{++})$	3556.17 ± 0.13	2.00 ± 0.18
h_c	$1^1P_1 (1^{+-})$	3526.14 ± 0.24	$< 1.1 (CL = 90\%)$
ψ'	$2^3S_1 (1^{--})$	3686.00 ± 0.09	0.277 ± 0.031

Tabella 1.2: alcuni degli stati finora osservati del charmonio.

ed è quindi direttamente proporzionale alla probabilità di decadimento.

La massa e la larghezza della J/ψ non sono compatibili con l'ipotesi che essa sia uno stato legato costituito dai quark leggeri. Si fece l'ipotesi che queste risonanze fossero dovute a stati legati di un nuovo quark, il c , con il suo antiquark \bar{c} , avente massa di circa $1.5 \text{ GeV}/c^2$. Per giustificare il valore della larghezza venne invocata la regola di Okubo-Zweig [7], già introdotta per giustificare la soppressione del decadimento $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ sia rispetto a $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ che rispetto al decadimento $\phi \rightarrow K^+K^-$. Questa regola afferma che i decadimenti descritti da diagrammi a quark sconnessi sono soppressi rispetto a quelli descritti da diagrammi a quark connessi:

Nel decadimento $\phi \rightarrow K^+K^-$ c'è continuità tra le linee di quark degli stati iniziale e finale e si ha quindi un diagramma connesso, viceversa nel decadimento $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ tale continuità non esiste ed il diagramma viene

detto sconnesso. Analogamente il decadimento $J/\psi \rightarrow D^+D^-$ è descritto da un diagramma connesso, mentre il decadimento $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ da uno sconnesso:

I mesoni $D^{\pm,0}$ sono particelle che derivano dall'introduzione del nuovo quark c : stati legati di un antiquark leggero e, per l'appunto il quark c , o stati legati di un quark leggero e l'antiquark \bar{c} . La loro massa è superiore al limite $M_{J/\psi}/2$ e quindi il decadimento $J/\psi \rightarrow D^+D^-$, pur risultando favorito dalla regola di OZI rispetto a quello in $\pi^+\pi^-\pi^0$, non è permesso dalla conservazione dell'energia. La J/ψ e tutti gli stati del charmonio sotto la soglia di produzione dei mesoni $D^{\pm,0}$ (3.73 GeV) possono, perciò, decadere solo tramite diagrammi sconnessi: sono così giustificate le piccole larghezze totali. Gli stati del charmonio con massa superiore a detta soglia, i quali possono invece decadere tramite diagrammi connessi, mostrano larghezze decisamente superiori: ad esempio la larghezza della $\psi(3770)$ è circa 25 MeV , quasi tre ordini di grandezza superiore a quella della J/ψ .

1.4.2 La sezione d'urto risonante

Nell'esperimento E835 il processo utilizzato per la produzione dello stato del charmonio è l'annichilazione protone-antiprotone. Per valori di E_{CM} prossimi alla massa M_R della risonanza R che si vuole esaminare, stabilito uno dei possibili stati finali in cui la particella può decadere, la sezione d'urto risonante è data dalla formula di Breit-Wigner [8]:

$$\sigma(E_{CM}) = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{\pi}{k^2} \frac{B_{in}B_{out}\Gamma_R^2}{(E_{CM}-M_R)^2 + \Gamma_R^2/4}, \quad (1.10)$$

/newpage

dove:

- J , S_1 ed S_2 sono gli spin della risonanza e delle particelle nello stato iniziale
- k è il numero d'onda delle due particelle iniziali nel sistema del centro di massa
- Γ_R è la larghezza totale della risonanza
- $B_{in} = \Gamma_{in}/\Gamma_R$ è il rapporto di decadimento tra la risonanza e lo stato iniziale
- $B_{out} = \Gamma_{out}/\Gamma_R$ è il rapporto di decadimento tra la risonanza e lo stato finale.

Γ_{in} e Γ_{out} sono rispettivamente le larghezze parziali di decadimento della risonanza verso gli stati iniziale e finale.

Capitolo 2

L'esperimento E835 al Fermilab

2.1 Generalità

E835 è un esperimento che ha come scopo lo studio del *charmonio* (stato legato del quark c e della sua antiparticella \bar{c}) tramite l'annichilazione protone-antiprotone, continuando l'attività dell'esperimento precedente E760 che ha raccolto dati negli anni 1990 e 1991. L'apparato sperimentale è installato sull'anello di accumulazione di antiprotoni del *Fermi National Accelerator Laboratory* (Fermilab) di Chicago ed ha registrato i primi dati alla fine del settembre 1996. Il primo esperimento di questo tipo (R704) è stato eseguito al CERN (Centro Europeo di Ricerca Nucleare) tra il 1980 ed il 1984. R704, E760 ed E835 sono esperimenti a bersaglio fisso, nei quali un fascio continuo di antiprotoni viene fatto collidere su getto di idrogeno gassoso con velocità supersonica che lo interseca perpendicolarmente.

Il charmonio può anche essere ottenuto, ed i primi esperimenti erano quasi esclusivamente eseguiti in questo modo, tramite annichilazione elettrone-positrone, con il vantaggio di avere un rapporto tra sezione d'urto e fondo adronico decisamente più elevato (circa 300 per la $J/\psi[1^3S_1]$ ¹ e circa 120 per la $\psi'[2^3S_1]$) che nell'urto $p\bar{p}$, ma lo svantaggio di poter formare direttamente solo gli stati con i numeri quantici del fotone ($J^{PC} = 1^{--2}$), e cioè la J/ψ , la ψ' , e la $\psi(3770)[1^3D_1]$. Stati con numeri quantici diversi, quali $\eta_c[1^1S_0]$,

¹Si usa la notazione spettroscopica $n^{2S+1}L_J$ dove n , S , L e J sono rispettivamente il numero quantico principale, lo spin, l'orbitale ed il momento angolare totale del sistema.

²La parità P e la coniugazione di carica C di un sistema fermione antifermione sono rispettivamente date da $P = (-1)^{L+1}$ e $C = (-1)^{L+S}$.

$\eta'_c[2^1S_0]$, $\chi_{c0}[1^3P_0]$, $\chi_{c1}[1^3P_1]$, $\chi_{c2}[1^3P_2]$ ed $h_c[1^1P_1]$, possono essere studiati soltanto attraverso decadimenti in cascata dopo l'annichilazione e^+e^- . La determinazione della larghezza e della massa di questi stati dipende pertanto non solo dai parametri del fascio, noti con notevole precisione, ma in larga misura dalla risoluzione dell'apparato sperimentale che identifica lo stato con $J^{PC} \neq 1^{--}$.

Tramite l'annichilazione $p\bar{p}$ si possono invece ottenere direttamente tutti gli stati del charmonio, al prezzo però di uno sfavorevole rapporto tra sezioni d'urto risonanti $p\bar{p} \rightarrow (c\bar{c})$ (circa $1 \mu\text{barn}$ al massimo³) e sezioni d'urto del fondo adronico (circa 70 mbarn).

2.1.1 Risultati sperimentali di E760 ed obiettivi di E835

In 9 mesi di presa dati E760 registrò eventi per un totale di circa 30 pbarn^{-1} di luminosità integrata. Furono studiati i seguenti canali elettromagnetici⁴:

- $p\bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma$
- $p\bar{p} \rightarrow \psi \rightarrow e^+e^-$
- $p\bar{p} \rightarrow \chi_{0,1,2} \rightarrow \psi\gamma$
- $p\bar{p} \rightarrow \chi_{0,2} \rightarrow \gamma\gamma$
- $p\bar{p} \rightarrow ^1P_1 \rightarrow \psi\pi^+\pi^- , \psi\pi^0$
- $p\bar{p} \rightarrow \eta'_c \rightarrow \gamma\gamma$
- $p\bar{p} \rightarrow \psi' \rightarrow e^+e^- , \psi\pi^0 , \psi\pi^0\pi^0 , \psi\eta , \psi\pi^+\pi^- .$

Le principali misure che si ottennero sono:

- massa dello stato J/ψ , larghezza e rapporto di decadimento per $p\bar{p}$ degli stati J/ψ e ψ'
- massa, larghezza e rapporti di decadimento per $p\bar{p}$ degli stati $\chi_{1,2}$

³ $1 \text{ barn} = 1 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 .$

⁴I canali elettromagnetici sono quelle interazioni che producono uno stato finale contenente fotoni ed elettroni, così come i canali adronici sono quelle che producono stati finali adronici.

- rapporti di decadimento $\chi_2 \rightarrow \gamma\gamma$ e $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$
- fattore di forma elettromagnetico del protone (tramite $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$)
- sezioni d'urto di alcuni processi adronici esclusivi con 2 e 3 corpi nello stato finale.

Inoltre si studiò la distribuzione angolare dei prodotti di decadimento dello stato χ_2 , i decadimenti di risonanze mesoniche in stati con solo fotoni, la diffusione elastica $p\bar{p}$ nella regione di interferenza tra interazione nucleare e coulombiana e si cercarono gli stati h_c ed η'_c .

Gli obiettivi basilari che E835 si pone sono:

- la misura della massa e della larghezza dello stato η_c nonchè del prodotto dei rapporti di decadimento in $p\bar{p}$ e $\gamma\gamma$
- la conferma dell'osservazione dello stato 1P_1 e la misura dei parametri
- la ricerca dello stato η'_c e la misura dei parametri
- la misura, con una precisione maggiore di quella attuale, della massa e della larghezza dello stato χ_0 e dei prodotti tra i rapporti di decadimento in $p\bar{p}$ e $\gamma\gamma$ e tra quelli in $p\bar{p}$ e $\gamma\psi$
- la scansione in energia della regione sopra la soglia $D\bar{D}$ con lo scopo di trovare gli stati 3D_2 e 1D_2 .

E835 lavorerà sia su reazioni di cui si fece già uso in E760, che su altre non ancora sfruttate. Ovviamente, per ottenere gli obiettivi che ci si pone, sono stati apportati in E835 dei miglioramenti, rispetto ad E760, nel sistema di rivelazione, nel fascio e nel bersaglio (cfr. paragrafi seguenti).

2.2 Il fascio di antiprotoni

Il complesso del Fermilab è stato costruito per eseguire esperimenti ad alte energie con fasci di protoni ed antiprotoni. L'accumulatore di antiprotoni (cfr. figura 2.1) è stato progettato per immagazzinare le antiparticelle che devono poi essere inviate nel *Tevatron*, un anello acceleratore a *collider* $p\bar{p}$ in grado di raggiungere energie nel sistema di riferimento del centro di massa

Figura 2.1: Schema dell'accumulatore di antiprotoni ed impianto di iniezione nel *Tevatron*. È indicata la posizione di E760, nello stesso luogo è ora installato E835.

di 2000 GeV , ma in E835 viene sfruttato direttamente come fascio incidente sul bersaglio.

Gli antiprotoni circolanti nell'accumulatore hanno, in fase di immagazzinamento, un impulso di circa 8.9 GeV e la dispersione intorno a questo valore viene portata fino allo 0.05% tramite un processo chiamato raffreddamento stocastico. Una volta raggiunto un numero adeguato di antiprotoni (*stack*), il fascio viene decelerato, ad un ritmo di 20 MeV/s , fino all'impulso corrispondente all'energia nel centro di massa necessaria per la formazione degli stati del charmonio, compresa tra 2.95 GeV e 3.85 GeV . In un esperimento a bersaglio fisso come E835 (la velocità del getto di protoni è trascurabile), la relazione che lega l'energia del fascio e la massa della risonanza M_R che si vuole produrre, è

$$E_{\bar{p}} = \frac{M_R^2}{2m_p} - m_p . \quad (2.1)$$

L'impulso degli antiprotoni deve variare tra i $3.6 \text{ GeV}/c$ ed i $6.9 \text{ GeV}/c$ [6]. In seguito un ulteriore processo di raffreddamento stocastico riduce la di-

spersione in impulso fino a $\frac{\Delta p}{p} = 2 \times 10^{-4}$ ed inoltre riduce l'emittanza del fascio compensando l'aumento provocato dagli urti con il bersaglio e con la limitata quantità di gas che si disperde nel tubo a vuoto. La sezione del fascio, circolare, ha diametro pari a circa 5 mm . La dispersione $\sigma_{E_{cm}}$ dell'energia nel centro di massa, legata alla dispersione in impulso σ_P dalla relazione

$$\sigma_{E_{cm}} = \frac{m_p}{E_{cm}} \times \beta_{\bar{p}} \times \sigma_P , \quad (2.2)$$

è di circa 200 KeV . Il cambiamento impostabile minimo dell'impulso del fascio è di $\sim 150 \text{ KeV}$.

Durante E760 il processo di accumulazione degli antiprotoni, con un ritmo di circa $10^{10} \bar{p}/hr$, richiedeva più di una giornata (si accumulavano fasci di non più di $4 \times 10^{11} \bar{p}$, equivalenti a circa 40 mA di corrente). Inoltre la vita media del fascio era compresa tra le 50 e le 90 ore, a seconda dell'energia degli antiprotoni e della densità del bersaglio, e ciascuno *stack* veniva utilizzato per una o due di esse. Adesso il ritmo di accumulazione è aumentato di un fattore ~ 3 , il che permette di raggiungere, in tempi ragionevoli, fasci di intensità 120 mA .

2.3 Il bersaglio

Il bersaglio fisso di E835 è, a scapito del nome, un getto di idrogeno molecolare pompato attraverso una serie di camere ad espansione e iniettato, a velocità dell'ordine di 1000 m/s , nella regione attraversata dal fascio di antiprotoni [21]. In figura 2.2 è rappresentato lo schema del sistema di iniezione e recupero.

Circa l'un percento dell'idrogeno interagisce con il fascio, il resto viene estratto da varie pompe allo scopo di non distruggere il vuoto, dell'ordine dei 10^{-8} Torr , del tubo dell'anello di accumulazione.

La densità tipica del getto in E760 era di circa $0.6 \times 10^{14} \bar{p}/cm^3$, ma in E835 si è ottenuto un aumento di un fattore ~ 2.5 diminuendo la temperatura iniziale dell'idrogeno da $\sim 77 \text{ K}$ a $20 \div 25 \text{ K}$. Infatti la densità del bersaglio è inversamente proporzionale alla velocità delle molecole, la quale a sua volta è proporzionale a \sqrt{T} (cfr. figura 2.3). Inoltre il processo di formazione dei "gruppi" di molecole di idrogeno che vengono iniettati è più efficiente a basse temperature.

Figura 2.2: Schema del sistema di iniezione (pompe J1, J2, J3) e recupero (pompe R1, R2, R3) dell'idrogeno nel tubo a vuoto dell'accumulatore.

Il diametro del getto, per un contenuto del 95% di idrogeno, è $d \simeq 6 \text{ mm}$. In figura 2.4 si rappresenta l'intersezione tra esso ed il fascio di antiprotoni.

La luminosità istantanea⁵ L è data dalla relazione

$$L = N_{\bar{p}} \times f \times d \times \rho , \quad (2.3)$$

dove $N_{\bar{p}}$ ed $f = 0.62 \text{ MHz}$ sono il numero di antiprotoni e la frequenza di rivoluzione del fascio, mentre ρ è la densità dell'idrogeno. In E760 si raggiungevano valori di luminosità istantanea di $1 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La luminosità integrata nel tempo

$$L_{INT} = \int_0^T L dt \quad (2.4)$$

non aumenta però proporzionalmente alla densità del bersaglio perchè la vita media del fascio diminuisce con essa. I miglioramenti sull'accumulo di antiprotoni e sul getto di idrogeno produrranno un incremento della luminosità integrata di E835 di circa un fattore 5 rispetto ad E760.

⁵Si definisce luminosità istantanea il rapporto tra il numero di interazioni al secondo e la sezione d'urto.

Figura 2.3: Velocità delle molecole di idrogeno in funzione della temperatura.

Per ottimizzare l'utilizzo del fascio di \bar{p} è stato implementato un controllo della densità del getto che permette di variare i valori di pressione e temperatura in modo da aumentare la densità stessa, al fine di mantenere una luminosità istantanea costante, compensando il decrescere dell'intensità del fascio di antiprotoni.

2.4 I rivelatori

Si presenta nel seguito una descrizione dell'apparato sperimentale [24], costituito da una serie di rivelatori detti interni, da un odoscopio con funzione di veto, da un contatore Cherenkov, da due calorimetri elettromagnetici (uno centrale ed uno "in avanti") e da un monitor di luminosità. In figura 2.5 si mostra lo schema generale, mentre in figura 2.6 si può vedere la sezione dei rivelatori interni, lungo un piano a ϕ costante e contenente l'asse del fascio.

Fanno parte del sistema di rivelatori interni le due camere a tubi proporzionali oggetto di questa tesi. Esse non vengono presentate in questa sezione perchè alla loro descrizione è dedicato l'intero capitolo 4.

Figura 2.4: Schematica rappresentazione dell'intersezione tra il fascio di antiprotoni ed il getto di idrogeno.

2.4.1 Gli odoscopi (H1, H2, H2' ed FCH)

È chiamato odoscopio un insieme di rivelatori chiamati contatori a scintillazione, costituiti da un fotomoltiplicatore, una guida di luce ed un solido costituito da materiale scintillante, capace cioè di emettere una quantità di fotoni proporzionale all'energia che una particella carica ha rilasciato al suo interno. La guida di luce ha il compito di condurne una frazione verso un fotocatodo che emetterà elettroni, per effetto fotoelettrico, con un'efficienza di circa il 20% (detta efficienza quantica). Il fototubo moltiplica il numero di elettroni e produce un segnale elettrico che, nonostante la lunga catena di trasformazioni, ha ampiezza proporzionale all'energia ceduta dalla particella.

I fotoni sono emessi in seguito alla diseccitazione degli atomi eccitati dal passaggio della particella. I materiali plastici hanno tempi di decadimento brevi (circa 1 *ns*) rispetto agli altri materiali (organici o inorganici) ed offrono quindi risposte più rapide, migliorando la risoluzione temporale e permettendo una elevata frequenza di conteggio.

E835 è dotato di 4 sistemi di contatori a scintillazione: H1, H2, H2' ed FCH, costruiti con polistirene (Pst) che è un materiale plastico con indice di rifrazione $n = 1.58$ e densità $\rho = 1.03 \text{ g/cm}^3$.

H1 Odoscopio con forma ad iperboloide di rotazione costituito da 8 conta-

Figura 2.5: Schema della disposizione dei rivelatori di E835. Nello "spicchio" si mostra la vista in ϕ dei rivelatori interni.

tori indipendenti ciascuno dei quali copre una regione di angolo azimutale di 45° (la copertura complessiva in ϕ è quindi 360°) e la regione di angolo polare compresa tra 9° e 65° . Lo spessore degli scintillatori è 2 mm . È il rivelatore più vicino al punto di interazione (la distanza minima dall'asse del fascio è 2.2 cm) e la sua forma particolare deriva dalla necessità di circondare il tubo a vuoto a piccoli θ e di seguire la forma della vela⁶ a grandi θ .

H2 Odoscopio di forma cilindrica diviso in 32 elementi di spessore 4 mm .

⁶Foglio metallico, anch'esso con forma ad iperboloide di rotazione, che unisce il corpo del sistema di pompe del getto di idrogeno con il tubo a vuoto. Il suo spessore è di soli $180\ \mu\text{m}$ per limitare la conversione dei fotoni.

Figura 2.6: Sezione dei rivelatori interni lungo un piano, a ϕ costante, contenente l'asse del fascio.

La copertura è totale in ϕ e tra 15° e 65° in θ . H2 è, tra i rivelatori interni, il più lontano dall'asse del fascio, circa a 16 cm di distanza.

H2' Odoscopio della stessa forma di H2, ma diviso in 24 elementi e posizionato a 7 cm di distanza dall'asse, cioè tra la camera a *straw* interna ed i silici. L'accettanza in angolo polare è la regione compresa tra 9° e 65° .

FCH Odoscopio con forma a corona, di cui ciascun ottante è un contatore indipendente. La corona è disposta perpendicolarmente al fascio, circonda il tubo a vuoto a distanza 70 cm dal punto di interazione e copre la regione "in avanti" compresa tra $\theta = 2^\circ$ e $\theta = 10^\circ$.

Questi rivelatori, vista la loro notevole rapidità di risposta, vengono utilizzati per produrre il segnale di *trigger* (cfr. §2.5). Ad esempio la coincidenza di H1 ed H2 definisce un primo livello di *trigger* per eventi carichi mentre H1 H2' e FCH sono utilizzati per ottenere un veto in quello neutro (la copertura

complessiva di H1 e FCH in θ è tra 2° e 65°). Dato che FCH è utilizzato esclusivamente per questo scopo viene anche chiamato semplicemente VETO. Gli altri odoscopi sono anche utilizzati, digitalizzando i segnali analogici, per eseguire una misura della perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx con una risoluzione del 60% per H1 e del 30% per H2 e H2'. In questo modo è possibile distinguere gli impulsi prodotti da tracce singole e quelli prodotti da tracce doppie passate attraverso lo stesso scintillatore.

2.4.2 Il rivelatore a bande di silicio (SIL)

È una struttura cilindrica posizionata tra l'odoscopio H2' e la camera a *straw* esterna. È costituito da 24 lastre contenenti ciascuna 192 *microstrip* di silicio ($2.9\text{ mm} \times 25.9\text{ mm} \times 350\text{ }\mu\text{m}$) per un totale di 4608 canali [17]. Questi rivelatori (a stato solido) sfruttano il fatto che una particella carica produce, attraversando lo strato di silicio, un numero di coppie elettrone-lacuna proporzionale all'energia rilasciata. La risoluzione spaziale ed energetica è migliore di quelle dei rivelatori a gas ed a scintillazione, a causa della limitata energia necessaria per produrre una coppia (nel silicio occorrono 3.6 eV). Le bande sono disposte a diversa distanza dall'asse del fascio (12 a 10 *cm* e 12 a 12 *cm*) e sfasate con leggera sovrapposizione per eliminare inefficienze geometriche. Parte dell'elettronica di lettura è contenuta direttamente su circuiti stampati di cui sono provviste le 24 lastre, come si può vedere in figura 2.7. Ognuna di esse è composta da 4 strati di vetronite ($4 \times 150\text{ }\mu\text{m}$), 2 di *kapton* ($2 \times 200\text{ }\mu\text{m}$) due di silicio ($2 \times 350\text{ }\mu\text{m}$) e 14 di rame ($14 \times 17\text{ }\mu\text{m}$), corrispondente al 2% di una lunghezza di radiazione.

La lentezza delle informazioni provenienti da questo rivelatore (qualche μs) lo rende inutilizzabile per definire il *trigger*. Esso è progettato per fornire una misura di z con risoluzione di circa $60\text{ }\mu\text{m}$ che, insieme all'informazione proveniente dal rivelatore a fibre scintillanti, viene utilizzata per risalire ad una stima dell'angolo polare.

2.4.3 Il rivelatore a fibre scintillanti (SF1 ed SF2)

È costituito da 2 strati di 480 fibre ottiche che formano delle spire avvolte intorno a due cilindri di supporto in plexiglass del diametro di 14.4 *cm* e 15.06 *cm* [20]. L'asse dei cilindri coincide con l'asse del fascio ed i piani delle spire sono perpendicolari ad esso. La sezione trasversale delle fibre è un disco

Figura 2.7: vista di una delle 24 lastre del rivelatore SIL.

di diametro $835 \mu m$. Sono necessari due strati sfasati di mezzo elemento per ovviare alle inefficienze relative a particelle che attraversano le fibre lontano dal loro centro e che di conseguenza attraversano poco materiale scintillante (materiale plastico SCSF3HF, fibre scintillanti 3-hydroxiflavone). Il principio di funzionamento è simile a quello degli odoscopi: le fibre colpite emettono un numero di fotoni proporzionale all'energia rilasciata dalla particella, i quali vengono condotti, tramite ulteriori tratti di fibra, a dei fotomoltiplicatori a stato solido (VLPC: fotomoltiplicatori a silicio drogato con arsenico). La luce emessa dalle fibre è centrata su una lunghezza d'onda $\lambda = 530 \text{ nm}$ che cade nella regione di sensibilità dei VLPC. Questi devono lavorare a temperature di circa 6 K e sono quindi immersi in un criostato ad elio liquido. Le prestazioni dei VLPC sono notevoli: efficienza quantica del 60% e guadagno superiore a 10^4 . In figura 2.8 è schematizzata la catena che porta il segnale dalle spire ai VLPC.

Con la disposizione geometrica descritta il rivelatore è in grado di fornire una misura di z (la risoluzione è di circa $250 \mu m$). La copertura angolare in θ è tra 15° e 65° .

Figura 2.8: Schema del rivelatore a fibre scintillanti.

2.4.4 Il contatore Cherenkov (C)

È un rivelatore a gas che sfrutta il principio secondo cui una particella, che attraversa un mezzo materiale con velocità superiore alla velocità della luce c/n in quel mezzo (dove n è l'indice di rifrazione del mezzo e c la velocità della luce nel vuoto), emette un cono di radiazione (luce Cherenkov) avente asse coincidente con la direzione della particella e semiapertura

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{\beta n}, \quad (2.5)$$

dove β è la velocità della particella. Esiste quindi una soglia di energia, sotto la quale una particella non emette radiazione Cherenkov, che dipende, oltre che dall'indice di rifrazione del gas, dalla massa della particella.

Il contatore Cherenkov di E835 è a simmetria cilindrica con asse coincidente con il fascio. Il raggio interno misura 17 cm e quello esterno 59 cm . È diviso in due settori separati da un setto di alluminio spesso $300 \mu\text{m}$. Il più capiente, che è riempito con anidride carbonica (CO_2) e copre la regione tra $\theta = 15^\circ$ e $\theta = 34^\circ$, è chiamato cella anteriore. L'altro, che è riempito con freon 13 (CF_3Cl) e copre la regione tra $\theta = 34^\circ$ e $\theta = 66^\circ$, è chiamato cella posteriore. Le due celle sono ulteriormente divise otticamente in 8 sezioni che si spartiscono la copertura dell'angolo azimutale. La luce Cherenkov è convogliata in 16 fototubi da altrettanti specchi, 8 ellissoidali ed 8 sferici

rispettivamente per la cella anteriore e posteriore. In figura 2.9 si mostra la sezione del rivelatore.

Figura 2.9: Sezione del contatore Cherenkov secondo un piano $\phi = costante$ contenente l'asse del fascio.

Compito del contatore Cherenkov è discriminare gli elettroni dalle altre particelle cariche, in particolare dal notevole fondo di pioni carichi prodotti nell'annichilazione $p\bar{p}$. Sono utilizzati due gas differenti per tener conto sia della dipendenza dall'angolo θ dell'energia massima di emissione dei pioni che della diminuzione, a grandi θ , del percorso che le particelle compiono all'interno del rivelatore. Quest'ultimo fatto provocherebbe una diminuzione della quantità di luce Cherenkov prodotta, ma a ciò si compensa inserendo in quella sezione un gas (il freon) che ha indice di rifrazione maggiore del gas nella sezione posteriore (la CO_2) ed al quale è quindi associata una produzione di fotoni più alta.

La soglia sull'impulso corrispondente all'indice di rifrazione dell'anidride carbonica ($n = 1.00041$) è $13.5 MeV/c$ per gli elettroni e $3.68 GeV/c$ per i pioni, mentre per il freon 13 ($n = 1.00072$) è $17.6 MeV/c$ per gli elettroni e $4.82 GeV/c$ per i pioni.

Il contatore Cherenkov è anche utilizzato per riconoscere le coppie e^+e^- prodotte dal decadimento del π^0 , infatti l'angolo compreso tra le tracce delle due particelle prodotte è sempre, nel sistema del laboratorio, molto picco-

lo. Conseguentemente entrambe cadranno nella medesima regione ottica del rivelatore e produrranno un segnale di ampiezza doppia.

2.4.5 Il calorimetro elettromagnetico centrale (CCAL)

È un rivelatore a simmetria cilindrica che racchiude al suo interno tutti i contatori fin qui descritti [23]. È composto da 1280 blocchi di vetro-piombo (precisamente ossigeno 29.45%, piombo 42.2%, silicio 21.4%, potassio 4.2%, sodio 2.3%, arsenico 0.15%) con forma a tronco di piramide a base trapezoidale, rivolti verso la zona di interazione e suddivisi in 20 anelli a θ costante e 64 settori a ϕ costante. Nelle figure 2.10 e 2.11 si mostrano due sezioni del rivelatore.

Figura 2.10: Sezione del calorimetro centrale secondo un piano perpendicolare all'asse del fascio.

La copertura complessiva in θ è tra 10.6° e 70° mentre quella di ciascun anello aumenta al crescere dello stesso θ da un minimo di 1.1° ad un massimo di 5.2° , viceversa la lunghezza dei blocchi decresce da un massimo di $16 \times X_0$ ad un minimo di $12 \times X_0$ (dove $X_0 = 3.14 \text{ cm}$ è la lunghezza di radiazione). Tutto ciò affinché l'energia raccolta sia sempre il 90-95% dell'energia della particella. La copertura in ϕ è 360° .

Il funzionamento del rivelatore si basa sull'emissione di luce Cherenkov nel vetro-piombo, raccolta da fotomoltiplicatori a contatto ottico con i bloc-

Figura 2.11: Sezione del calorimetro centrale secondo un piano a $\phi = \text{costante}$ contenente l'asse del fascio.

chi. I segnali, se superiori ad una certa soglia, vengono inviati agli *ADC* (convertitori analogico digitale) che misurano l'ampiezza del segnale associandole un numero binario di grandezza proporzionale. Unendo i contributi dei blocchi interessati si ottiene una misura dell'energia rilasciata, con una risoluzione relativa data da

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.06}{\sqrt{E(\text{GeV})}} . \quad (2.6)$$

Le risoluzioni angolari sono invece di 6 mrad in θ e di 12 mrad in ϕ .

Il calorimetro permette di distinguere gli eventi interessanti, che producono 2 o 3 *cluster* di energia (gruppi di blocchi adiacenti colpiti), dal fondo adronico, formato principalmente da eventi $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\gamma$. Infatti anche queste reazioni possono produrre 2 o 3 *cluster*, per esempio nel caso di decadimenti asimmetrici dei pioni neutri, quando un fotone viene emesso fuori dall'accettanza del rivelatore o quando il fotone a bassa energia non supera la soglia energetica (20 MeV) necessaria per essere rivelato.

La segmentazione del calorimetro è stata scelta per consentire la separazione dei due fotoni provenienti dal decadimento simmetrico del π^0 che sono emessi, nel sistema del laboratorio, con un angolo molto chiuso.

L'elevata luminosità istantanea di E835 è causa di un inconveniente. Le

finestre temporali di lettura degli *ADC* del calorimetro sono di 150 ns ed è probabile che la coda di un segnale dovuto ad un evento precedente produca un segnale sopra soglia in un canale non interessato dal nuovo evento. Il problema è stato risolto inserendo dei TDC, che misurano la temporizzazione dei segnali, e richiedendo due condizioni affinché un blocco sia considerato colpito: che il segnale superi la soglia e che cada nel corretto intervallo di tempo. In E760 questo fenomeno era contenuto entro il 10% dei casi ed il problema era risolto in altro modo.

2.4.6 Calorimetro elettromagnetico in avanti (FCAL)

I 144 blocchi di questo rivelatore, di dimensioni $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 48.8\text{ cm}$ (la lunghezza corrisponde a 14.7 lunghezze di radiazione), sono composti da 148 strati di piombo e scintillatore plastico alternati [22]. Sono disposti secondo una griglia (cfr. figura 2.12) di 13×13 posizioni, delle quali sono libere le 6×4 vicine ai vertici del quadrato, già coperte dal calorimetro centrale, e quella centrale, occupata dal tubo a vuoto del fascio.

Figura 2.12: Sezione del calorimetro elettromagnetico "in avanti" secondo un piano perpendicolare all'asse del fascio.

L'accettanza in angolo polare è $2^\circ < \theta < 12^\circ$ così da completare la copertura del calorimetro nella regione "in avanti".

La soglia energetica di questo rivelatore è 80 MeV e la risoluzione relativa è data da

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.11}{\sqrt{E(\text{GeV})}}. \quad (2.7)$$

2.4.7 Il monitor di luminosità

È un sistema di rivelatori a stato solido posizionati sotto la regione di interazione (cfr. figura 2.5) ad un angolo, nel sistema del laboratorio, di quasi 90° .

La sezione d'urto differenziale $d\sigma(\theta)/d\Omega$, per una determinata reazione, è legata al numero di eventi ν che un rivelatore osserva ogni secondo (ad un angolo θ) dalla relazione:

$$\nu = nNd \times \int_{\Omega} \epsilon \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} d\Omega, \quad (2.8)$$

dove n è il numero di particelle al secondo incidenti su un bersaglio di densità $N \text{ atomi/cm}^3$ e spessore $d \text{ cm}$, ϵ è l'efficienza del rivelatore ed Ω l'angolo sotteso.

La luminosità istantanea è definita come $L = nNd$ ed ha unità di misura $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il monitor di luminosità [18] conta i protoni che hanno subito diffusione elastica nell'urto con gli antiprotoni e che sono stati deviati, vista la posizione del rivelatore, di un angolo prossimo ai 90° . La sezione d'urto per questi eventi, dominata dall'interazione coulombiana, è conosciuta con un'incertezza del 2%. Note l'accettanza e l'efficienza del contatore è possibile risalire ad una stima della luminosità istantanea.

2.5 Il trigger e l'acquisizione dati

Il significato del termine inglese *trigger* è grilletto. In un esperimento di fisica delle particelle viene così chiamato quell'apparato, consistente in una parte *hardware* ed in una parte *software*, che stabilisce quasi istantaneamente se un evento ha le caratteristiche necessarie per essere considerato "buono". In questo caso il *trigger* invia un segnale alla DAQ⁷ che provvede a memorizzare l'evento.

⁷Data Acquisition: sistema di acquisizione dei dati.

Come già in E760 il *trigger* di E835 è diviso in due livelli dove il primo ha il compito di eseguire una selezione degli eventi, limitando la frequenza dei conteggi ad un massimo di 10 KHz (la DAQ non sarebbe in grado di sopportare l'elevata luminosità di questi esperimenti). Esso analizza le informazioni provenienti dagli odoscopi, dal contatore Cherenkov e dal calorimetro elettromagnetico centrale e fornisce le risposte in tempi dell'ordine dei 100 ns . Può selezionare eventi secondo differenti criteri logici.

- Eventi con coppie di elettroni e/o fotoni con grande massa invariante:

$$\chi_{0,1,2}, {}^1P_1, \psi', {}^1D_2, {}^3D_2 \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-) + X$$

$$J/\psi \rightarrow e^+e^-$$

$$\chi_{0,2}, \eta_c, \eta'_c \rightarrow \gamma\gamma$$

$${}^1P_1 \rightarrow \eta_c(\rightarrow \gamma\gamma)\gamma$$

- Eventi con due tracce adroniche nello stato finale:

$$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}, \pi^+\pi^-, K^+K^-$$

- Eventi con quattro tracce cariche vicine due a due:

$$\eta_c \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)\phi(\rightarrow K^+K^-), {}^1P_1 \rightarrow \eta_c(\rightarrow \phi\phi \rightarrow 2K^+2K^-)\gamma.$$

- Eventi con stati finali neutri e grande frazione dell'energia totale depositata nel calorimetro:

$$\eta_c, \eta'_c \rightarrow \eta\eta\eta, \eta\pi^0\pi^0$$

$${}^1P_1 \rightarrow \eta_c(\rightarrow \eta\eta\eta, \eta\pi^0\pi^0)\gamma.$$

Per esempio la richiesta a cui un evento, candidato e^+e^- , deve soddisfare per superare la selezione del *trigger* di primo livello, è l'operazione *OR* delle tre seguenti espressioni logiche:

- $T_{e^+e^-}^1 = (H1 \times H2^{sect} \times C)_i \times (H1 \times H2^{sect} \times C)_j \times$

$$\times mult(H2) \times copl(H2) \times PBG1$$

- $T_{e^+e^-}^2 = (H1 \times H2^{sect} \times C)_i \times (H1 \times H2^{sect})_j \times$

$$\times mult(H2) \times copl(H2) \times PBG1$$

- $T_{e^+e^-}^3 = (H1 \times H2^{sect} \times C)_i \times (H1 \times H2^{sect} \times C)_j \times mult(H2) \times copl(H2)$

dove $(H2^{sect})_i$ è l'OR del numero di elementi di $H2$ che coprono la stessa regione di angolo azimutale coperta dall'elemento $(H1)_i$, $mult(H2)$ è la richiesta di molteplicità su $H2$ (in $T_{e^+e^-}^2$ e $T_{e^+e^-}^3$ questa richiesta è più restrittiva che in $T_{e^+e^-}^1$), $copl(H2)$ è la richiesta di coplanarità delle due tracce (sempre su $H2$) e $PBG1$ è la richiesta che nel calorimetro ci siano due depositi di energia, superiori ad una soglia impostata in funzione di θ , con grande apertura azimutale (maggiore di 90°). I due *trigger* $T_{e^+e^-}^2$ e $T_{e^+e^-}^3$ vengono implementati per misurare l'efficienza rispettivamente del contatore Cherenkov e del calorimetro.

Il *trigger* di secondo livello ha il compito di eseguire una prima analisi dei dati e di gestirne l'acquisizione. È costituito da un sistema di computer Motorola MVME167, basati sul microprocessore MC68040, ed ha una velocità di elaborazione dei dati circa 6 volte superiore a quella di E760. Il sistema di acquisizione dati è in grado di lavorare a ritmi di 7000 eventi al secondo, dove ciascuno di essi è una "parola" di circa 1 *KB*. I dati, dopo una ulteriore selezione, vengono registrati su nastri magnetici.

2.6 Tecniche sperimentali

Lo studio di uno stato R del charmonio viene fatto effettuando una scansione in energia, variando l'impulso del fascio di antiprotoni, nella regione in cui si trova la risonanza che interessa, e misurando la sezione d'urto in funzione dell'energia stessa [6]. Si ottiene una curva di eccitazione che è la convoluzione della sezione d'urto di Breit-Wigner $\sigma_{BW}(E_{CM})$ della risonanza e della distribuzione in energia $G(E - E_{CM})$ del fascio:

$$\sigma(E_{CM}) = \int_0^\infty \sigma_{BW}(E') G(E' - E_{CM}) dE' , \quad (2.9)$$

dove E_{CM} è l'energia nel centro di massa.

L'area A sottesa dalla curva di eccitazione, indipendente dalla forma di $G(E)$, risulta essere:

$$A = \int_0^\infty \sigma(E_{CM}) dE_{CM} = \frac{\pi}{2} \sigma_{picco} \Gamma_R \quad (2.10)$$

dove σ_{picco} è la sezione d'urto sulla risonanza ($E_{CM} = M_R c^2$ con M_R massa della risonanza) che è data da:

$$\sigma_{picco} = \frac{4\pi\hbar^2 B_{in} B_{out}}{(M_R^2 - 4m_p^2)c^2} (2J + 1). \quad (2.11)$$

In quest'ultima equazione J è lo spin della risonanza mentre i fattori $B_{in} = \Gamma_{in}/\Gamma_R$ e $B_{out} = \Gamma_{out}/\Gamma_R$ sono i rapporti di decadimento (*Branching Ratio*) del canale di formazione e del canale di decadimento. I parametri delle risonanza, cioè la massa M_R , la larghezza totale Γ_R ed il prodotto $B_{in} \times B_{out}$ vengono ricavati dall'analisi della curva di eccitazione. La larghezza totale Γ_R può essere ottenuta anche se inferiore alla larghezza Γ_{ECM} (FWHM⁸) della distribuzione energetica del fascio nel centro di massa. Nel caso di distribuzione a gaussiana, se Γ_{ECM} è minore di Γ_R , vale infatti la relazione

$$\Gamma_R = \frac{\Gamma_{ECM}}{\left(\frac{4\ln 2}{\pi}\right)^2} \left(1 - \frac{\Gamma_{ECM}}{\left(\frac{4\ln 2}{\pi}\right)^2} \frac{\sigma_{picco}^*}{A}\right), \quad (2.12)$$

dove con σ_{picco}^* si indica la sezione d'urto al picco misurata. Ad esempio in E760 fu possibile, con un fascio avente $\Gamma_{ECM} = 500 \text{ KeV}$, misurare la larghezza $\Gamma_{R_{J/\psi}}$ dello stato J/ψ che è dell'ordine dei 100 KeV .

Per ogni valore impostato $E_{CM,i}$ dell'energia del fascio, il numero n_i di eventi rivelati è dato da

$$n_i = L_i [\sigma_{bkg} + \epsilon\sigma(E_{CM,i})], \quad (2.13)$$

dove L_i è la luminosità, σ è la curva di eccitazione, σ_{bkg} la sezione d'urto del fondo ed ϵ l'efficienza nel rivelare quel particolare stato finale.

⁸*Full Width at Half Maximum*, cioè la larghezza totale a metà altezza.

Capitolo 3

Funzionamento di un contatore proporzionale

La prima parte di questo capitolo presenta una descrizione dei principi sui quali si basa il funzionamento dei rivelatori a gas, in particolare le camere a *drift*, finalizzata allo studio dei rivelatori oggetto di questa tesi. Vengono perciò esaminate le interazioni elettromagnetiche che intervengono maggiormente nel passaggio in un mezzo gassoso di una particella con carica elettrica (le interazioni forti e deboli non entrano in gioco apprezzabilmente), tralasciando una trattazione completa dell'attraversamento della materia da parte della radiazione. Ogni volta che sarà necessario accennare ad un fenomeno fisico non introdotto in questa prima parte, si provvederà a riportarne una breve descrizione.

Nella seconda parte, sulla base di quanto riportato nella prima, si analizzano due tipi di rivelatori a gas: i contatori proporzionali e le camere a *drift*.

3.1 Passaggio di particelle cariche nei gas

Le interazioni che avvengono tra una particella con carica elettrica ed il mezzo (gas, liquido o solido) che essa sta attraversando, si dividono in due tipi: urti con gli elettroni e urti con i nuclei degli atomi o delle molecole. Le conseguenze sono diverse. Gli elettroni, a causa della piccola massa, possono acquistare energie elevate e non provocano apprezzabili deviazioni della par-

ticella carica (nell'ipotesi che questa sia molto più massiva dell'elettrone). I nuclei, a causa dell'elevata massa, acquistano una quantità di energia limitata facendo deviare la particella.

Si può così comprendere che la perdita di energia della particella è quasi esclusivamente dovuta agli urti anelastici con gli elettroni legati mentre le deviazioni quasi esclusivamente agli urti elastici con i nuclei. Nel caso in cui la particella che attraversa il mezzo sia un elettrone allora interviene un altro fenomeno chiamato *Bremsstrahlung* di cui si parlerà nel paragrafo 3.1.2.

3.1.1 Diffusione multipla

Le collisioni tra particelle cariche e nuclei sono governate, ignorando effetti di spin, dalla formula di Rutherford [9]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z_1 Z_2 r_e^2 \left(\frac{m_e c}{\beta p} \right)^2 \frac{1}{4 \sin^4(\theta/2)}, \quad (3.1)$$

dove l'angolo θ è la deviazione impressa alla particella, $r_e = e^2/m_e c^2 = 2.8179 \times 10^{-13} \text{ cm}$ il raggio classico dell'elettrone, Z_1 e Z_2 le cariche di particella e nucleo in unità di carica dell'elettrone, β e p velocità ed impulso della particella. A causa del termine $1/\sin^4(\theta/2)$ sono fortemente favoriti urti che imprimono piccole deflessioni. La deviazione finale di una particella che attraversa un mezzo materiale (non eccessivamente sottile) è, quindi, data da un considerevole numero N di urti di questo tipo (diffusione multipla) e la probabilità di osservare una deviazione θ segue (se $N > 20$) la distribuzione gaussiana con deviazione standard

$$\Delta\theta = Z_1 \frac{20 \text{ [MeV/c]}}{p\beta} \sqrt{\frac{x}{L_{rad}}} \left(1 + \frac{1}{9} \lg_{10} \frac{x}{L_{rad}} \right) \text{ radianti}$$

dove l'impulso p deve essere in MeV/c , x è il percorso della particella nel mezzo e L_{rad} lunghezza di radiazione, definita come il tragitto che la particella compie mediamente per ridurre la propria energia di un fattore $1/e$.

Quando il mezzo attraversato è un gas, la probabilità che avvengano urti con i nuclei è molto bassa, di conseguenza soltanto la perdita di energia gioca un ruolo importante.

3.1.2 Eccitazione e ionizzazione

Una particella dotata di carica elettrica che attraversa un mezzo gassoso perde energia principalmente tramite due processi di interazione: eccitazione e ionizzazione degli atomi o delle molecole del gas [10].

L'eccitazione si ha quando la particella carica cede ad un elettrone, legato con energia E_i ad un atomo o ad una molecola del gas, una quantità di energia tale da portarlo ad un livello energetico più alto. L'atomo ritornerà nello stato diseccitato attraverso due processi alternativi:

- fluorescenza, dove un elettrone appartenente ad un livello energetico E_j (con $E_j < E_i$) va ad occupare il livello incompleto E_i , emettendo un fotone di energia $E = E_i - E_j$ detto appunto di fluorescenza;
- effetto *Auger*, dove il fotone di energia $E = E_i - E_j$ colpisce un altro elettrone (con energia di legame $E_k < E_i - E_j$) dello stesso atomo, cedendogli tutta la sua energia (effetto fotoelettrico); questo viene emesso con energia $E = E_i - E_j - E_k$.

Quando l'energia ceduta dalla particella è superiore al potenziale di ionizzazione del mezzo allora l'elettrone abbandonerà del tutto l'atomo. Quest'ultimo è il processo fondamentale per il funzionamento dei rivelatori a gas.

È però necessario fare una distinzione tra quando la massa della particella ionizzante è molto grande rispetto a quella dell'elettrone e quando non lo è. In sostanza bisogna distinguere tra gli elettroni stessi (o positroni) e tutte le altre particelle soggette ad interazione elettromagnetica. Una particella dotata di massa elevata non subisce grosse deviazioni in seguito all'urto con gli elettroni del gas, mentre così avviene se le masse sono confrontabili. Inoltre interviene un altro processo chiamato *Bremsstrahlung* che, essendo caratterizzata da una sezione d'urto inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella, risulta trascurabile per tutte le particelle, esclusi elettroni e positroni. Esso consiste nell'emissione di un fotone da parte di un elettrone soggetto all'azione del campo elettrico di un nucleo e può essere interpretato classicamente come irraggiamento da parte di una carica accelerata. Per elettroni con energie inferiori a circa 10 MeV , la perdita di energia dovuta al *Bremsstrahlung* è trascurabile rispetto a quella dovuta alla ionizzazione, mentre per elettroni più veloci i ruoli si invertono.

Una espressione che fornisce l'energia persa per unità di lunghezza da una particella con massa molto maggiore di quella dell'elettrone è la formula di

Bethe-Bloch [11]:

$$\frac{dE}{dX} = -K \frac{Z\rho}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 E_M}{I_0^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right] \quad \text{con} \quad K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{m_e c^2} \quad (3.2)$$

dove N è in numero di Avogadro, m_e ed e sono la massa e la carica dell'elettrone, Z , A , ρ ed I_0 sono il numero atomico, il numero di massa, la densità ed il potenziale di ionizzazione del gas, mentre z e β sono la carica e la velocità della particella incidente (in unità di carica elettronica e di velocità della luce c). Inoltre E_M è l'energia massima trasferibile in un singolo urto ed è data da

$$E_M = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2}. \quad (3.3)$$

Introducendo la lunghezza ridotta x , definita come $x = \rho X$, si separa la dipendenza dell'energia persa per unità di lunghezza dalla densità del materiale attraversato:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dX}. \quad (3.4)$$

L'energia persa per unità di lunghezza ridotta ha le dimensioni $E \times L^2/M$. Si può notare che essa dipende dalla velocità β del "proiettile", ma non dalla massa (sempre nell'ipotesi che sia molto più grande di m_e).

Il grafico di figura 3.1 mostra l'andamento della perdita di energia per unità di lunghezza di alcune particelle in funzione della loro energia (in aria a pressione atmosferica) calcolata tramite la formula 3.2 di Bethe-Bloch.

Si può notare che per energie superiori al GeV tutte le particelle rilasciano sostanzialmente la stessa quantità di energia. Particelle in queste condizioni vengono chiamate particelle *al minimo di ionizzazione*.

In tabella 3.1 sono riportati, per alcuni gas, i valori dell'energia persa per unità di lunghezza ridotta e per unità di lunghezza (quest'ultimo per gas alla pressione atmosferica) delle particelle al minimo di ionizzazione [10].

Si mostrano inoltre il potenziale di ionizzazione I_0 dell'elemento, il numero atomico Z e di massa A , la densità ρ a pressione atmosferica ed altri parametri utili nel seguito.

È necessario precisare che l'energia rilasciata è il risultato di un numero discreto di singole interazioni, quindi le quantità dE/dX e dE/dx hanno il significato di media statistica.

Figura 3.1: Energia persa per unità di lunghezza da diverse particelle in funzione della loro energia.

3.1.3 Produzione di raggi delta

L'energia trasferita dalla particella ionizzante ad un elettrone del mezzo attraversato può assumere qualsiasi valore fino ad un massimo dato dall'espressione 3.3. Gli elettroni emessi con energia superiore al potenziale di ionizzazione del gas sono a loro volta in grado di ionizzare altri atomi o molecole. Questi elettroni sono chiamati *raggi delta*.

L'angolo θ con il quale viene emesso un raggio delta di energia E (rispetto alla direzione della particella), segue la legge

$$\cos^2 \theta = \frac{E}{E_M} \quad (3.5)$$

calcolata secondo l'approssimazione di elettrone libero. Se la particella è al minimo di ionizzazione allora l'energia massima E_M trasferibile in un singolo urto è notevolmente superiore all'energia che in realtà viene ceduta in una collisione tipica (E_M è superiore al MeV), perciò la quasi totalità degli elettroni delta viene emessa con θ prossimo ai novanta gradi. Il cammino libero medio di questi elettroni è solitamente molto breve (qualche μm) e quindi la direzione originaria viene rapidamente dimenticata.

In figura 3.2 e' rappresentato il numero di elettroni emessi con ener-

<i>Gas</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	ρ [$\frac{g}{cm^3}$]	I_0 [eV]	<i>I</i> [eV]	$\frac{dE}{dx}$ [$\frac{MeV}{g \times cm^{-2}}$]	$\frac{dE}{dX}$ [$\frac{KeV}{cm}$]	n_p [$\frac{coppie}{cm}$]	n_t [$\frac{coppie}{cm}$]
<i>H₂</i>	2	2	8.38×10^{-5}	15.4	37	4.03	0.34	5.2	9.2
<i>He</i>	2	4	1.66×10^{-4}	24.6	41	1.94	0.32	5.9	7.8
<i>N₂</i>	14	28	1.17×10^{-3}	15.5	35	1.68	1.96	(10)	56
<i>O₂</i>	16	32	1.33×10^{-3}	12.2	31	1.69	2.26	22	73
<i>Ne</i>	10	20.2	8.39×10^{-4}	21.6	36	1.68	1.41	12	39
<i>Ar</i>	18	39.9	1.66×10^{-3}	15.8	26	1.47	2.44	29.4	94
<i>Kr</i>	36	83.8	3.49×10^{-3}	14.0	24	1.32	4.60	(22)	192
<i>Xe</i>	54	131	5.49×10^{-3}	12.1	22	1.23	6.76	44	307
<i>CO₂</i>	22	44	1.86×10^{-3}	13.7	33	1.62	3.01	(34)	91
<i>CH₄</i>	10	16	6.70×10^{-4}	13.1	28	2.21	1.48	16	53
<i>C₄H₁₀</i>	34	58	2.42×10^{-3}	10.8	23	1.86	4.50	(46)	195

Tabella 3.1: proprietà dei principali gas utilizzati nei contatori proporzionali. L'energia persa ed il numero di coppie prodotte (per unità di lunghezza) si riferiscono a particelle al minimo di ionizzazione e gas a pressione atmosferica.

gia maggiore o uguale al valore E_0 dell'ascissa da una particella al minimo attraversante 1 cm di Argon a pressione atmosferica.

È definito come *range* il percorso che una particella compie mediamente prima di dissipare la propria energia cinetica. Il *range* di questi elettroni è calcolabile, data la loro energia iniziale, integrando la formula 3.2 di Bethe-Bloch (la perdita di energia per *Bremsstrahlung* è trascurabile alle energie con cui vengono emessi questi elettroni). Essendo però il loro cammino soggetto a bruschi cambiamenti di direzione, è opportuno introdurre la distanza in linea retta tra il punto in cui l'elettrone viene emesso ed il punto in cui esaurisce la sua energia cinetica. Tale distanza, detta *practical range* R_P (misurata in g/cm^2 : deve essere divisa per la densità ρ per ottenerla in cm), è ben approssimata dalla relazione

$$R_P = 0.71 \cdot E^{1.72} \quad (3.6)$$

valida per elettroni con energia E fino a qualche KeV (dove E deve essere

Figura 3.2: Numero di elettroni emessi con energia $\geq E_0$ (in funzione di E_0) in 1 cm di Argon a pressione atmosferica da un protone al minimo di ionizzazione. Il numero medio di coppie primarie prodotte al centimetro è $n_p = 29 \text{ cm}^{-1}$ mentre l'energia rilasciata in un singolo urto è $E_M = 1 \text{ GeV}$.

espressa in MeV). La figura 3.3 fornisce il *practical range* degli elettroni, in Argon a normali condizioni, in funzione della loro energia.

La produzione dei raggi delta ha quindi l'effetto di allargare la scia di atomi ionizzati lungo il percorso della particella, ponendo un limite inferiore alla precisione con cui si determina la posizione della traccia. Se il gas attraversato è a pressione atmosferica tale limite è stimabile in $20 - 30 \mu\text{m}$. Interverranno a peggiorare questo limite altri effetti di cui si parlerà nel seguito.

3.1.4 Ionizzazione primaria e secondaria

Si è visto che il numero totale di coppie ione-elettrone, prodotte in seguito al passaggio di una particella carica in un mezzo, è la somma di due quan-

Figura 3.3: *practical range* di elettroni verso la loro energia, misurato in Argon alla pressione di una atmosfera.

tità. La prima, detta ionizzazione primaria, consiste nel numero di atomi (o molecole) scissi in ione-elettrone direttamente dalla particella. La seconda, detta ionizzazione secondaria, consiste invece in quelli scissi da elettroni primari (raggi delta) che hanno acquistato energia superiore al potenziale di ionizzazione del gas.

Il numero totale ($\langle \#coppie \rangle$) di coppie ione-elettrone prodotte mediamente è esprimibile dalla relazione

$$\langle \#coppie \rangle = \frac{\Delta E}{I} \quad (3.7)$$

dove ΔE è l'energia rilasciata nel gas dalla particella ed I è l'effettiva energia media necessaria a scindere un atomo (o molecola) in una coppia elettrone-ione positivo. Sempre in tabella 3.1 sono riportati i valori di I , del numero medio di coppie primarie n_p e totali n_t prodotte in un centimetro di percorso (pressione atmosferica).

Per ottenere il numero di coppie prodotte in una miscela di gas, si devono sommare i dati relativi agli elementi presenti in essa, proporzionalmente alle percentuali di composizione in volume.

Quando una particella al minimo di ionizzazione attraversa una miscela gassosa composta da Ar , CO_2 , CH_4 in proporzione 90 : 9 : 1 a pressione atmosferica (che è la miscela utilizzata per i rivelatori di cui si presenta lo studio in questa tesi) si producono un numero medio di coppie primarie ione-elettrone, per unità di lunghezza, pari a

$$n_p = (n_p)_{Ar} \times 0.90 + (n_p)_{CO_2} \times 0.09 + (n_p)_{CH_4} \times 0.01 \simeq 30 \text{ coppie/cm} \quad (3.8)$$

mentre la ionizzazione totale ne fornirà

$$n_t = \frac{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Ar}}{I_{Ar}} \times 0.90 + \frac{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{CO_2}}{I_{CO_2}} \times 0.09 + \frac{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{CH_4}}{I_{CH_4}} \times 0.01 \simeq 93 \text{ coppie/cm} \quad (3.9)$$

3.1.5 Statistica della ionizzazione primaria

Determinato il numero medio di coppie primarie $\mu = n_p \times \Delta l$ prodotte da una particella che attraversa un volume di gas (Δl è la lunghezza del percorso nel gas), il numero k di coppie primarie effettivamente formate segue la distribuzione di Poisson:

$$P_k^\mu = \frac{n^k}{k!} e^{-\mu} \quad (3.10)$$

dove P_k^μ è la probabilità di avere k coppie se μ è il numero medio.

Fissate anche le k coppie primarie effettivamente prodotte, la distribuzione spaziale della j -esima coppia ($1 \leq j \leq k$) è data da

$$D_j^k(y) = \frac{k!}{(k-j)!(j-1)!} (1-y)^{k-j} y^{j-1} \quad (3.11)$$

dove $y = \frac{X}{\Delta l}$ è la coordinata normalizzata sulla lunghezza Δl del percorso della particella all'interno del volume di gas (X è la coordinata nelle unità di lunghezza utilizzate).

La definitiva distribuzione spaziale $A_j^\mu(y)$ della j -esima coppia primaria, fissato μ , si ottiene moltiplicando la distribuzione $D_j^k(y)$ per la probabilità P_k^μ su tutti i k possibili ($k \geq j$):

$$A_j^\mu(y) = \sum_{k=j}^{\infty} P_k^\mu D_j^k(y) = \frac{y^{j-1}}{(j-1)!} \mu^j e^{-\mu y} \quad (3.12)$$

Tornando alla miscela di gas da noi utilizzata, si può calcolare la probabilità P_0^μ che non si crei nessuna coppia lungo il tragitto Δl , che è l'inefficienza di un rivelatore perfetto di spessore appunto Δl .

Per $\Delta l = 1 \text{ cm}$ si ha $\mu = \Delta l \times n_p \simeq 30 \text{ coppie}$ per cui

$$1 - \epsilon_{(1cm)} = P_0^{30} = e^{-30} \simeq 10^{-13} . \quad (3.13)$$

Per $\Delta l = 1 \text{ mm}$ si ha $\mu \simeq 3 \text{ coppie}$ e quindi

$$1 - \epsilon_{(1mm)} = P_0^3 = e^{-3} \simeq 5\% , \quad (3.14)$$

dove con ϵ si è indicata l'efficienza e dove, quindi, $1 - \epsilon$ rappresenta l'inefficienza.

3.1.6 Distribuzione a gruppi di elettroni (*clusters*)

Riferendosi sempre alla miscela di gas $Ar : CO_2 : CH_4 = 90 : 9 : 1$ a pressione atmosferica, la distanza media tra due successive coppie primarie è data da

$$\langle d \rangle = \frac{1}{n_p} \simeq 330 \text{ } \mu m . \quad (3.15)$$

Osservando i grafici di figura e figura (relativi ad argon puro) si può affermare che meno dello $(0.1 \div 0.2)\%$ degli elettroni primari ha energia superiore ai 3 KeV , corrispondenti ad un *practical range* dell'ordine dei $100 \text{ } \mu m$. In sostanza il numero totale di coppie ione-elettrone è distribuito in gruppetti (*clusters*) composti da poche unità, che sorgono nelle vicinanze dei punti dove avviene la ionizzazione primaria.

Mediamente ad ogni *cluster* apparterranno $\frac{n_t}{n_p}$ elettroni, in particolare per $Ar : CO_2 : CH_4 = 90 : 9 : 1$ si ha:

$$1 \text{ cluster} = \frac{n_t}{n_p} \simeq 3 \text{ elettroni} . \quad (3.16)$$

3.2 Comportamento di cariche libere nei gas

3.2.1 Diffusione

L'energia degli ioni e degli elettroni liberati in seguito al processo di ionizzazione assume rapidamente la distribuzione dell'energia termica ϵ delle

molecole del gas, in seguito ai numerosi urti a cui queste cariche sono soggette. L'espressione di questa distribuzione di probabilità è la seguente (distribuzione di Maxwell):

$$F(\epsilon) \propto \sqrt{\epsilon} e^{\epsilon/kT} \quad (3.17)$$

dove $k = 8.61735 \times 10^{11} \text{ MeV/K}$ è la costante di Boltzmann e T è la temperatura in gradi Kelvin.

L'energia termica media per particella (intesa qui come qualsiasi corpuscolo presente nel gas, cioè atomi, molecole e ioni, ma anche elettroni liberi), calcolata tramite la teoria cinetica dei gas, a temperatura ambiente risulta essere

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{3}{2} kT \simeq 0.04 \text{ eV} \quad (3.18)$$

a cui corrispondono, per atomi e molecole, le velocità medie date in tabella 3.2.

<i>Gas</i>	λ [cm]	u [cm/sec]	D [cm ² /sec]	μ [cm ² sec ⁻¹ V ⁻¹]
<i>H₂</i>	1.8×10^{-5}	2×10^5	0.34	13.0
<i>He</i>	2.8×10^{-5}	1.4×10^5	0.26	10.2
<i>Ar</i>	1.0×10^{-5}	4.4×10^5	0.04	1.7
<i>O₂</i>	1.0×10^{-5}	5.0×10^5	0.06	2.2
<i>H₂O</i>	1.0×10^{-5}	7.1×10^5	0.02	0.7

Tabella 3.2: Cammino libero medio λ , velocità u , coefficiente di diffusione D e mobilità μ delle molecole (o degli ioni) di alcuni gas (e dell'acqua) a pressione atmosferica e temperatura ambiente.

La velocità media degli elettroni, alla stessa temperatura, è invece dell'ordine di 10^7 cm/sec a causa della minore massa. Inoltre il cammino libero medio è tipicamente il quadruplo di quello delle molecole, questa volta a causa delle dimensioni trascurabili.

Se non intervengono altri effetti una distribuzione di cariche ben localizzata si diffonde, a causa delle collisioni con le altre molecole, secondo la legge gaussiana

$$dN = N \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx \quad (3.19)$$

dove dN indica quante delle N cariche si trovano, dopo un tempo t , a distanza compresa tra il punto x e $x + dx$ dal punto di partenza. Il coefficiente di diffusione D di alcuni ioni immersi nel proprio gas è dato in tabella 3.2, insieme al cammino libero medio λ (percorso medio che le molecole e gli ioni compiono prima di incorrere in un urto). La deviazione standard della distribuzione è

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad \text{o} \quad \sigma_x = \sqrt{6Dt} \quad (3.20)$$

a seconda che si consideri una diffusione lineare o tridimensionale.

Il grafico di figura 3.4 mostra come si distribuiscono degli ioni dopo 0.1, 1 e 10 secondi in aria a condizioni normali (qui e nel seguito questa espressione indicherà che la pressione è quella atmosferica e che la temperatura è quella ambiente).

Figura 3.4: Distribuzione spaziale di ioni prodotti in aria in condizioni normali dopo 0.1, 1 e 10 secondi.

3.2.2 Processi di neutralizzazione di cariche

Oltre a diffondersi nello spazio, ioni positivi ed elettroni possono neutralizzarsi a vicenda ricombinandosi tra loro [12]. I primi possono inoltre unirsi ad uno ione negativo, estrarre un elettrone dalle pareti del contenitore ed anche trasferire la propria carica ad una molecola di tipo diverso, avente

potenziale di ionizzazione più basso. Quest'ultimo fenomeno, detto trasferimento di carica, sarà ripreso più avanti. Gli elettroni, invece, possono essere assorbiti dalle pareti del rivelatore, ma anche legarsi a molecole neutre con elevata affinità elettronica (fenomeno detto attaccamento). La probabilità h che questo ultimo processo si verifichi è data in tabella 3.3, dove si riporta anche il numero medio di collisioni al secondo ed il tempo medio necessario affinché un elettrone si "attacchi" ad una di queste molecole. Non compaiono i gas nobili e l'idrogeno perchè per essi h è quasi nulla.

<i>Gas</i>	h	N [<i>sec</i> ⁻¹]	t [<i>sec</i>]
<i>CO</i> ₂	6.2×10^{-9}	2.2×10^{11}	0.71×10^{-3}
<i>O</i> ₂	2.5×10^{-5}	2.1×10^{11}	1.9×10^{-7}
<i>H</i> ₂ <i>O</i>	2.5×10^{-5}	2.8×10^{11}	1.4×10^{-7}
<i>Cl</i>	4.8×10^{-4}	4.5×10^{11}	4.7×10^{-9}

Tabella 3.3: elettroni liberi in alcuni gas a condizioni normali. Probabilità h di attaccamento, numero medio N di collisioni al secondo e tempo medio $t = 1/(hN)$.

3.3 Comportamento di cariche libere in gas sottoposto a campo elettrico

L'azione di un campo elettrico presente nel volume occupato dal gas si concretizza in una migrazione, detta moto di deriva, degli ioni positivi verso il catodo (elettrodo a potenziale negativo) e degli elettroni verso l'anodo (elettrodo a potenziale positivo). Il moto accelerato lungo le linee del campo elettrico è frequentemente interrotto dalle collisioni con le molecole del gas, conseguentemente la massima velocità di deriva (detta anche velocità di *drift*) ottenibile è limitata.

3.3.1 Atomi e molecole ionizzati

Per quanto riguarda gli ioni, atomici o molecolari, la velocità di *drift* w è notevolmente inferiore alla velocità dovuta all'agitazione termica e risulta essere direttamente proporzionale al campo elettrico ridotto, definito come E/P dove E è il campo elettrico applicato e P è la pressione del gas. Inoltre la loro energia media, nonostante l'azione del campo, non si discosta da quelle delle molecole neutre (fino a valori elevati del campo). Diretta conseguenza di ciò è che la mobilità μ degli ioni, definita come

$$\mu = \frac{w}{E} , \quad (3.21)$$

risulta essere costante oppure, in altre parole, la velocità di *drift* è direttamente proporzionale al campo elettrico. In tabella 3.4 sono date le mobilità di alcuni tipi di ioni immersi nei gas più comunemente usati nei contatori proporzionali.

Tabella 3.4: valori sperimentali della mobilità di alcuni tipi di ioni immersi in differenti gas in condizioni normali.

Sotto l'ipotesi di un gas ideale in cui le cariche restano in equilibrio termico con le altre molecole si può dimostrare (tramite argomentazioni classiche) che il coefficiente di diffusione D e la mobilità μ sono legati dalla relazione

(nota come relazione di Einstein)

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (3.22)$$

con k costante di Boltzmann, T temperatura ed e carica dell'elettrone.

Una distribuzione di ioni ben localizzata, oltre a spostarsi nella direzione del campo elettrico con velocità w , si espande nello spazio come descritto nel paragrafo 3.2.1. Inserendo nell'equazione 3.20 la relazione di Einstein 3.22 e la definizione della mobilità 3.21, si ricava

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2kTwt}{eE}} = \sqrt{\frac{2kTx}{eE}} \quad (3.23)$$

dove nell'ultimo passaggio si è tenuto conto del fatto che lo spostamento del centro della distribuzione è dato da $x = wt$. Si nota che la deviazione standard lineare σ_x , indice di quanto è ampia la diffusione delle cariche, è indipendente sia dal tipo di ioni che dal gas, come è anche evidente dal grafico di figura 3.7. Tale figura mostra, inoltre, la deviazione standard della distribuzione dei tempi di *drift*.

La mobilità μ di uno ione immerso in una miscela di gas è calcolabile tramite la legge di Blanc:

$$\frac{1}{\mu} = \sum_{j=1}^n \frac{p_j}{\mu_j} \quad (3.24)$$

dove p_j è la percentuale del j -esimo degli n gas presenti nella miscela e μ_j è la mobilità dello ione immerso nel j -esimo gas.

Ioni diversi hanno quindi mobilità diverse e di conseguenza anche diverse velocità di *drift*. Interviene però il processo detto trasferimento di carica, introdotto nel paragrafo 3.2.2, che in breve fa in modo che le cariche positive siano cedute ad una unica specie di molecola. La probabilità che uno ione positivo ceda la propria carica ad una molecola neutra strappandole un elettrone, cresce con il diminuire della differenza tra i due potenziali di ionizzazione (il potenziale di chi cede l'elettrone deve comunque essere inferiore o uguale a quello di chi lo acquista).

Sono necessari tra i 100 ed i 1000 urti affinché ciò avvenga. Dato che (cfr. tabella 3.2) il cammino libero medio per molecole in gas sotto normali condizioni è dell'ordine di 10^{-5} cm, dopo un percorso compreso tra $10^{-3}/p$ cm e $10^{-2}/p$ cm, dove p è la percentuale del gas con il più basso potenziale di

Figura 3.5: deviazione standard spaziale σ_x e temporale σ_t per ioni dopo una lunghezza di *drift* di 1 *cm* in funzione del campo elettrico (gas in condizioni normali).

ionizzazione, tutti gli ioni dovrebbero aver trasferito la propria carica alle molecole di quest'ultima specie.

3.3.2 Elettroni liberi

La differenza fondamentale tra gli ioni e gli elettroni liberi consiste nel fatto che questi ultimi, causa la piccola massa, sono notevolmente accelerati dall'azione del campo elettrico e quindi possono incrementare decisamente la loro energia cinetica tra due successive collisioni con le molecole del gas. L'energia media degli elettroni liberi è quindi superiore a quella termica e la loro mobilità non è costante. Secondo una teoria dovuta a Townsend la velocità di *drift* è esprimibile da

$$w = \frac{eE\tau}{2m_e}, \quad (3.25)$$

dove τ è il tempo medio che intercorre tra due collisioni successive che dipende a sua volta dal campo elettrico E . Per alcuni gas questa dipendenza è molto forte (effetto Ramsauer) perchè, quando la lunghezza d'onda degli elettroni liberi approssima quella degli elettroni legati, entrano in gioco processi quantistici. La distribuzione dell'energia non è più quindi quella di Maxwell e l'energia media può superare quella termica anche di parecchi ordini di grandezza.

Schematizziamo i risultati principali della teoria sulla deriva degli elettroni nei gas. Se il campo elettrico è tale che solo pochi elettroni siano in grado di ionizzare altri atomi, la distribuzione di energia è esprimibile da

$$F(\epsilon) = \sqrt{\epsilon} \exp \left[- \int \frac{3\Lambda(\epsilon)\epsilon d\epsilon}{[eE\lambda(\epsilon)]^2 + 3\epsilon kT\Lambda(\epsilon)} \right] \quad (3.26)$$

dove $\Lambda(\epsilon)$ è l'inelasticità, cioè la frazione di energia lasciata in ogni impatto sotto forma di energia vibrazionale e rotazionale, mentre $\lambda(\epsilon)$ è il cammino libero medio. Esso è dato da

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \quad (3.27)$$

dove

$$N = 2.69 \times 10^{19} \frac{P}{760} \frac{273}{T} \text{ molecole/cm}^3 \quad (3.28)$$

è il numero di molecole per unità di volume a temperatura T e pressione P in $mmHg$. Se la sezione d'urto elastica $\sigma(\epsilon)$ e l'inelasticità sono note, allora la distribuzione $F(\epsilon)$ è calcolabile. La velocità di *drift* ed il coefficiente di diffusione sono esprimibili in funzione di essa:

$$w(E) = -\frac{2eE}{3m_e} \int \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\partial [F(\epsilon)u^{-1}]}{\partial \epsilon} d\epsilon \quad (3.29)$$

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon \quad (3.30)$$

dove $u = \sqrt{2\epsilon/m_e}$ è la velocità istantanea di un elettrone con energia ϵ .

Per una miscela di gas sono valide le seguenti regole:

$$\sigma(\epsilon) = \sum p_i \sigma_i(\epsilon) \quad (3.31)$$

$$\sigma(\epsilon)\Lambda(\epsilon) = \sum p_i\sigma_i(\epsilon)\Lambda_i(\epsilon) \quad (3.32)$$

dove l'indice i caratterizza i vari gas presenti e le p_i sono le percentuali di composizione.

In figura 3.6 si mostrano le velocità di *drift* degli elettroni in miscele composte da argon, anidride carbonica e metano in diverse percentuali [13], in funzione del campo elettrico ridotto E/P (a pressione atmosferica e temperatura ambiente). Sono indicati anche i dati relativi alla "nostra" miscela $Ar : CO_2 : CH_4 = 90 : 9 : 1$.

Figura 3.6: velocità di *drift* di elettroni in argon, anidride carbonica e metano in diverse percentuali (a pressione atmosferica e temperatura ambiente), in funzione del campo elettrico ridotto E/P .

Per quanto riguarda la diffusione degli elettroni, essa segue sempre la legge gaussiana 3.19 con deviazione standard 3.20, con la differenza che il coefficiente di diffusione D dipende dal campo elettrico, come è evidente dall'equazione 3.30 e precedenti. In figura 3.7 è riportata la deviazione standard σ_x della diffusione degli elettroni in alcuni gas e miscele.

La determinazione della posizione di una traccia lasciata da una particella che ha attraversato la camera a *drift* si basa sulla misura del tempo che gli elettroni impiegano a raggiungere l'anodo, dal quale si risale alla distanza

Figura 3.7: deviazione standard spaziale (calcolata e misurata) della diffusione di elettroni in alcuni gas e miscele (a pressione atmosferica) soggetti a campo elettrico, dopo un percorso di *drift* di 1 *cm*.

percorsa. È quindi intuibile che una elevata deviazione standard σ_x influisce negativamente sulla precisione della misura.

3.3.3 Effetti di un campo magnetico sul moto di deriva degli elettroni

La forza di Lorentz, agente su una carica in moto, trasforma ogni piccolo tratto rettilineo tra urti successivi in traiettorie elicoidali, variando la distribuzione di energia. Gli effetti principali di ciò sono la riduzione della velocità di *drift* (almeno per campi elettrici non elevati) ed il fatto che il percorso delle cariche non avviene più lungo le linee del campo elettrico.

Non approfondiamo però questo argomento perchè nell'esperimento E835,

per il quale sono stati costruiti i due rivelatori oggetto di questa tesi, non ci sarà alcun campo magnetico tale da non poter essere trascurato.

3.3.4 Campo elettrico elevato: fenomeno della moltiplicazione a "valanga"

Per valori del campo elettrico superiori ad alcuni KeV/cm , gli elettroni liberi possono, tra un urto e l'altro, acquistare energia sufficiente ad eccitare o ionizzare le molecole (o gli atomi) del gas.

Esistono diversi tipi di eccitazione. I gas nobili possono eccitarsi e diseccitarsi unicamente nel modo descritto nel paragrafo 3.1.2, in seguito all'assorbimento e all'emissione di un fotone. L'eccitazione delle molecole poliatomiche può anche essere di natura rotazionale e vibrazionale e l'energia acquistata viene dispersa tramite urti elastici.

Quando l'energia degli elettroni supera il potenziale di ionizzazione delle molecole, gli urti possono avere come conseguenza la formazione di ulteriori coppie ione-elettrone. La probabilità che ciò avvenga è massima per elettroni aventi energia intorno ai $100 eV$, come si può vedere in figura 3.8.

Figura 3.8: probabilità di ionizzazione degli atomi (o molecole) di alcuni gas tramite urto con elettroni, in funzione dell'energia degli elettroni.

Il cammino libero medio di ionizzazione è definito come la distanza che un

elettrone percorre mediamente tra un urto e l'altro. L'inverso del cammino libero medio di ionizzazione è chiamato il primo coefficiente di Townsend (α) e rappresenta il numero di coppie per unità di lunghezza mediamente create. Per bassi valori di α sono valide le approssimazioni dovute a Korff

$$\frac{\alpha}{P} = A e^{-BP/E} \quad (3.33)$$

$$\alpha = KN\epsilon, \quad (3.34)$$

con A , B e K costanti date in tabella 3.5, P pressione del gas, E campo elettrico, N numero di molecole per unità di volume ed ϵ energia degli elettroni.

<i>Gas</i>	A [$cm^{-1}Torr^{-1}$]	B [$V cm^{-1}Torr^{-1}$]	K [cm^2V^{-1}]
<i>He</i>	3	34	0.11×10^{-17}
<i>Ne</i>	4	100	0.14×10^{-17}
<i>Ar</i>	14	180	1.81×10^{-17}
<i>Xe</i>	26	350	
<i>CO₂</i>	20	466	

Tabella 3.5: parametri che compaiono nell'approssimazione di Korff per il primo coefficiente di Townsend.

In figura 3.9 si mostra il rapporto tra il primo coefficiente di Townsend e la pressione del gas in funzione del campo elettrico ridotto.

Vediamo le conseguenze degli urti ionizzanti in una regione con campo elettrico uniforme. Un singolo elettrone, percorrendo un tragitto di lunghezza media α^{-1} , ionizzerà una molecola liberando un nuovo elettrone. Entrambi, dopo un altro tratto α^{-1} , prodorranno un ulteriore elettrone e così faranno questi ultimi quattro. Consideriamo n elettroni: dopo un cammino dx il nuovo numero di elettroni sarà incrementato di $dn = n\alpha dx$ che, integrato, fornisce

$$M \equiv \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}, \quad (3.35)$$

Figura 3.9: rapporto tra il primo coefficiente di Townsend e la pressione di alcuni gas nobili in funzione del campo elettrico ridotto.

dove abbiamo definito il fattore di moltiplicazione M come il rapporto tra il numero di elettroni liberi che si hanno dopo un percorso x di *drift* ed il numero di elettroni iniziale n_0 .

Nel caso di un campo elettrico non uniforme il fattore di moltiplicazione tra due punti x_1 ed x_2 , posti lungo le linee del campo elettrico, è

$$M \equiv e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx} . \quad (3.36)$$

Il fenomeno appena descritto è comunemente chiamato moltiplicazione a valanga. La forma che assume la distribuzione di cariche di ionizzazione è una goccia allungata dove gli elettroni sono localizzati nella parte anteriore (verso l'anodo) mentre gli ioni positivi, circa mille volte più lenti, restano nella parte posteriore (diretti verso il catodo), come schematizzato in figura 3.10.

Si noti che metà degli ioni è localizzata nella parte anteriore della goccia, essendo stata prodotta nell'ultimo cammino libero medio di ionizzazione.

Quando il numero di cariche prodotte nella valanga è tale che il campo elettrico interno ad essa uguaglia quello esterno, incominciano ad avvenire processi di ricombinazione tra ioni ed elettroni aventi come conseguenza l'emissione di fotoni. Questi producono nuove coppie ione-elettrone che possono

Figura 3.10: forma e posizione delle cariche prodotte in una moltiplicazione a valanga dovuta ad un elevato campo elettrico. Gli elettroni si dirigono verso l'anodo e gli ioni verso il catodo.

generare nuove valanghe. Principalmente ciò avviene vicino alla testa o alla coda della valanga, dove il campo elettrico è più intenso. Il susseguirsi del processo degenera poi in una scarica detta *streamer*. L'innesco di questo fenomeno fissa un limite superiore al fattore di moltiplicazione M dato dalla condizione di Raether:

$$\alpha x \simeq 20 \quad \Rightarrow \quad M \simeq 10^8 . \quad (3.37)$$

In realtà esistono altri processi che intervengono prima ancora del raggiungimento del limite di Raether. Infatti nella regione investita dalla moltiplicazione a valanga avviene, oltre alla ionizzazione, anche l'eccitazione di molti atomi, i quali possono diseccitarsi emettendo un fotone la cui energia minima (11.6 eV per l'argon) è generalmente inferiore al potenziale di ionizzazione del catodo (7.7 eV per il rame). L'assorbimento di questi fotoni da parte del catodo può concludersi con l'emissione di un nuovo elettrone che originerà una valanga. Se il gas utilizzato è argon puro non è possibile raggiungere valori del fattore di moltiplicazione superiori a $10^3 \div 10^4$ senza incorrere nell'innesco di scariche permanenti. Inoltre gli ioni positivi di

argon, raggiunto il catodo, si neutralizzano estraendo un elettrone. Lo scambio energetico è bilanciato o dall'emissione di un fotone o dall'estrazione di un ulteriore elettrone dal metallo costituente il catodo. Entrambi i processi portano alla generazione di valanghe secondarie.

3.4 Scelta della miscela gassosa per i rivelatori a gas

Il gas utilizzato nei contatori proporzionali deve fornire un elevato guadagno (fattore di moltiplicazione M) senza dover ricorrere ad eccessivi campi elettrici e soprattutto senza entrare nel regime di scarica. Per poter soddisfare a queste ed altre richieste è necessario ricorrere a delle miscele di gas.

I gas nobili offrono fattori di moltiplicazione più alti rispetto a quelli dei gas poliatomici. Questi ultimi, infatti, possono disperdere l'energia acquistata negli urti in modi in competizione con la ionizzazione, quali la dissociazione molecolare ed i moti rotazionali e vibrazionali (oltre che l'eccitazione). È logico quindi utilizzare un gas nobile come componente principale della miscela. Generalmente è scelto l'argon per motivi di costo.

Si è però visto nel paragrafo 3.3.4 che con gas nobili puri non è possibile superare guadagni di $10^3 \div 10^4$ senza entrare in regime di scarica. L'aggiunta di una percentuale limitata di gas poliatomici quali anidride carbonica (CO_2), metano (CH_4), isobutano (C_4H_{10}) o etilene (C_2H_4) ha come conseguenza l'assorbimento dei fotoni emessi dal gas principale (per esempio il metano è molto efficiente nell'assorbire fotoni con energia compresa tra 7.9 e 14.5 eV e copre quindi il *range* dei fotoni emessi dall'argon), con dispersione dell'energia per mezzo dei fenomeni sopra citati e non tramite l'emissione di elettroni. Inoltre l'aggiunta di un 10% di gas poliatomico, il quale ha potenziale di ionizzazione più basso del gas nobile, fa in modo che la distanza media percorsa da uno ione di argon prima di incorrere in un urto con trasferimento di carica (cfr. §3.3.1) sia dell'ordine di $10^{-2} \div 10^{-1}$ cm. In breve, quindi, gli unici ioni migranti restano quelli del gas poliatomico i quali, giunti sul catodo, solo raramente si neutralizzano emettendo fotoni o elettroni secondari.

L'introduzione di una percentuale di gas poliatomico ha perciò l'effetto, detto smorzamento di scarica o *quenching*, di impedire l'innescò della scarica

fino a guadagni anche molto elevati e permette di raggiungere valori del fattore di moltiplicazione dell'ordine di 10^6 .

Volendo ottenere guadagni ancora superiori è possibile introdurre una piccola quantità, l'uno o il due per cento, di gas elettronegativi come il freon (CF_3B_2) o il bromuro di etile ($C_2H_5B_5$), che catturano gli elettroni emessi dal catodo bloccando gli eventuali processi secondari. Questi gas possono però legarsi anche agli elettroni di ionizzazione peggiorando le caratteristiche del rivelatore.

Ci sono inoltre due controindicazioni nell'uso dei gas poliatomici. La prima è che metano, isobutano ed etilene sono esplosivi (non lo è l'anidride carbonica, ma ha proprietà di smorzamento inferiori). La seconda consiste nel fatto che gli ioni poliatomici possono polimerizzare una volta giunti a contatto con il catodo, formando uno strato di isolante che si deposita su di esso. Gli ioni ultimi arrivati si depositano di conseguenza sull'isolante senza riuscire a neutralizzarsi. Si genera così un forte campo elettrico che estrae elettroni dal catodo, causando scariche continue. Si può ovviare a questo inconveniente introducendo un elemento non polimerizzante come vapore di alcool propilico (C_3H_7OH) o di *methylal* ($(OCH_3)_2CH_2$).

L'inserimento di gas elettronegativi e non polimerizzanti non è però strettamente necessario.

3.5 Contatori proporzionali

Si può ora esaminare in quale modo rivelatori a gas sfruttano i fenomeni fisici fin qui descritti per segnalare il passaggio di una particella carica.

3.5.1 Geometria cilindrica

Una particella al minimo di ionizzazione, che attraversa un centimetro di gas, libera mediamente un numero di elettroni n_t dell'ordine delle 100 unità. Ipotezzando che tutta la carica venga raccolta da uno degli elettrodi, l'ampiezza del segnale elettrico prodotto è

$$V = \frac{n_t \times e}{C},$$

che, con una capacità C del sistema tipicamente dell'ordine delle decine di pF , assume valori non superiori ai μV , troppo piccola per essere rivelata.

L'ampiezza del segnale può però essere aumentata di vari ordini di grandezza applicando un campo elettrico in grado di provocare la moltiplicazione a valanga.

Una coppia di elettrodi piani e paralleli ha lo svantaggio di generare un campo elettrico uniforme. La valanga può perciò avere origine in qualsiasi punto e la carica liberata, che dipende dalla distanza tra questo punto e l'elettrodo positivo, non porta nessuna informazione sull'energia rilasciata dalla particella. Inoltre, visto che in tutto il volume del rivelatore il valore del campo elettrico è sufficiente a generare la moltiplicazione, è elevata la probabilità dell'innescò di valanghe spurie.

Una geometria cilindrica coassiale permette di superare questi inconvenienti. Lungo l'asse di un cilindro costituito da materiale conduttore, viene teso un filo metallico mantenuto ad un potenziale più alto (il filo è quindi l'anodo ed il cilindro il catodo). Le due basi del cilindro sono costituite da un materiale isolante che ha il duplice compito di sostenere i supporti del filo e di impedire la fuoriuscita della miscela di gas. Il campo elettrico è massimo vicino al filo anodico e diminuisce, allontanandosi da esso, come $1/r$ dove r è la distanza dall'asse del cilindro. In un contatore proporzionale, il valore della differenza di potenziale tra anodo e catodo è scelto in modo che il campo elettrico sia sufficiente, in quasi tutto il volume del cilindro, a provocare soltanto il moto di deriva delle cariche liberate dalle ionizzazioni primarie e secondarie. Solamente a distanze dall'asse inferiori a pochi raggi del filo anodico, il campo è tale da produrre la moltiplicazione a valanga. In questo modo, il punto di inizio della moltiplicazione non dipende più dal luogo dove è avvenuta la ionizzazione primaria. La carica raccolta dall'anodo è quindi proporzionale al numero di coppie prodotte direttamente dalla particella ionizzante e perciò proporzionale anche all'energia che questa ha depositato nel rivelatore.

Si ribadisce che un rivelatore del tipo descritto agisce come un contatore proporzionale solo per determinati valori della differenza di potenziale applicata. In figura 3.11 si mostra come la carica raccolta dipenda dalla tensione tra gli elettrodi (per due diverse specie di particelle ionizzanti).

Per basse tensioni dominano i processi di neutralizzazione della cariche e solo parte degli elettroni liberati giungono all'anodo. Aumentando il potenziale si entra nella regione in cui tutte le cariche prodotte vengono raccolte ed il rivelatore viene definito camera a ionizzazione. Superata una certa soglia V_T il campo elettrico vicino al filo anodico è sufficientemente elevato

Figura 3.11: comportamento di un contatore cilindrico in funzione della differenza di potenziale applicata agli elettrodi, per particelle α e β .

perchè abbia inizio la moltiplicazione. Questa è la regione in cui il rivelatore funziona da contatore proporzionale. Il guadagno massimo ottenibile aumentando la differenza di potenziale, mantenendo la proporzionalità tra l'energia rilasciata ed il segnale elettrico prodotto, dipende dal tipo di gas utilizzato e può essere, con particolari miscele di gas, dell'ordine di 10^6 (cfr. §3.4). Oltre tali valori si entra in una regione detta a proporzionalità limitata dove il campo elettrico incomincia ad essere distorto dalla gran quantità di elettroni che circondano il filo anodico. Ad un certo punto la carica raccolta non dipende più dall'energia depositata dalla particella, cioè si ha una saturazione del guadagno. Infine, per tensioni ancora più alte, incominciano i processi di emissione di fotoni, precedentemente descritti (cfr. §3.3.4), e la generazione di valanghe sparse: di conseguenza il filo viene circondato in tutta la sua lunghezza da elettroni e ioni. In questa regione il contatore viene detto di Geiger-Muller, dopodichè, aumentando ancora la tensione, si entra nel regime di scarica.

3.5.2 Calcolo del fattore di moltiplicazione M

Chiamiamo a e b rispettivamente i raggi del filo anodico e del cilindro costituente il catodo. La capacità C per unità di lunghezza del sistema è

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(b/a)}, \quad (3.38)$$

dove $\epsilon_0 \simeq 8.85 \text{ pF/m}$ è la costante dielettrica nei gas. Il potenziale ed il campo elettrico ad una distanza r dall'asse del cilindro sono esprimibili come

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{a} = \frac{V_0}{\ln \frac{b}{a}} \ln \frac{r}{a}, \quad (3.39)$$

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} = \frac{V_0}{\ln \frac{b}{a}} \frac{1}{r} \quad (3.40)$$

dove $V_0 = V(b)$ è la differenza di potenziale complessiva e si è posta nulla la tensione $V(a)$ dell'anodo.

Ricordiamo che l'inverso del primo coefficiente di Townsend α è il libero cammino medio di ionizzazione. Nella regione di moltiplicazione si ha che l'energia media acquistata da un elettrone tra due urti successivi è

$$\epsilon = \frac{eE}{\alpha} \quad (3.41)$$

che unita alle equazioni 3.40 e 3.34 fornisce

$$\epsilon = \sqrt{\frac{eCV_0}{2\pi\epsilon_0 KN}} \frac{1}{r} \quad (3.42)$$

e

$$\alpha(r) = \sqrt{\frac{KNCV_0}{2\pi\epsilon_0}} \frac{1}{r}. \quad (3.43)$$

Il fattore di moltiplicazione M può essere ottenuto dalla sua definizione 3.36, assumendo che la moltiplicazione a valanga si inneschi a distanza r_c dall'asse, distanza a cui il campo elettrico raggiunge il valore critico E_c :

$$M = \exp \left[\int_a^{r_c} \alpha(r) dr \right]. \quad (3.44)$$

Se V_T è il valore della tensione di polarizzazione oltre il quale incominciano ad innescarsi le moltiplicazioni, allora risulta

$$E_c = \frac{V_T}{\ln \frac{b}{a}} \frac{1}{a}. \quad (3.45)$$

Infatti se $V_0 = V_T$ l'innescamento delle valanghe avviene a distanze $r_c \simeq a$. D'altra parte, per tensioni V_0 generiche (maggiori però di V_T), si ha

$$E_c = \frac{V_0}{\ln \frac{b}{a}} \frac{1}{r_c}, \quad (3.46)$$

per cui

$$\frac{V_0}{r_c} = \frac{V_T}{a}. \quad (3.47)$$

Troviamo quindi

$$E_c = \frac{V_T}{\ln \frac{b}{a}} \frac{1}{a} = \frac{CV_T}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{a} \quad (3.48)$$

dove nell'ultimo passaggio si è tenuto conto della 3.38.

Sostituendo l'equazione 3.43 nella 3.44 ed integrando si ottiene

$$M = \exp \left[2\sqrt{\frac{eKNCV_0a}{2\pi\epsilon_0}} \left(\sqrt{\frac{V_0}{V_c}} - 1 \right) \right]. \quad (3.49)$$

Per valori elevati del fattore di moltiplicazione, si trova sperimentalmente che la relazione tra $\lg M$ e V è quasi lineare. In particolare si osserva che vale l'espressione approssimata

$$M \propto e^{\gamma(V_0 - V_T)} \quad (3.50)$$

3.5.3 Formazione del segnale

Il processo di moltiplicazione incomincia, generalmente, a distanza di alcuni raggi anodici dall'asse del rivelatore; il filo anodico usato nelle due camere a *straws* ha diametro $20 \mu m$ quindi tale distanza potrebbe essere per esempio $50 \mu m$. Considerando che la velocità di deriva degli elettroni è tipicamente di circa $5 cm/\mu sec$, si conclude che tutti questi sono raccolti dall'anodo in circa $1 nsec$. Dopo un tempo così breve gli ioni non si sono ancora sostanzialmente

mossi dal punto, prossimo all'anodo, in cui si sono formati ed iniziano solo ora il loro "lento" moto verso il catodo.

Il segnale indotto da una carica Q , che si sposta radialmente di un tratto dr verso un elettrodo, è

$$dv = \frac{Q}{lCV_0} \frac{dV}{dr} dr, \quad (3.51)$$

dove l è la lunghezza del rivelatore e perciò lC è la capacità totale del sistema. La maggior parte delle coppie ione-elettrone si formano vicino all'anodo (metà di esse nell'ultimo cammino libero medio di ionizzazione), quindi il contributo maggiore al segnale è dato dal movimento degli ioni. Immaginando che tutte le cariche vengano prodotte a distanza λ dall'asse del cilindro, i contributi degli elettroni (segnale negativo sull'anodo) e degli ioni (segnale positivo sul catodo) sono rispettivamente

$$v^- = -\frac{Q}{lCV_0} \int_a^{a+\lambda} \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{a+\lambda}{a} \quad (3.52)$$

$$v^+ = \frac{Q}{lCV_0} \int_{a+\lambda}^b \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{b}{a+\lambda} \quad (3.53)$$

che, sommati, forniscono l'ampiezza del segnale indotto complessivamente:

$$v = v^+ + v^- = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{b}{a} = -\frac{Q}{lC}. \quad (3.54)$$

Nell'ultimo passaggio si è tenuto conto dell'espressione 3.38 della capacità per unità di lunghezza.

Il rapporto tra i due contributi è

$$\frac{v^-}{v^+} = \frac{\ln(a+\lambda) - \ln a}{\ln b - \ln(a+\lambda)} \quad (3.55)$$

Il valore di λ è dell'ordine di $1 \mu m$ e sostituendo le misure $a = 10 \mu m$ e $b = 2.5 mm$, relativi alla più piccola delle due camere a *straws*, si trova che circa il 99% del segnale è causato dagli ioni. Trascurando quindi il contributo degli elettroni si può determinare lo sviluppo temporale del segnale, assumendo che gli ioni si spostino dalla superficie anodica al catodo con mobilità costante. Dalla definizione 3.21 di mobilità segue

$$\frac{dr}{dt} = \mu E = \frac{\mu CV_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}, \quad (3.56)$$

da cui

$$\int_a^r r \, dr = \frac{\mu CV_0}{2\pi\epsilon_0} \int_0^t dt \quad (3.57)$$

che, eseguito l'integrale, fornisce

$$r(t) = \left(a^2 + \frac{\mu CV_0}{\pi\epsilon_0} t \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (3.58)$$

Allora il segnale indotto risulta essere

$$v(t) = - \int_0^t dv = - \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r(t)}{a} = - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \quad (3.59)$$

dove, nell'ultimo passaggio, si è inserita l'espressione 3.58 di $r(t)$ e si è definito

$$t_0 \equiv \frac{\pi\epsilon_0 a^2}{\mu CV_0} .$$

Inoltre si può ottenere il tempo totale T di *drift* degli ioni, imponendo $r(T) = b$:

$$T = \frac{\pi\epsilon_0(b^2 - a^2)}{\mu CV_0} . \quad (3.60)$$

Si noti che $v(T) = -Q/lC$, come deve essere. Unendo queste ultime due espressioni, nell'approssimazione $a \ll b$, si ottiene la relazione approssimata $t_0 \simeq \frac{a^2}{b^2} T$

Riferendosi sempre ai tubi a *drift* del rivelatore più piccolo, si calcola che la capacità per unità di lunghezza è $C \simeq 10 \text{ pF/m}$. La mobilità degli ioni in argon è data in tabella 3.2 e la differenza di potenziale mantenuta tra anodo e catodo è circa 1500 V. Con questi dati il tempo totale di *drift* degli ioni risulta essere dell'ordine dei 100 μsec , troppo lungo per permettere al rivelatore di conteggiare un elevato numero di eventi al secondo (*rate*). Dall'equazione 3.59 si può però notare che

$$v(t_0) \simeq \frac{Q}{2lC} , \quad (3.61)$$

cioè che il segnale raggiunge circa la metà della sua massima ampiezza già in tempi dell'ordine del nanosecondo. Si usa quindi terminare il contatore con una resistenza di carico R , tale che la costante di tempo del sistema $\tau = RlC$

(dove lC è sempre la capacità totale del tubo) sia molto minore del tempo T . In tal modo il segnale $v(t)$ viene derivato e, perciò, trasformato in un impulso di corrente molto breve dato da

$$i(t) = lC \frac{d(t)}{dt} = -\frac{QC}{4\pi\epsilon_0 l} \frac{1}{t_0 + t} \quad (3.62)$$

che ha massima ampiezza nell'istante $t = 0$:

$$i_{max} = i(0) = -\frac{\mu QC^2 V_0}{4\pi^2 \epsilon_0^2 a^2} . \quad (3.63)$$

Considerando un numero tipico di 10^6 atomi ionizzati nel processo di moltiplicazione, corrispondenti ad una carica raccolta $Q = 10^6 e$ (e è la carica dell'elettrone), si calcola che i_{max} è dell'ordine della decina di μA .

In figura 3.12 si mostra l'effetto della derivazione del segnale proveniente da un contatore proporzionale a seconda della costante di tempo τ del sistema.

Figura 3.12: andamento temporale dell'impulso di un contatore proporzionale per alcuni valori della costante di tempo di derivazione; T è il tempo di *drift* totale degli ioni.

3.6 Camere a deriva

3.6.1 Principio di funzionamento

Le camere a *drift* sono dei rivelatori a gas studiati per determinare la posizione della traccia lasciata da una particella che attraversa il volume occupato dal gas. Come nei contatori proporzionali il volume gassoso è sottoposto ad un campo elettrico in grado di trasportare le cariche e di generare, nei pressi dell'anodo, la moltiplicazione a valanga. Quindi anche per le camere a *drift* la struttura più semplice è quella cilindrica.

Il funzionamento di questo tipo di rivelatore si basa sul fatto che esiste una relazione tra la distanza di *drift* x percorsa dagli elettroni liberati dalla particella ed il tempo che essi impiegano. Ricordando la definizione della velocità di *drift* w , tale relazione è

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w dt , \quad (3.64)$$

dove t_0 e t_1 sono rispettivamente l'istante in cui le cariche sono prodotte e l'istante in cui avviene la moltiplicazione. Con una velocità di *drift* costante la relazione diventa lineare

$$x = (t_1 - t_0) w . \quad (3.65)$$

Misurando l'intervallo di tempo $t_1 - t_0$ si risale quindi alla distanza di *drift* percorsa dagli elettroni. Un singolo tubo a *drift* può perciò fornire una stima della distanza minima tra il filo anodico e la traiettoria della particella, tramite la misura dell'intervallo di tempo $t_1 - t_0$. Una camera a *drift*, come le camere a *straws* oggetto di questo studio, è generalmente costituita da vari tubi o cannuce (*straws* è il termine inglese). Le informazioni fornite sono tante quante le cannuce attraversate dalla particella. Combinando tutti i dati raccolti si possono determinare, a seconda della geometria del rivelatore, i parametri della traiettoria.

È possibile misurare la velocità di *drift* investendo il rivelatore con un fascio uniforme di particelle e registrando la distribuzione dN/dt dei tempi di *drift*; infatti

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{ds} \frac{ds}{dt} = k w(t) \quad (3.66)$$

dove k è una costante. L'integrazione di $w(t)$ fornisce poi una misura indiretta della relazione tra spazio e tempo.

3.6.2 Misura del tempo di deriva degli elettroni

Esistono degli strumenti elettronici chiamati *TDC* (*Time to Digital Converter*) in grado di associare ad ogni coppia di impulsi elettrici che gli sono inviati in ingresso, un numero proporzionale alla loro distanza temporale. Questo numero è detto *numero di canali TDC* infatti l'intervallo di tempo massimo misurabile di un *TDC* è diviso in intervalli uguali, detti *canali TDC*, ai quali corrisponde di conseguenza una determinata frazione di tempo, detta *tempo/canale*. L'intervallo di tempo Δt che intercorre tra i due segnali è perciò dato da

$$\Delta t = \text{numero canali TDC} \times \text{tempo/canale} .$$

Un unico modulo *TDC* è fornito generalmente di 16 o 32 canali diversi e può quindi gestire altrettanti tubi proporzionali. Per determinare i vari tempi di *drift* si deve disporre di un ulteriore rivelatore (solitamente un odoscopio) che abbia il compito di segnalare al *TDC* l'istante in cui si ha il passaggio della particella, cioè l'istante in cui avviene la ionizzazione. L'impulso inviato da questo rivelatore è detto *start* o inizio del conteggio. I segnali di stop, uno per ogni cannucchia attraversata, sono invece quelli provenienti proprio dai tubi a *drift* causati dall'arrivo sugli anodi della valanga di elettroni. Negli intervalli di tempo così misurati è però compresa la differenza tra i ritardi dovuti ai cavi ed all'elettronica dei due rivelatori, della quale si deve tenere conto. Questo sistema di utilizzo del *TDC* è detto *common start*, infatti il segnale di inizio del conteggio giunge contemporaneamente a tutti i canali. Esiste anche la configurazione di utilizzo opposta, detta *common stop*, in cui le *straws* inviano i vari segnali di *start* ed il rivelatore aggiuntivo il comune segnale di stop.

3.6.3 Precisione intrinseca della misura

Oltre all'incertezza sulla conoscenza della relazione spazio-temporale relativa al moto di deriva degli elettroni, esistono tre effetti (due dei quali già accennati in precedenza) che influiscono negativamente sulla precisione con cui si risale alla posizione della traccia:

- la ionizzazione secondaria, dovuta ai raggi δ , che non ha luogo esattamente lungo il percorso della particella e pone un limite inferiore alla precisione della misura di $20 \div 30 \mu m$;

- la diffusione degli elettroni durante il moto di deriva verso l'anodo, alla quale è associata una deviazione standard temporale $\sigma_t = \sigma_x/w$ (in caso di w costante) dove σ_x è data dall'equazione 3.20;
- la fluttuazione della posizione, lungo la traiettoria della particella, in cui avviene la ionizzazione primaria; questo effetto influisce maggiormente a brevi distanze di *drift*.

In figura 3.13 si mostrano gli andamenti delle deviazioni standard spaziali associate agli ultimi due fenomeni ed alla dispersione dovuta all'apparato elettronico, in funzione della distanza x , di una camera a *drift*.

Figura 3.13: precisione intrinseca misurata di una camera a *drift* in funzione della distanza di *drift* e sua scomposizione in tre diversi contributi.

L'incertezza temporale dovuta al circuito elettronico dipende anche dall'ampiezza del segnale del rivelatore ed generale un buon dispositivo la contiene entro un paio di nanosecondi.

Capitolo 4

Camere a tubi proporzionali per l'esperimento E835 al Fermilab

Questa tesi presenta lo studio di due camere a tubi proporzionali progettate e costruite per l'esperimento E835 al *Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL)* che è in fase di presa dati dal settembre 1996.

Le due camere fanno parte di un complesso di rivelatori a geometria cilindrica, chiamati rivelatori interni, che ha lo scopo di ricostruire la posizione delle tracce delle particelle, dotate di carica elettrica, prodotte nella reazione protone-antiprotone. Precisamente la funzione del sistema di camere è fornire una misura dell'angolo azimutale ϕ con il quale vengono emesse le particelle.

4.1 Struttura geometrica

Ciascuno dei due rivelatori è costituito da due strati cilindrici di 64 cannuccie (*straw*), costruite in *mylar* alluminizzato sulla superficie interna. I due strati sono adiacenti e sfasati tra loro di mezza cannuccia, come si può vedere in figura 4.1 dove è mostrata la sezione di uno dei due rivelatori.

I diametri delle cannuccie della camera più piccola misurano 5 e 5.4 *mm* rispettivamente per lo strato interno e per quello esterno, mentre la lunghezza di ciascuna di esse è 182 *mm*. Le cannuccie della camera più grande hanno diametri di 11.1 e 12.1 *mm* e lunghezza di 414 *mm*.

Figura 4.1: camere a *straw*: sezione perpendicolare all'asse. I centri delle cannucce sono disposti lungo delle circonferenze di raggio 51.6, 56.4, 114, 124.4 *mm* rispettivamente per lo strato interno ed esterno della camera piccola e grande.

I sostegni delle *straw* sono delle flange in stesalite di spessore massimo 12 *mm*, dotate di intercapedini che permettono al gas di fluire dentro le cannucce. Altro compito delle flange è quello di sostenere i cosiddetti *pin*, supporti in rame dorato che tengono in tensione un filo di tungsteno (anch'esso dorato) di diametro 20 μm , teso lungo l'asse di ciascuna *straw*.

La stesalite è un materiale isolante, è perciò possibile mantenere una differenza di potenziale, detta tensione di polarizzazione, tra il filo (potenziale positivo \rightarrow anodo) e la parete alluminizzata della cannucchia (collegata a massa \rightarrow catodo). Ciascuno di questi sistemi, *straw*-miscela di gas-filo conduttore, costituisce un contatore proporzionale o meglio, visto l'utilizzo, un tubo a *drift*. Si deve precisare che le pareti delle cannucce (spessore di 0.08 *mm*)

sono conduttrici internamente (superficie alluminizzata), ma isolanti esternamente (foglio di *mylar* di spessore 0.08 mm). Ogni tubo è quindi isolato dagli altri e l'eventuale rottura di un filo anodico non compromette il funzionamento dell'intera camera. I due rivelatori sono costruiti con materiali leggeri (*mylar* e stesalite) al fine di minimizzare la diffusione multipla delle particelle cariche e la conversione dei fotoni.

Le camere sono disposte in modo che i loro assi siano coincidenti con l'asse del fascio di antiprotoni, cosicché siano coperti tutti i valori possibili dell'angolo azimutale ϕ ed un'ampia regione dei valori dell'angolo polare θ ; precisamente $15^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ per la camera interna e $15^\circ \leq \theta \leq 65^\circ$ per la camera esterna.

Per ragioni meccaniche, le cannucce adiacenti appartenenti allo stesso strato non sono perfettamente a contatto, ma sono distanziate di 0.06 , 0.13 , 0.19 e 0.17 mm rispettivamente per lo strato interno ed esterno della camera piccola e della camera grande. L'unione di questi vuoti con lo spessore 0.8 mm delle pareti delle *straw* costituisce uno spessore (*crack*) inefficace a rivelare il passaggio delle particelle. Di conseguenza l'accettanza geometrica in ϕ è stimata essere circa il 94% ed il 95%, per gli strati interno ed esterno della camera piccola, e circa il 97% per entrambi gli strati della camera grande. Lo sfasamento di mezza cannucchia tra i due strati di una stessa camera ha il duplice scopo di ovviare a questo inconveniente (lo strato esterno copre le zone "buie" dello strato interno) e di risolvere l'ambiguità destra-sinistra nella determinazione dell'angolo ϕ . Le due camere sono inoltre sfasate tra loro di un quarto di cannucchia, corrispondente ad un angolo di $\pi/128\text{ rad}$. Lo scopo di ciò è ancora quello di non mettere in corrispondenza i *crack*.

Una vista laterale della camera interna è schematizzata in figura 4.2. Si possono notare i due supporti tramite i quali essa viene fissata al corpo del sistema di pompe del getto di idrogeno. La camera esterna è invece bloccata tramite una ulteriore flangia metallica. Ambedue i rivelatori si autosostengono, le flange di stesalite opposte a quelle di sostegno sono infatti sospese nel vuoto.

Figura 4.2: vista laterale della camera a *straw* interna.

4.2 Impianto per il flusso della miscela gassosa

La scelta della miscela di gas è ricaduta su argon, anidride carbonica e metano in proporzione 90 : 9 : 1 poichè essa offre una elevata velocità di *drift* degli elettroni (cfr. figura 3.6) e quindi aumenta la rapidità di esecuzione del rivelatore. Ciò è fondamentale in un esperimento come E835 che lavora a frequenze di conteggio molto elevate. Un altro vantaggio è che la velocità di *drift* satura, cioè raggiunge un valore pressochè costante, già ad un valore non troppo elevato del campo elettrico (circa $10^3 V/cm$ come si può vedere in figura 3.6). Considerando che il valore del campo, in funzione della distanza dall'asse del tubo a *drift*, varia secondo l'equazione 3.40 e che si impostano tensioni di polarizzazione intorno ai 1500 V, si può concludere che la velocità di deriva degli elettroni è pressochè costante in tutto il volume delle cannuce. La relazione che lega distanza di *drift* ed il tempo di *drift* è quindi approssimativamente lineare (equazione 3.65). Infine, trascurando la pic-

cola percentuale di metano, questa miscela non è infiammabile, particolare non trascurabile dal punto di vista delle pratiche burocratiche riguardanti i sistemi di sicurezza del Fermilab.

Il ricambio del gas è fornito tramite un impianto totalizzante due tubi di ingresso più due di uscita, per la camera interna, e quattro tubi di ingresso più quattro di uscita per quella esterna. Gli ingressi sono inseriti in una delle flange in stesalite e le uscite nell'altra (in posizioni opposte in angolo azimutale per la camera piccola ed una ogni 90° per la camera grande). Ciò è stato fatto per assicurare il riempimento ed il flusso continuo di gas in tutte le cannuce, nonostante queste, per motivi di spazio, siano disposte in parallelo e non in serie rispetto al flusso.

La pressione del gas nelle camere, appena superiore a quella atmosferica, è mantenuta tramite un'ampolla (*bubbler*) contenente paraffina liquida, dove vengono immersi gli ultimi millimetri del tubo di deflusso del gas. Tramite le bolle create dalla fuoriuscita del gas è possibile verificare il corretto funzionamento dell'impianto.

4.3 Apparato elettronico

In seguito ai test svolti nel laboratorio di Torino su un prototipo di camera a *straw*, è apparsa palese la necessità di accorciare il più possibile i fili che collegano gli anodi dei tubi a *drift* con gli ingressi del circuito elettronico per l'amplificazione e la gestione dei segnali. Questo perché gli amplificatori utilizzati, che assicurano un elevato guadagno per soddisfare alle richieste discusse nel seguito, sono molto sensibili ai disturbi presenti in ingresso, i quali aumentano decisamente con la lunghezza dei collegamenti.

Si è così deciso di sistemare l'apparato elettronico, ed anche il circuito per la distribuzione dell'alta tensione, direttamente sulla parte posteriore della camera e di sostenerlo tramite le sporgenze che i *pin* hanno verso l'esterno. Precisiamo che per parte posteriore (*downstream*) si intende la parte del rivelatore che il fascio di antiprotoni incontra per ultima. Vale ovviamente il viceversa per la parte anteriore (*upstream* o "in avanti").

Vediamo ora come è strutturato quest'apparato, incominciando dalla descrizione dei suoi componenti fondamentali: gli amplificatori.

4.3.1 Amplificatori ASD

Il funzionamento dell'apparato elettronico si basa sull'utilizzo dei circuiti integrati ASD (*Amplifier-Shaper-Discriminator*) aventi dimensioni $1\text{cm} \times 1\text{cm}$. Ciascuno di essi è dotato di 8 canali composti da un'amplificatore, uno *shaper* (dispositivo in grado di "correggere" la forma del segnale) ed un discriminatore, costruiti su un substrato di silicio [14].

Le caratteristiche degli amplificatori ASD, che ne hanno determinato la scelta, sono le seguenti:

- breve tempo di integrazione dei segnali in ingresso (circa 6 ns)
- buona risoluzione temporale di due impulsi consecutivi (circa 20 ns)
- bassa potenza assorbita ($15\text{ mW}/\text{canale}$ più almeno $3\text{ mW}/\text{canale}$ per pilotare le uscite)
- interferenza interna tra i canali (*crosstalk*) quasi inesistente.
- uscite differenziali

Il primo stadio del circuito integrato consiste in un preamplificatore-integratore che ha il compito di convertire la carica elettrica, immagazzinata dal filo anodico dei tubi proporzionali, in segnale di tensione e di aumentarne l'ampiezza. Il guadagno di questo primo stadio è di circa $2.5\text{ mV}/fC$, l'impedenza di ingresso è $115\ \Omega$ e la potenza assorbita inferiore ai $4\text{ mW}/\text{canale}$.

Nel secondo stadio lo *shaper* elimina la coda del segnale, trasformandolo in un impulso di breve durata ed amplificandolo ulteriormente (guadagno $\simeq 6$). L'assorbimento è di $4\text{ mW}/\text{canale}$.

Infine, nel terzo stadio, il discriminatore confronta l'ampiezza dell'impulso con il valore della tensione di soglia imposta dall'esterno sui piedini V_{th} dell'integrato. Se tale valore è superato viene inviato in uscita un segnale digitale differenziale. La potenza assorbita dal terzo stadio è di $7\text{ mW}/\text{canale}$. Il livello della soglia può essere stabilito separatamente per ogni canale impostando una tensione compresa tra 0 V e -2.5 V sugli ingressi V_{th} (8 per ogni integrato). L'amplificazione totale della catena amplificatore-shaper-discriminatore è elevata ($\simeq 20\text{ mV}/fC$) e permette al sistema di essere sensibile, dipendentemente anche dal guadagno della camera, all'arrivo dei primi *clusters*. In tal modo è sufficiente che il dispositivo raccolga la carica in

ingresso per tempi brevi (il tempo di integrazione dell'amplificatore è infatti 6 ns), riducendo l'incertezza sulla determinazione del tempo di *drift* e, quindi, ottimizzando la risoluzione spaziale. Si ottiene inoltre un aumento dell'efficienza relativa a quelle particelle che, attraversando le *straw* vicino alle pareti, producono un limitato numero di coppie ione-elettrone.

Lo schema del circuito per l'alimentazione di questi integrati è mostrato in figura 4.3.

I componenti principali sono i quattro stabilizzatori di tensione (LM317 per la tensione positiva e LM337 per quella negativa) che mantengono una tensione costante sui piedini di uscita (funzione del rapporto tra le resistenze inserite tra i piedini V_{OUT} , ADJ , V_{IN} , nel nostro caso le tensioni sono +3 V e -3 V) compensando eventuali variazioni nella tensione di ingresso (+6 V e -6 V) fornita dal generatore.

In figura 4.4 si riporta invece lo schema del circuito per la stabilizzazione delle tensioni di soglia, che si basa sull'utilizzo di amplificatori operazionali (due per ciascun integrato LT1013) in configurazione invertente e con amplificazione unitaria. Il generatore deve quindi fornire una tensione positiva in modo che la tensione di soglia inviata all'ASD sia negativa.

4.3.2 Circuiti di polarizzazione e di test-in

In figura 4.5 si mostra lo schema di una delle *straw* con il relativo circuito dell'alta tensione e del *test-in*, fino alla connessione con l'amplificatore.

La resistenza $R_{HV} = 10 M\Omega$ ha il compito di limitare la corrente assorbita dal tubo a *drift* in caso di rottura del filo anodico e conseguente cortocircuito con il catodo. Assumendo una tensione di polarizzazione HV di circa 1500 V l'intensità di corrente risulta

$$I_{cortocircuito} = \frac{HV}{R_{HV}} \simeq 150 \mu A$$

che, anche nel caso di rottura di più fili, qualsiasi generatore di alta tensione può fornire.

La funzione del condensatore $C_{HV} = 220 pF$ è quella di disaccoppiare l'alta tensione di polarizzazione dal resto del circuito.

Lo scopo del circuito di *test-in* è invece quello di permettere l'invio di una carica nota nell'ingresso del dispositivo di amplificazione. Ciò per-

mette di verificare il funzionamento del sistema elettronico e studiarne le caratteristiche, disaccoppiandolo dalla camera.

Tramite un generatore di impulsi si trasmette al condensatore $C_{test} = 1 \text{ pF}$ un segnale quadro di tensione $v_{in}(t)$ di ampiezza V_0 . La relazione che lega tensione e corrente in un condensatore è

$$i \, dt = C \, dv$$

da cui

$$i_{in}(t) = C_{test} \frac{dv_{in}}{dt} .$$

Dato che nell'amplificatore ASD si imposta una tensione di soglia V_{th} negativa, perché negativo è il segnale proveniente dalla camera a *straw*, solo il fronte di discesa del segnale $v_{in}(t)$ è in grado di produrre una risposta in uscita. La carica iniettata nell'amplificatore è data dall'integrale temporale della corrente:

$$Q_{in} = \int i_{in}(t) \, dt \simeq C_{test} V_0 \int \delta(t) \, dt = -C_{test} V_0 . \quad (4.1)$$

Regolando l'ampiezza V_0 del segnale $v_{in}(t)$ tramite un attenuatore, possiamo variare a piacere la carica inviata in ingresso.

Nelle figure 4.6 e 4.7 si mostrano in dettaglio gli schemi dei circuiti per l'alta tensione e per il *test-in*.

4.3.3 Disposizione dell'elettronica

L'apparato elettronico di ciascuna delle due camere consiste in quattro piastrine (*board*) con forma a corona e dimensioni tali da poter essere applicate, una sull'altra, sulla flangia in stesalite dal lato *downstream*. I quattro strati sono collegati tra loro tramite *pin*¹ e connettori (con il maschio saldato su uno strato e la femmina sull'altro) che permettono il collegamento delle piste elettriche.

I componenti elettronici utilizzati, così come i connettori, sono del tipo *SMD*² a montaggio superficiale. Il disegno delle piastrine è stato realizzato a partire da uno schema fornito dall'Università della Pennsylvania, mentre costruzione è stata eseguita al *Cern*.

¹Supporti metallici ad incastro

²Surface Mounted Device

La prima corona, più vicina alla flangia, provvede alla distribuzione dell'alta tensione ai fili anodici ed al disaccoppiamento dal resto del circuito (cfr. figura 4.6). Nella seconda è montato il circuito di *test-in* con i relativi diodi di protezione (cfr. figura 4.7). Le ultime due corone sono divise in otto "spicchi", intercambiabili e rimovibili indipendentemente. Ciò assicura la possibilità di sostituire un eventuale ottante danneggiato con uno di ricambio (*spare*) senza intervenire su quelli funzionanti. Ogni ottante della terza corona (figura 4.8) contiene 2 dei 16 circuiti integrati ASD (8 canali ciascuno) per un totale di 128 canali per camera, come il numero di *straw*.

Ciascun ottante della quarta corona contiene invece il circuito di alimentazione (figura 4.3) degli amplificatori, il circuito di stabilizzazione delle soglie (figura 4.4) ed il connettore per il cavo di collegamento con l'esterno. La soglia è fornita indipendentemente a ciascun ASD per poter compensare le probabili diversità nelle caratteristiche dei vari *chip*.

La piastrina dell'alta tensione è connessa tramite 128 *pin*, uno per ogni tubo proporzionale, a quella del *test-in*, che a sua volta è collegata agli ottanti della terza corona da 16 connettori *SMD* (8 maschi ed 8 femmine) a 25 *pin*. I contatti tra questi "spicchi" e quelli della quarta corona sono stabiliti invece da connettori a 51 *pin* (sempre *SMD*).

Le tensioni di alimentazione, le masse (analogica e digitale), le soglie ed i segnali di *test-in* sono forniti tramite gli stessi 8 cavi (anche essi con connettori *SMD* a 51 *pin*) che portano le uscite degli ASD alla strumentazione esterna e che sono inseriti in altrettanti connettori saldati sugli ottanti dell'ultima corona.

Gli apparati elettronici delle due camere sono diversi nelle dimensioni, ma identici nella struttura generale.

4.4 Strumentazione esterna

Si descrive nei prossimi paragrafi la strumentazione delle camere a *straw* posta all'esterno del sistema di rivelatori di E835. Essa è divisa in due parti, una situata nel *pit*³ e l'altra in *counting room*⁴.

³Sala attraversata dal tunnel dell'accumulatore di antiprotoni, nella quale sono posti i rivelatori.

⁴Sala di controllo, situata sopra il *pit*.

4.4.1 Nel pit

I 16 cavi (8 per camera) che collegano i rivelatori con l'esterno sono connessi, dopo una giunzione, ad un pannello posto a pochi metri di distanza. Esso ha il compito di distribuire le soglie, le alimentazioni elettroniche ed i segnali di *test-in* ed inoltre di trasferire, invariati, i segnali di uscita degli amplificatori ad altri 16 cavi piatti. Questi ultimi conducono ad 8 moduli elettronici (*receiver+stretcher*), costruiti dalla sezione elettronica del Fermilab, che trasformano i segnali differenziali provenienti dai rivelatori in segnali *ECL*⁵ di durata 10 ns.

4.4.2 In counting room

Le 32 tensioni di soglia sono fornite da 8 moduli elettronici DAC⁶ (modello CAMAC 052 Module Quad Unipolar DAC) dotati di 4 canali ciascuno e comandati via software. La variazione minima impostabile e' di 5 mV. I quattro segnali di *test-in* (1 per ciascuno strato di cannucce) sono generati da impulsatori con uscite attenuate. Gli alimentatori dell'elettronica sono 4 generatori della LAMBDA ELECTRONICS (modello LLS5018), 2 per ciascuna camera (+6 V e -6 V). Questi dispositivi, posti in counting room, ed il pannello, situato nel *pit*, sono collegati tramite cavi di lunghezza circa 30 metri. I due generatori dell'alta tensione (uno per camera) sono del tipo CAEN N126, collegati alla corona della distribuzione dell'alta tensione dal lato *upstream*.

I 16 cavi piatti provenienti dalle uscite dei *receiver* raggiungono 8 TDC (modello LE CROY 3377) dotati di 32 ingressi ciascuno, programmati per lavorare nella configurazione di *common stop* (cfr. §1.6.2). Questi TDC sono del tipo chiamato *multi hit*, capaci di memorizzare i tempi di più segnali (massimo 16) "caduti" nella finestra temporale impostata. L'efficienza del TDC è garantita per segnali di durata non inferiore ai 5 ns. Il valore di un canale TDC è scelto essere 1 ns (altre possibilità sono 0.5 ns e 2 ns) corrispondente, per velocità di *drift* di 45 $\mu\text{m}/\text{ns}$, ad una definizione di 45 nm. Le finestre temporali di lettura sono impostabili separatamente per ogni TDC.

⁵Segnale logico con livello 1 indicato dalla tensione -1.75 V e con livello 0 indicato dalla tensione -0.90 V

⁶Dispositivi che trasformano un numero binario in un segnale in tensione analogico

In figura 4.9 si mostra lo schema generale di tutto l'apparato elettronico, con precisata la divisione /em PIT-counting room.

Figura 4.3: Schema del circuito per l'alimentazione degli amplificatori ASD.

Figura 4.4: Schema del circuito di stabilizzazione delle soglie.

Figura 4.5: Schema di una *straw* con il relativo circuito dell'alta tensione e del *test-in*.

Figura 4.6: Schema del circuito per la distribuzione dell'alta tensione.

Figura 4.7: Schema del circuito di *test-in*.

Figura 4.8: Contenuto di un ottante della terza corona. È indicata la numerazione dei piedini degli integrati ASD.

Figura 4.9: Schema generale della disposizione dell'elettronica delle camere a *straw*.

Capitolo 5

Prove sperimentali sulle camere a tubi proporzionali

Nel periodo compreso tra il settembre '95 e l'aprile '96 ho partecipato alla fase finale della costruzione delle due camere a *straw*, alle prove sperimentali eseguite sia su un prototipo che sulla camera interna ed ai test dell'apparato elettronico che ha portato ad alcune modifiche nello schema iniziale del circuito.

Nel novembre '95 ho inoltre preso parte ad ulteriori prove della camera interna, eseguite su un fascio di test al CERN¹ e, in seguito, ho svolto l'analisi dei dati per ricavare le caratteristiche del rivelatore.

Tra aprile e giugno, a Fermilab, ho partecipato alla messa a punto ed all'installazione dei due rivelatori e, tra agosto ed ottobre, alla prima fase dell'acquisizione dati. Del lavoro svolto durante questi periodi si parlerà in dettaglio nel prossimo capitolo.

5.1 Misure eseguite sul prototipo

Per effettuare le prove in laboratorio si dispone di un prototipo di camera a *straw* costituito da 16 tubi a *drift* del diametro di 5 *mm*, identici alle cannucce che costituiscono lo strato interno della camera più piccola. In figura 5.1 se ne mostra la sezione.

¹Centro Europeo per la Ricerca Nucleare.

Figura 5.1: sezione trasversale ai tubi del prototipo di camera a *straw*.

L'apparato elettronico per l'amplificazione dei 16 segnali contiene quindi due circuiti integrati *ASD* (8 canali ciascuno). Lo schema del circuito elettrico per l'invio delle soglie e l'alimentazione degli amplificatori è stato fornito direttamente dai costruttori degli *ASD* e, salvo alcune modifiche, è lo stesso utilizzato per l'elettronica delle due camere.

5.1.1 Guadagno dei tubi proporzionali

È possibile stimare il guadagno dei tubi proporzionali tramite l'invio di una carica nota attraverso il circuito di *test-in*, confrontando la risposta dell'apparato elettronico con la risposta che esso ha quando la carica giunge dalle *straw*.

Si dispone di un generatore di impulsi capace di fornire segnali di tensione rettangolari con fronti di salita e di discesa molto rapidi (pochi *nsec*), collegato ad un attenuatore variabile per ottenere ampiezze dell'ordine dei *mV*. Si illustra qui di seguito la procedura seguita.

Si stabilisce una frequenza del segnale prodotto dal generatore di impulsi che non sarà mai cambiata: $\nu = 4000 \text{ Hz}$. Si imposta inoltre una determinata ampiezza V_0 di tale segnale. Si regola la tensione V_{th} della soglia dell'amplificatore *ASD* in modo tale che gli impulsi in grado di superare tale

soglia siano la metà di quelli inviati in ingresso, cioè 2000 ogni secondo. Si può così affermare che la carica inviata in ingresso è rivelata in uscita con un'efficienza del 50%.

Ora si posiziona una sorgente di raggi X (Fe^{55}) sopra la camera e si spegne il generatore di impulsi senza scollegarne il cavo, così da non alterare le condizioni di lavoro. Si accende poi l'alimentatore ad alta tensione della camera e si aumenta il voltaggio fino a quando il numero di eventi rivelati ogni secondo (*rate*) si stabilizza su un valore costante, non risentendo più di un ulteriore aumento della tensione. In tal modo siamo certi di aver raggiunto la piena efficienza. Si trova un valore di circa 54000 Hz . Incrementando ancora il voltaggio si arriva nella zona in cui il numero di conteggi ricomincia ad aumentare per gli effetti descritti nel paragrafo 3.3.4.

Adesso si cerca quel valore dell'alta tensione che ci porta ad avere una frequenza di conteggio pari a circa 27000 Hz , corrispondente di nuovo al 50% di efficienza. Non avendo variato il valore V_{th} della tensione di soglia si conclude che il segnale prodotto dalla camera è equivalente, in quantità di carica, a quello precedentemente inviato tramite il generatore di impulsi.

Dopo che si è tolta la sorgente si riporta la tensione di polarizzazione al valore corrispondente alla completa efficienza, per controllare che il numero di conteggi (rumore) sia trascurabile rispetto al *rate* in presenza della sorgente. Un esame del livello del rumore in funzione di soglia ed alta tensione è stato comunque fatto in precedenza ed ha mostrato che è lecito considerarlo ininfluenza nell'esecuzione della misura qui descritta.

È ora possibile ricavare il numero di elettroni raccolti dal filo anodico tramite la relazione

$$\#elettroni = \frac{Q_{in}}{e} \quad ,$$

dove $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C è la carica dell'elettrone e Q_{in} è ricavabile dalla relazione 4.1.

Per risalire ad una stima del guadagno (G_{camera}) della camera corrispondente al valore dell'alta tensione impostato, serve solo più il numero medio di coppie ($\langle \#coppie \rangle$) ione-elettrone generate da un fotone emesso dalla sorgente utilizzata. Infatti il guadagno è definito proprio come il rapporto tra queste due quantità:

$$G_{camera} = \frac{\#elettroni}{\langle \#coppie \rangle} = \frac{Q_{in}}{\langle \#coppie \rangle \times e} \quad . \quad (5.1)$$

Un fotone emesso dal Fe^{55} ha energia $E_\gamma = 5.9 \text{ KeV}$ e interagisce, in un gas composto prevalentemente da argon come la miscela che riempie il prototipo, quasi esclusivamente tramite effetto fotoelettrico su elettroni delle orbite K ed L . In tabella 5.1 è schematizzato in dettaglio ciò che può accadere [11].

Probabilità	Interazione e conseguenza
80%	fotoelettrico su elettrone K $E_{elettrone} = 5.9 - 3.2 = 2.7 \text{ KeV}$ + elettroni Auger $E_{elettroni} = 3.2 \text{ KeV}$
16%	fotoelettrico su elettrone K $E_{elettrone} = 5.9 - 3.2 = 2.7 \text{ KeV}$ + fluorescenza $K - L$ $E_{fotone} = 2.9 \text{ KeV}$ + fluorescenza $L - M$ $E_{fotone} = 0.3 \text{ KeV}$
4%	fotoelettrico su elettrone L $E_{elettrone} = 5.9 - 0.3 = 5.6 \text{ KeV}$ + fluorescenza $L - M$ $E_{fotone} = 0.3 \text{ KeV}$

Tabella 5.1: successioni di fenomeni fisici che avvengono in seguito all'interazione di un fotone da 5.9 KeV con un atomo di Argon.

Nel primo caso tutta l'energia del raggio X è rilasciata ad elettroni di ionizzazione, nel secondo soltanto 2.7 KeV e nel terzo 5.6 KeV . Inoltre il fotone da 0.3 KeV , emesso negli ultimi due casi, interagisce sempre liberando elettroni, mentre ciò non è sempre vero nel caso dei fotoni da 2.9 KeV .

Durante la ricerca della piena efficienza con l'aumento della tensione di polarizzazione, ci si è fermati sul primo *plateau* trovato, corrispondente quindi

a quegli eventi che rilasciano in elettroni l'energia maggiore (5.9 KeV). Possiamo di conseguenza supporre che la tensione di polarizzazione raggiunta, ed a maggior ragione quella impostata per dimezzare i conteggi del *plateau*, non sia sufficiente per rivelare gli eventi che rilasciano solo 3 KeV. Consideriamo quindi questi ultimi ininfluenti sulla misura.

Nella miscela $Ar : CO_2 : CH_4 = 90 : 9 : 1$, un evento che rilascia un'energia $E = 5.9 \text{ KeV}$ produce un numero medio di coppie ione-elettrone stimato da

$$\langle \#coppie \rangle = 0.9 \frac{E}{I_{Ar}} + 0.09 \frac{E}{I_{CO_2}} + 0.01 \frac{E}{I_{CH_4}} \simeq 222 \text{ coppie} \quad (5.2)$$

dove $I_{Ar} = 26 \text{ eV}$, $I_{CO_2} = 33 \text{ eV}$, $I_{CH_4} = 28 \text{ eV}$ sono le energie medie necessarie per creare una coppia nei tre gas presi singolarmente [10].

È necessario precisare la differenza sostanziale tra la rivelazione di particelle cariche al minimo di ionizzazione e la rivelazione di raggi X . Nel primo caso la ionizzazione avviene lungo il percorso della particella, con la formazione di *cluster* secondo la statistica descritta nel paragrafo 1.1.5. Le cariche prodotte non giungono quindi contemporaneamente sull'anodo, ma dopo tempi di deriva diversi a seconda del punto di origine. Nel secondo caso l'elettrone emesso per effetto fotoelettrico ha energia uguale a 2.7 KeV (5.6 KeV nel 4% dei casi) e quindi (cfr. figura 3.3) *practical range* di circa 100 μm . Il tempo di raccolta di una distribuzione di cariche così circoscritta è, contrariamente al caso precedente, limitato a pochi nanosecondi e quindi sostanzialmente tutte le coppie create contribuiscono all'ampiezza del segnale.

A questo punto, presa nota del primo dato $G_{camera} \leftrightarrow \text{alta tensione}$, si spegne l'alimentatore di alta tensione, si riaccende il generatore di impulsi, si regola una nuova ampiezza V_0 del segnale e si ripete la misura. I valori trovati sono riportati in tabella 5.2.

In figura 5.2 si riporta il grafico del guadagno della camera in funzione della tensione di polarizzazione stimato seguendo la procedura descritta.

Assumendo che il guadagno dipenda dalla tensione di polarizzazione secondo la legge [9]:

$$G_{camera} \propto e^{\gamma V} \quad (5.3)$$

si trova che il coefficiente γ ha approssimativamente il valore 0.011 V^{-1} .

Non si è potuto indagare il guadagno della camera per valori della tensione di polarizzazione superiori a quelli raggiunti perché si era oramai giunti al

V_0 [mV]	Q_{in} [fC]	Q_{in} [e ⁻]	$-V_{th}$ [V]	HV [V]	G_{camera}
2.50	4.5	28000	0.90	/	/
2.75	4.95	31000	0.98	/	/
3.00	5.4	34000	1.06	1004	152.0
3.50	6.3	39000	1.16	1014	177.4
4.00	7.2	45000	1.26	1030	202.7
4.875	8.775	55000	1.44	1042	247.0
5.875	10.575	66000	1.59	1062	297.7
7.50	13.5	84000	1.70	1081	380.1
9.625	17.325	108000	1.74	1099	487.8
12.19	21.94	137000	1.78	1115	617.7
15.31	27.56	172000	1.79	1131	775.9
19.69	35.44	222000	1.80	1154	997.7
24.38	43.875	274000	1.81	1177	1235.2
30.31	54.56	341000	1.82	1202	1536
39.38	70.875	443000	1.83	1218	1995.3
48.75	87.75	548000	1.84	1238	2470.4
60.94	109.69	686000	1.85	1259	3088.1

Tabella 5.2: Guadagno camera verso alta tensione e corrispondenza tra $-V_{th}$ e Q_{in} .

limite della saturazione dell'amplificatore. Infatti la carica inviata all'ingresso del circuito elettrico, prodotta dalla moltiplicazione delle 222 coppie primarie liberate in seguito all'assorbimento del fotone X , è decisamente superiore alla carica raccolta in seguito al passaggio di una particella al minimo di ionizzazione.

Durante la presa dati dell'esperimento E835 il rivelatore dovrà essere sensibile anche a segnali prodotti dalla moltiplicazione di pochi *cluster*. Sarà perciò necessario aumentare il valore dell'alta tensione e quindi il guadagno della camera, al fine di inviare all'amplificatore un segnale apprezzabile.

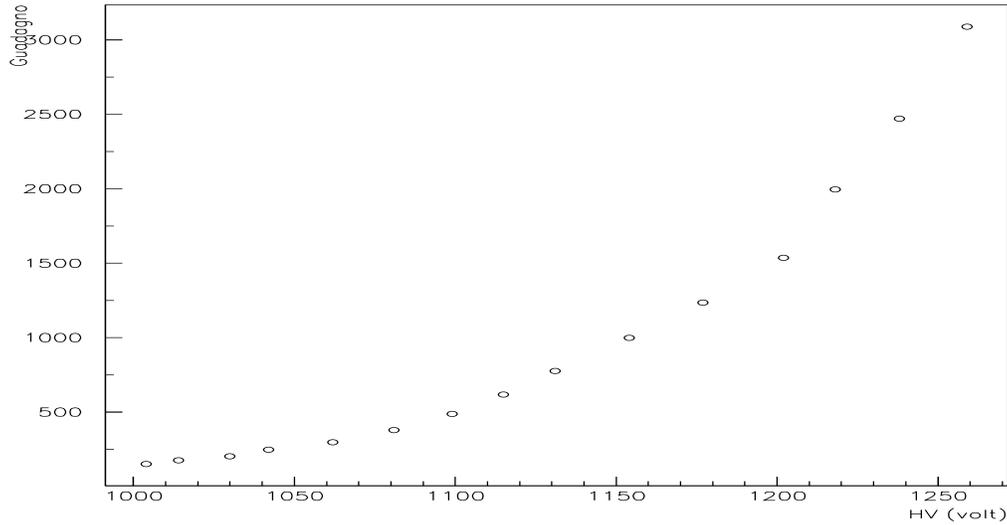


Figura 5.2: guadagno della camera in funzione della tensione di polarizzazione.

5.1.2 Stima della soglia

Osservando in tabella 5.2 la corrispondenza tra la carica Q_{in} ed i valori V_{th} della tensione di soglia, si perviene ad una stima della quantità di carica necessaria per superare, il 50% delle volte, il livello minimo imposto tramite la soglia.

In figura 5.3 si osserva che la relazione è lineare fino a valori della tensione di soglia poco superiori ad 1 volt (30000 ÷ 40000 elettroni), poi incomincia una zona di non linearità ed infine si arriva alla saturazione per $V_{th} \geq 1.6 V$ (~ 70000 elettroni).

5.1.3 Velocità di deriva

Sono state eseguite misure con una sorgente β^- (Rutenio) che hanno fornito stime preventive delle caratteristiche della camera (efficienza e risoluzione), ma che non vengono qui presentate perchè misure più precise saranno mostrate nel seguito sulla base dei dati raccolti durante il test al *CERN*.

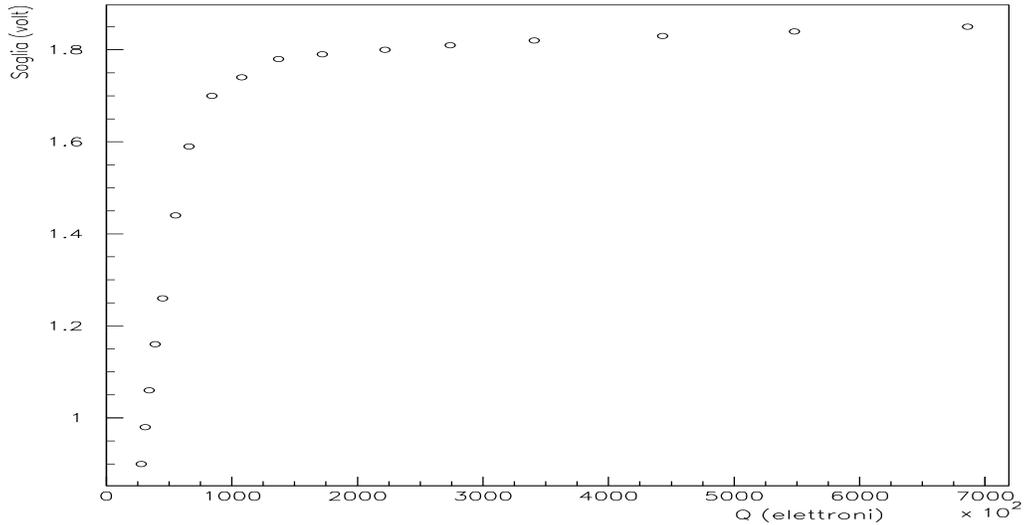


Figura 5.3: corrispondenza tra tensione di soglia e carica rivelata con un'efficienza del 50%.

In questo paragrafo ci si limita a verificare l'ipotesi che la velocità di deriva degli elettroni, nella miscela di gas utilizzata ($Ar : CO_2 : CH_4 = 90 : 9 : 1$), sia costante, entro qualche percento, in tutta la camera e che abbia un valore in accordo con quello deducibile dalla figura 3.6 (circa $45 \mu m/nsec$).

Si imposta una tensione di polarizzazione HV di $1380 V$, una soglia V_{th} di $-1.47 V$ e si posiziona la sorgente di elettroni β^- a circa $10 cm$ dalle cannuce del prototipo di camera a *straw*, collimandola con blocchi di piombo. L'istogramma di figura 5.4 mostra il numero degli eventi "caduti" in ciascuno dei canali del TDC.

Il TDC è utilizzato nella configurazione di *common stop* (cfr. §3.6.2), quindi eventi con brevi tempi di deriva si dispongono nella zona più a destra dell'istogramma e viceversa. Si può notare che il numero dei conteggi diminuisce più gradualmente a sinistra. Ciò è dovuto all'aumento dell'inefficienza man mano che diminuisce la distanza tra la traccia ed il bordo del tubo. Dal lato destro invece non si verifica un incremento dell'inefficienza. Infatti, se una traccia è distante meno di qualche raggio anodico dall'anodo stesso, è possibile che il *cluster* più vicino non sia moltiplicato a sufficienza,

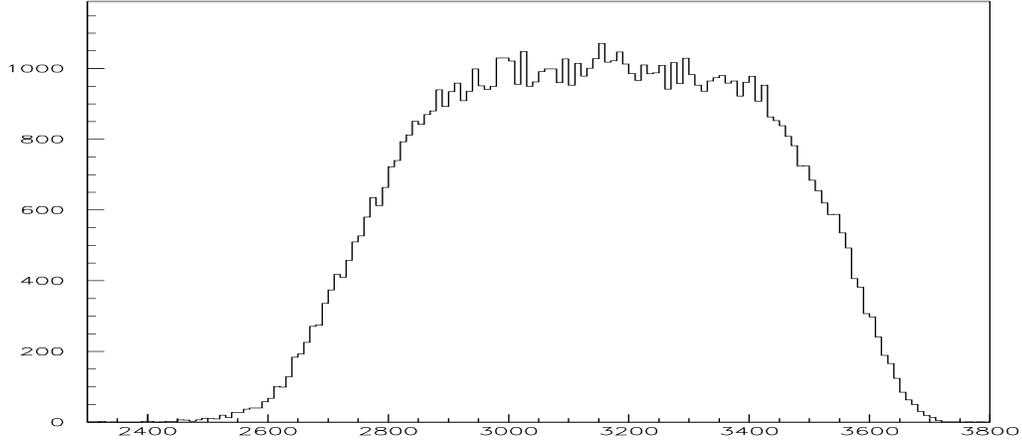


Figura 5.4: conteggi verso canali TDC, $HV = 1380 V$, $V_{th} = -1.47 V$.

ma il segnale viene in ogni caso prodotto dalla moltiplicazione dei *cluster* seguenti. La particella è quindi interpretata come più lontana di quanto è realmente, ma viene comunque rivelata.

Assumendo la velocità di deriva v_d ipotizzata (costante e pari a circa $45 \mu m/ns$), si conclude che la larghezza della distribuzione degli eventi deve essere pari a

$$larghezza\ distribuzione = \frac{distanza\ drift\ massima}{v_d \times tempo/canale} \simeq 1110\ canali, \quad (5.4)$$

dove la massima distanza di *drift* è pari al raggio delle *straw* ($2.5\ mm$) meno lo spessore delle pareti di *mylar* ($80\ \mu m$), mentre il tempo corrispondente ad un canale del TDC è $50\ psec$. Questo risultato appare in accordo con i risultati sperimentali (cfr. figura 5.4), di conseguenza, almeno per tensioni di polarizzazione non inferiori a $1380\ V$, si ritiene valida l'ipotesi.

5.2 Camera a tubi proporzionali interna: test svolto al CERN

Nei giorni compresi tra il 17 ed il 25 novembre 1995 è stato effettuato un test della camera interna posizionandola sul fascio T10 del Centro Europeo per la Ricerca Nucleare (CERN), costituito principalmente da pioni positivi o negativi con impulso compreso tra 2 e 2.5 GeV/c .

Gli obiettivi erano esaminare caratteristiche quali efficienza e risoluzione ed osservare il comportamento del rivelatore in condizioni di lavoro simili a quelle che si avranno durante la presa dati dell'esperimento E835.

5.2.1 Caratteristiche generali

La camera è disposta con il proprio asse parallelo al suolo e perpendicolare alla direzione del fascio. Le particelle incidenti attraversano prima una coppia di scintillatori $S1(V)$ (verticale) ed $S2(H)$ (orizzontale) di dimensioni $1 \times 5 \times 0.5$ cm, poi la camera ed infine un altro scintillatore $S3(V)$ delle stesse dimensioni dei primi. Sono alimentati e collegati al circuito elettronico 12 dei 128 tubi a *drift* costituenti la camera. Lo schema è rappresentato in figura 5.5.

Figura 5.5: disposizione camera e scintillatori

Con questa disposizione il fascio attraversa la camera in due zone diametralmente opposte. Si ha così la possibilità di stimare l'efficienza di uno strato impiegando le *straw* stesse come selezionatrici degli eventi utili.

Il circuito elettronico per l'amplificazione dei segnali anodici è lo stesso utilizzato per le misure svolte a Torino ed è sistemato, per i motivi spiegati nel paragrafo 4.3, a pochi centimetri dalla camera. I segnali in uscita sono inviati alla *counting room* (sala acquisizione dati), trasformati in segnali NIM² e discriminati da un modulo LE CROY 4416 il quale, inoltre, li ritrasforma in segnali ECL³ di durata stabilita (~ 20 ns) e li invia ad un TDC (cfr. §1.6.2) modello PHILLIPS 7186H.

Il TDC è utilizzato nella configurazione di *common start* ed il segnale di avvio del conteggio, detto segnale di *trigger*, è il risultato dell'operazione logica *AND* dei segnali dei due scintillatori $S2(H)$ ed $S3(V)$. Il secondo di questi, discriminato da un *constant fraction device*⁴ (modello CAEN N253) è ritardato di circa 5 ns rispetto al primo e di conseguenza stabilisce l'istante di inizio del conteggio. Si è deciso di escludere dal *trigger* lo scintillatore $S1(V)$ perchè responsabile di una eccessiva limitazione della frequenza dei conteggi. Per eseguire le operazioni logiche *AND* si utilizza un modulo di coincidenza LE CROY 465.

Tramite un dispositivo LE CROY 428F (*linear fan in/fan out*) si esegue l'operazione logica *OR* tra i 12 segnali delle *straw* e si invia il risultato, chiamato OR_{12} ad un contatore (*scaler* modello CAEN N145 dotato di 3 *display*) per controllare il livello del rumore. Agli altri due *display* si invia il segnale di *trigger*, che indica quante particelle attraversano entrambi gli scintillatori, e l'*OR* tra esso ed il segnale OR_{12} , che indica quante particelle attraversano anche almeno una delle 12 *straw*.

Infine il sistema di acquisizione dati è costituito da un PC MACINTOSH interfacciato CAMAC⁵, la tensione di polarizzazione è fornita da un gene-

²NIM *Nuclear Instrument Module*: segnale logico standard con livelli 0 V (0 logico) e -0.8 V (1 logico).

³ECL *Emitter-Coupled Logic*: segnale logico con livelli -0.90 V (0 logico) e -1.75 V (1 logico).

⁴Dispositivo che produce un segnale logico in uscita, con un invariabile ritardo dall'istante in cui il segnale analogico in ingresso supera una percentuale fissata della propria ampiezza massima. Esso pone rimedio all'inconveniente dei discriminatori a soglia fissa che anticipano o ritardano la risposta a seconda che il segnale d'ingresso sia rispettivamente più o meno ampio.

⁵Sistema di interfacciamento tra un computer ed un sistema NIM.

ratore di alta tensione modello CAEN N126, mentre il segnale di *test-in* è generato da un dispositivo *dual timer* modello CAEN 2255B.

5.2.2 Rumore del rivelatore

Con il termine *rumore* si indica la frequenza dei conteggi del rivelatore non dovuti al passaggio di una particella. Tali conteggi sono causati da disturbi esterni, ma anche prodotti dal rivelatore stesso (elettronica, tubi proporzionali, oscillazioni del livello della massa, ecc.) e logicamente la loro frequenza diminuisce aumentando il valore assoluto della tensione di soglia.

Ciò che si osserva empiricamente è che il livello del rumore è sostanzialmente indipendente dalla tensione di polarizzazione e quindi esso non è dovuto a segnali provenienti dai tubi proporzionali. Solo per valori molto elevati di questa (maggiori di circa 1400 V) incominciano a verificarsi moltiplicazioni a valanga indesiderate ed il numero di conteggi cresce considerevolmente.

In tabella 5.3 si riporta il livello del rumore dovuto alle dodici cannuce collegate (OR_{12}) in funzione dei valori della soglia (V_{th}).

$-V_{th}$ [V]	1.81	1.73	1.65	1.57	1.48	1.39	1.31	1.23
OR_{12} [KHz]	0.02	0.05	1.5	10.	15.	20.	30.	150.

Tabella 5.3: frequenza conteggi di 12 cannuce in assenza del fascio

Un segnale dovuto al rumore può simulare il passaggio di una particella in una *straw*, deve però essere prodotto durante la lettura del TDC e cadere entro la finestra temporale ($\Delta t \simeq 60$ ns) degli eventi "reali". La probabilità che ciò avvenga, in uno dei tubi e per ogni segnale di *trigger*, è data dal prodotto tra Δt e $OR_{12}/12$, supponendo il rumore equamente distribuito su ciascuna *straw*. Si ottiene, nel peggiore dei casi e cioè con soglia di -1.23 V, una probabilità di circa 0.1%, del tutto trascurabile per gli scopi di questo test.

5.2.3 Velocità di deriva

Nell'ipotesi che la velocità di *drift* sia saturata (cfr. §5.1.3) in tutto il tubo proporzionale, possiamo affermare che la larghezza della distribuzione degli

eventi nei canali del TDC è proporzionale al tempo di deriva di un elettrone partito da un punto prossimo al catodo. La costante di proporzionalità coincide con l'inverso dell'equivalente in tempo di un canale TDC, cioè 50 ps/canale , valore fornito dal costruttore del TDC.

La stima grafica delle larghezze delle distribuzioni fornisce delle indicazioni sulla velocità di *drift*, ma il valore è reso molto incerto dall'inefficienza del rivelatore nella regione prossima al catodo. Precisiamo che, essendo il TDC utilizzato nella configurazione di *common start*, gli eventi corrispondenti a tempi di deriva elevati "cadono" a destra della distribuzione (contrariamente a quanto avviene con i dati raccolti a Torino, cfr. figura 5.4), come si può notare in figura 5.6.

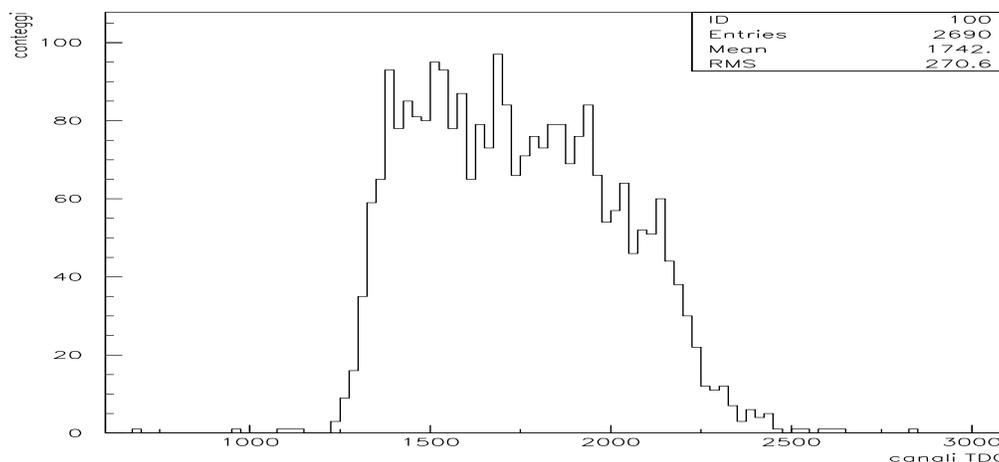


Figura 5.6: conteggi verso canali TDC. Si nota, a destra, l'inefficienza del rivelatore nella regione prossima al catodo. I dati sono relativi ad una soglia elevata $V_{th} = -1.81 \text{ V}$ ($HV = 1350 \text{ V}$) per aumentare l'effetto.

Un metodo alternativo per ottenere una stima della velocità di deriva consiste nell'utilizzare la somma dei tempi di *drift* di due cannuce adiacenti, ma appartenenti a strati diversi. Consideriamo, infatti, le particelle che attraversano la zona compresa tra i fili anodici delle due cannuce. Dalla figura 5.7 si può notare che la somma delle distanze tra le tracce e gli anodi è una costante.

Figura 5.7: somma distanze di *drift* di cannuce adiacenti.

Tale costante assume un valore compreso tra il raggio delle cannuce più piccole ed il raggio di quelle più grandi. Se le tracce fossero parallele alla retta congiungente il centro della camera con il centro di una cannuccia piccola, allora la costante avrebbe misura pari al raggio maggiore. Viceversa se le tracce fossero parallele alla retta congiungente il centro della camera con il centro di una cannuccia grande, allora il suo valore coinciderebbe con la lunghezza del raggio minore.

Dall'analisi dei dati raccolti con $V_{th} = -1.57 V$ ed $HV = 1350 V$, si osserva che le tracce vicine all'anodo di una cannuccia interna (figura 5.8a) attraversano il lato opposto della camera vicino all'anodo (figura 5.8b) di un'altra cannuccia, anch'essa interna, che si trova in posizione adiacente a quella diametralmente opposta alla prima.

L'inclinazione del fascio rispetto alla camera è quindi nota e ci porta a calcolare che la somma $d_1 + d_2$ delle distanze di *drift* di due cannuce adiacenti è circa $2520 \mu m$. In figura 5.9 si mostrano le distribuzioni dei conteggi in funzione dei canali TDC proprio di due *straw* appartenenti a strati diversi, ma a contatto tra loro.

Si stima l'inizio delle distribuzioni intorno al canale 1175 per entrambe le cannuce. Tenendo conto di ciò la figura 5.10 riporta la distribuzione della somma dei tempi di deriva, espressa in canali TDC, di queste due cannuce,

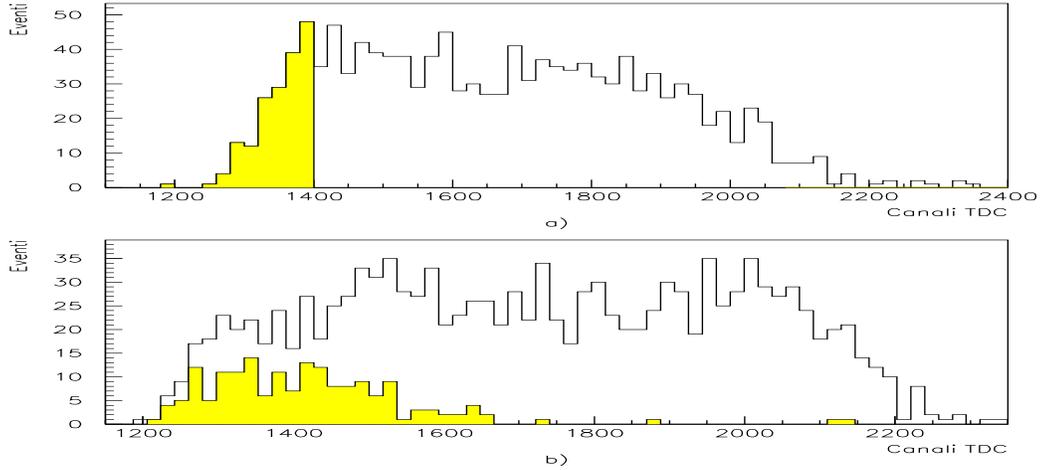


Figura 5.8: a) distribuzione dei conteggi in funzione dei canali TDC, con evidenziati in grigio quelli relativi a tracce vicine all’anodo; b) distribuzione dei conteggi in funzione dei canali TDC della cannuccia adiacente a quella diametralmente opposta alla prima, con evidenziati in grigio sempre gli stessi eventi.

con relativo *fit* gaussiano.

Moltiplicando il valor medio del *fit* per l’equivalente in tempo di un canale TDC ($50 \text{ ps}/\text{canale}$) si ottiene il valor medio della somma dei tempi di *drift* espresso in unità di tempo.

$$\langle t_1 + t_2 \rangle = (55.4 \pm 3.5) \text{ nsec} .$$

Si ricava in conseguenza la velocità di deriva

$$v_d = \frac{d_1 + d_2}{\langle t_1 + t_2 \rangle} = 45.5 \pm 2.9 \text{ } \mu\text{m}/\text{ns} .$$

Questo valore è in accordo sia con quanto si trova nella letteratura [13] sull’argomento (cfr. figura 1.6) che con quanto risulta dalle misure svolte a Torino (con tensione di polarizzazione maggiore, cfr. §5.1.3).

Assumendo $v_d \simeq 45 \text{ } \mu\text{m}/\text{ns}$, come da letteratura, si può concludere che ad ogni canale TDC corrisponde un tratto Δl_{canale} del percorso di *drift* pari

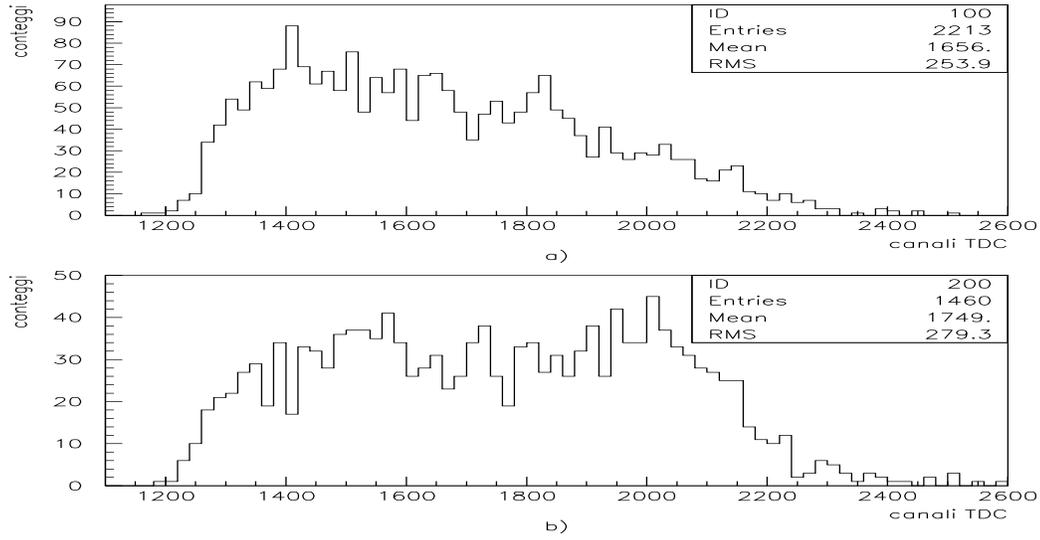


Figura 5.9: distribuzioni dei conteggi in funzione dei canali TDC di una *straw* interna a) e di una esterna b), a contatto tra loro.

a

$$\Delta l_{canale} = v_d \times tempo/canale \simeq 2.25 \mu m .$$

5.2.4 Efficienza

Si definisce *efficienza* di un rivelatore il rapporto tra il numero di particelle che lo attraversano ed il numero di particelle conteggiate, considerando logicamente solo le categorie di particelle per le quali lo strumento è ideato (particelle con carica elettrica nel caso delle camere a *straw*).

L'esame degli istogrammi riportanti il numero di eventi in funzione del tempo di deriva, relativi a ciascuna delle dodici cannuce utilizzate, ci fornisce innanzitutto due informazioni.

- Il numero di conteggi ci permette di capire quali cannuce sono maggiormente investite dalla porzione di fascio selezionata dai due scintillatori.
- La forma della distribuzione ci mostra quale, tra esse, è colpita in modo uniforme.

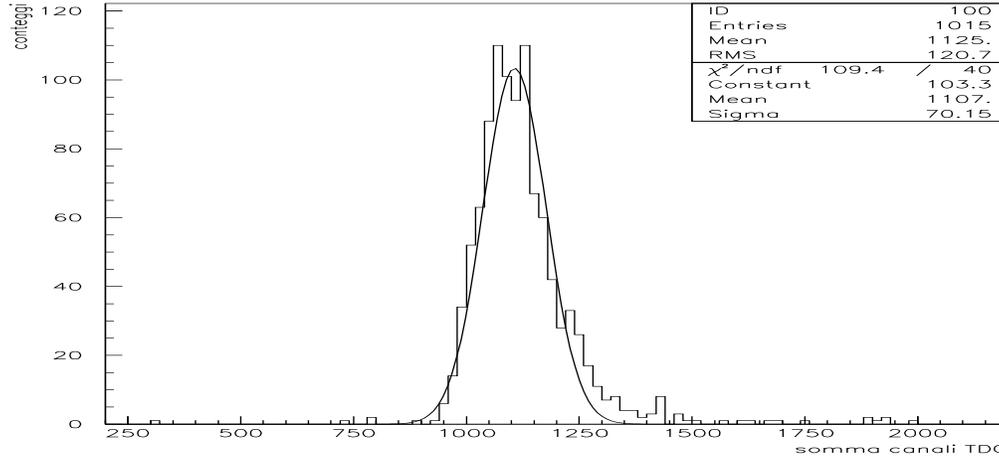


Figura 5.10: somma dei tempi di deriva (in canali TDC) di due cannuce adiacenti e relativo *fit* gaussiano.

Quest'ultima cannuccia, che in figura 5.5 è indicata con la lettera *S*, sarà utilizzata per selezionare gli eventi utili al calcolo dell'efficienza. Le particelle rivelate da *S* e dalle cannuce situate nel lato opposto della camera, attraversano anche una delle due indicate con le lettere *A* e *B* o, al più, lo spazio vuoto tra esse.

Gli istogrammi in figura 5.11 mostrano le distribuzioni dei conteggi in funzione del tempo di deriva della cannuccia scelta come selezionatrice *S* e delle cannuce *A* e *B* definite conseguentemente (per ricavare il tempo di deriva dal numero del canale TDC è stata assunta una velocità di *drift* pari a $45 \mu\text{m}/\text{nsec}$)

L'efficienza (ϵ) è dunque il risultato di una frazione dove il denominatore è dato dal numero di particelle rivelate da *S* mentre il numeratore indica quante di queste sono rivelate anche da *A* e/o da *B*:

$$\epsilon = \frac{S \text{ AND } (A \text{ OR } B) \text{ AND } \textit{stratoIII} \text{ AND } \textit{stratoIV}}{S \text{ AND } \textit{stratoIII} \text{ AND } \textit{stratoIV}} \quad (5.5)$$

Si utilizza l'operazione logica *or inclusivo* per non scartare le eventuali particelle rivelate sia da *A* che da *B*.

Al fine di escludere possibili conteggi dovuti al rumore, si impongono due

condizioni sugli eventi selezionati. Si richiede che nessuna delle tre cannuccie adiacenti S , A e B invii un segnale al TDC e che il numero di cannuccie "colpite" nel lato opposto della camera sia uno, due o tre. Osservando infatti la disposizione relativa dei due strati (interno ed esterno) di cannuccie, si conclude che una particella carica che li attraversa può produrre coppie ione-elettrone al più in tre di esse. Queste richieste puntano ad ottenere una stima veritiera dell'efficienza calcolata su un campione "pulito" di eventi, diminuendo piuttosto la statistica a disposizione.

È di primaria importanza il fatto che la cannuccia S presenti una distribuzione uniforme degli eventi rispetto al tempo di *drift*. L'efficienza dipende infatti dalla distanza tra la traiettoria della particella ed il filo anodico. Questo perchè il numero di coppie primarie ione-elettrone prodotte nel gas è proporzionale alla lunghezza del tratto di traccia interno alla cannuccia e quindi diminuisce con l'aumento della distanza dall'anodo. Nei casi in cui tale numero è inferiore al minimo necessario a superare la soglia, l'evento viene perduto. Inoltre si può avere inefficienza totale per particelle che attraversano il *crack*, cioè la zona (non nulla) di separazione tra le due cannuccie.

Si noti che la distribuzione uniforme non ci assicura che la cannuccia S sia completamente investita dal fascio. Per esempio un fascio omogeneo, attraversante solo la zona superiore al filo anodico, produce ugualmente una distribuzione uniforme. Questo però non è un disturbo. Siamo infatti (vedi figura 5.5) in una situazione di simmetria rispetto all'asse passante per il centro di S e per il *crack* tra A e B . È quindi importante soltanto che ci sia equa distribuzione delle tracce rispetto alla distanza dal filo anodico (sopra o sotto è indifferente) e questo è garantito dall'uniformità dell'istogramma dei conteggi rispetto al tempo di *drift*.

Nelle figure 5.12, 5.13, 5.14 e 5.15 si mostra il numero di eventi conteggiati dalla cannuccia S in funzione del tempo di *drift*, per soglie fissate e valori crescenti dell'alta tensione (i grafici relativi a $V_{TH} = -1.57 V$ e $HV = 1350 V$ sono presentati in §5.1.6 e §5.1.7). Sono stati ottenuti raggruppando 90 o 97 canali del TDC (4.5 o 4.85 ns) in ciascuna colonna, a seconda che la *straw* S appartenesse allo strato interno o esterno rispettivamente (le *straw* utilizzate sono state cambiate alcune volte nel corso della settimana di test). L'istogramma bianco rappresenta tutte le particelle rivelate dalla cannuccia S , mentre la parte grigia indica quali di esse sono state "viste" anche da A o da B .

Le colonne a sinistra rappresentano particelle passate vicino al filo ano-

dico della cannuccia S e che quindi, vista la disposizione geometrica, hanno attraversato A o B nei pressi delle pareti alluminizzate. Come previsto è evidente che proprio in queste zone si perdono degli eventi, mentre nelle altre zone si ha, per tensioni superiori a circa $1350 V$, la piena efficienza. Se diminuiamo il valore assoluto della tensione di soglia V_{th} , raggiungiamo il massimo dell'efficienza già a valori più bassi dell'alta tensione.

La tabella 5.4 riporta i valori sperimentali dell'efficienza per alcune soglie ed alte tensioni.

HV [V]	1300	1325	1350	1375	1400
$-V_{th}$ [V]					
1.81 ($\sim 300,000 e^-$)	.667 \pm .012	.822 \pm .009	.892 \pm .006	.946 \pm .005	.948 \pm .004
1.74 ($\sim 100,000 e^-$)		.883 \pm .010		.944 \pm .007	
1.57 ($\sim 65,000 e^-$)			.948 \pm .006		
1.40 ($\sim 50,000 e^-$)		.934 \pm .005	.935 \pm .006		
1.16 ($\sim 40,000 e^-$)	.945 \pm .006	.945 \pm .005	.930 \pm .008		

Tabella 5.4: efficienza

Il calcolo dell'efficienza è eseguito dividendo l'istogramma in quattro zone a seconda del tempo di *drift* (e quindi della distanza dal filo anodico). La media dei valori dell'efficienza relativi a ciascuna zona fornisce la stima dell'efficienza totale. Questo procedimento compensa automaticamente la non perfetta uniformità della distribuzione, nella cannuccia S , degli eventi rispetto alla distanza di *drift*.

Il numero di particelle rivelate, fissato il numero di particelle attraversanti la cannuccia, è una variabile che segue la distribuzione binomiale. Di conseguenza l'errore σ_i sulle efficienze parziali ϵ_i è dato da

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{\epsilon_i(1 - \epsilon_i)}{N_i}} \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (5.6)$$

dove N_i è il numero di eventi rivelati da S nella zona i -esima. L'errore σ_ϵ sull'efficienza totale ϵ si ottiene invece per propagazione gaussiana:

$$\sigma_\epsilon = \frac{1}{4} \sqrt{\sum_{i=1}^4 \sigma_i^2} . \quad (5.7)$$

5.2.5 Risoluzione spaziale

La risoluzione spaziale di una camera a *drift* è definita come la precisione con cui essa riesce a fornire la posizione della traccia lasciata da una particella carica. Più precisamente è la deviazione standard della distribuzione spaziale prodotta da particelle che attraversano il rivelatore sempre lungo la medesima retta. Nel capitolo 3 sono stati discussi gli effetti che influiscono negativamente sulla risoluzione.

Nel nostro caso la traiettoria viene ricostruita servendosi dell'informazione di quattro strati di *straw*; in questo paragrafo si punta a determinare la risoluzione di una singola cannuccia, che coincide con la risoluzione di uno solo di questi strati.

Anche la risoluzione spaziale, così come l'efficienza, viene stimata senza la possibilità di conoscere esternamente la posizione delle tracce. Ci si basa sul fatto che la somma delle distanze tra la traccia di una particella ed i fili anodici delle due cannuccie adiacenti attraversate (appartenenti, però, a strati diversi), è una costante (cfr. §5.2.3 e figura 5.7).

Allora, sotto l'ipotesi che la velocità di deriva degli elettroni sia costante, la somma dei tempi di *drift* delle due cannuccie assume un ben determinato valore, indipendente dalla posizione della traccia (purchè compresa tra i due anodi). La deviazione standard σ_{somma} con cui gli eventi si distribuiscono intorno a quel valore è direttamente proporzionale alla risoluzione spaziale. Più precisamente la risoluzione spaziale R di una cannuccia è data da:

$$R = \frac{\sigma_{somma}}{\sqrt{2}} \times v_d \quad (5.8)$$

dove σ_{somma} è la deviazione standard della somma dei tempi di *drift* mentre v_d è la velocità di *drift*. Il termine $1/\sqrt{2}$ è inserito perché la deviazione standard σ_1 di una singola cannuccia è legata a quella della somma di due dalla relazione

$$\sigma_{somma} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_1^2} = \sigma_1 \sqrt{2} .$$

Il procedimento seguito è il seguente: si individuano le due cannuccie adiacenti maggiormente colpite, in modo da massimizzare il numero di eventi a disposizione. È inoltre necessario che la distribuzione degli eventi rispetto al tempo di *drift* sia uniforme, per non privilegiare nessuna zona in particolare; si è infatti già visto che la risoluzione varia a seconda della distanza dal filo anodico. Si esegue poi un *fit* gaussiano sull'istogramma del numero di eventi

in funzione della somma dei tempi di *drift* delle due cannuce, tramite il quale se ne stima la deviazione standard, che è legata alla risoluzione spaziale dall'equazione 5.8. Il *fit* stima anche l'errore sulla deviazione standard, il quale, moltiplicato per $v_d/\sqrt{2}$, fornisce anche l'errore sulla risoluzione stessa.

In figura 5.16 sono riportati gli istogrammi, relativi ad alcuni valori della soglia e della tensione di polarizzazione, della somma dei tempi di *drift* delle cannuce adiacenti utilizzate per la stima della risoluzione spaziale. Si nota un sistematico eccesso nei conteggi a destra della distribuzione. Ciò si spiega pensando al fatto che le due cannuce hanno diametri leggermente diversi e quindi la richiesta che le tracce siano comprese tra i due fili anodici non è sempre verificata. Alcune particelle possono attraversare entrambe le *straw* e, ciononostante, passare esternamente agli anodi, a distanza massima di circa $200\ \mu\text{m}$ da uno di essi. La somma dei tempi di *drift*, per questi eventi, può quindi eccedere l'ascissa del picco della gaussiana di valori fino a $(2 \times 200\ \mu\text{m})/v_d \simeq 9\ \text{nsec}$, più le fluttuazioni statistiche.

La tabella 5.5 riporta i valori della risoluzione spaziale relativa ad alcuni valori della tensione di soglia e dell'alta tensione.

HV [V]	1300	1325	1350	1375	1400
$-V_{th}$ [V]					
1.81 ($\sim 300,000\ e^-$)	235 ± 8	167 ± 5	130 ± 3	145 ± 3	109 ± 3
1.74 ($\sim 100,000\ e^-$)		177 ± 6		111 ± 3	
1.57 ($\sim 65,000\ e^-$)			112 ± 3		
1.40 ($\sim 50,000\ e^-$)		129 ± 3	105 ± 3		
1.16 ($\sim 40,000\ e^-$)	125 ± 3	106 ± 3	105 ± 5		

Tabella 5.5: risoluzione [μm]. L'incertezza sul valore della velocità di deriva introduce un ulteriore errore sistematico contenuto entro circa il 5% della misura.

5.2.6 Soglie e tensioni di polarizzazione ottimali

Esaminando le tabelle della stima dell'efficienza e della risoluzione, tenendo presente il livello del rumore, si può stabilire qual è la zona di lavoro ottimale, cioè quali sono i valori convenienti della soglia e dell'alta tensione. In linea

teorica l'aumento dell'alta tensione e la diminuzione della soglia producono entrambe un incremento sia dell'efficienza che della risoluzione. L'aumento della frequenza dei conteggi dovuti al rumore impedisce, però, di raggiungere livelli della soglia troppo bassi (si è osservato, con le condizioni sperimentali di questo test, che è sufficiente porre $|V_{th}|$ a valori non inferiori a circa 1.30 V), mentre il rischio di scariche elettriche nei tubi proporzionali limita superiormente l'alta tensione ($HV < 1400$ V).

Analizziamo più in dettaglio i dati relativi ad una soglia ed una alta tensione scelte all'interno della zona di lavoro ottimale, per esempio $V_{th} = -1.57$ V (~ 65000 *elettroni*) e $HV = 1350$ V. L'istogramma di figura 5.17 è analogo a quelli di figura 5.12, già descritti, mentre la tabella 5.6 riporta in dettaglio le efficienze ϵ_i relative a quattro zone, definite a seconda del tempo di *drift* t_d e quindi della distanza d_d della traccia dal filo anodico (distanza di *drift*).

$t_d < 13.5nsec$ $d_d < r/4$	$t_d \in [13.5, 27[nsec$ $r/4 \leq d_d < r/2$	$t_d \in [27, 40.5[nsec$ $r/2 \leq d_d < 3r/2$	$40.5nsec \leq t_d$ $3r/2 \leq d_d$
$\epsilon_1 = \frac{185}{225} = 0.822 \pm 0.025$	$\epsilon_2 = \frac{359}{370} = 0.970 \pm 0.009$	$\epsilon_3 = \frac{324}{324} = 1$	$\epsilon_4 = \frac{218}{218} = 1$

Tabella 5.6: efficienze parziali a seconda della distanza di *drift* ($r = 2420 \mu m$ è il raggio della *straw* con sottratto lo spessore delle pareti) con $HV = 1350$ V e $V_{th} = -1.57$ V.

Gli errori sulle efficienze parziali sono calcolati come descritto nel paragrafo 5.2.4.

L'istogramma di figura 5.10 riporta il numero degli eventi, in funzione della somma dei tempi di *drift*, delle due cannucce adiacenti utilizzate per la stima della risoluzione spaziale. Il fit gaussiano fornisce un valore della deviazione standard di $\sigma_{somma} = (70.2 \pm 2.2)canali = (3.51 \pm 0.11)nsec$, da cui si ottiene, tramite la relazione 5.8, una risoluzione spaziale

$$R = (112 \pm 3) \mu m .$$

L'errore è calcolato per propagazione gaussiana partendo dall'errore su σ_s , fornito direttamente dal fit.

Con il metodo fin qui descritto, non è possibile risalire ad una stima dettagliata (zona per zona) della risoluzione spaziale. Infatti una particella che transita, per esempio, vicino al catodo di una cannuccia, passa per forza vicino all'anodo di quella adiacente. Quindi, sommando i tempi di *drift*, si mediano automaticamente le risoluzioni di zone a diversa distanza dal filo anodico. Ci si limita qui a calcolare la risoluzione dividendo la *straw* in due regioni: una centrale, definita dalle tracce a distanze intermedie dagli anodi di entrambe le cannuccie, ed una che unisce le due zone periferiche, definita dalle tracce sia a brevi che a grandi distanze dagli anodi. La risoluzione calcolata nella seconda zona è quindi la media tra le risoluzioni nei pressi di anodo e catodo di una *straw*. In figura 5.18 si riportano le somme dei tempi di *drift* per eventi divisi secondo le due regioni appena definite. In tabella 5.7 si riportano le risoluzioni parziali che ne derivano.

$t_d < 18nsec$ o $t_d \geq 36nsec$	$18nsec \leq t_d < 36nsec$
$d_d < r/3$ o $d_d \geq 2r/3$	$r/3 \leq d_d < 2r/3$
$(122 \pm 5) [\mu m]$	$(107 \pm 6) [\mu m]$

Tabella 5.7: risoluzione spaziale nelle regioni a corte e lunghe distanze di *drift* d_d (media tra le due) e nella regione centrale.

Si dispone inoltre di una serie di dati, relativi sempre a $V_{th} = -1.57 V$ e $HV = 1350 V$, raccolti utilizzando un normale discriminatore (modello LE CROY 623A) al posto del *constant fraction device*. L'istogramma di figura 5.19 riporta il numero di conteggi in funzione della somma dei tempi di *drift* relativo alle stesse cannuccie utilizzate precedentemente.

Confrontandolo con il grafico precedente (figura 5.10), si nota un peggioramento della risoluzione spaziale del $15 \div 20 \%$. Si trova infatti:

$$R = (130 \pm 4) \mu m .$$

È necessario a questo punto precisare alcuni limiti di questa analisi. Questo test è stato svolto facendo attraversare la camera da un fascio di particelle con traiettorie pressochè parallele. Essa è però stata progettata per ricostruire le tracce di particelle che provengono da una regione, non puntiforme ma comunque limitata, situata sul proprio asse (si ricorda che

il rivelatore è a geometria cilindrica). A causa di ciò alcune assunzioni che stanno alla base dell'analisi dei dati che qui si presenta sono verificate solo in modo approssimato.

Per stimare l'efficienza (cfr. §5.2.4), si è ipotizzato che le tracce che passano vicino al filo anodico del tubo S , attraversino il *crack* tra i tubi A e B e che quelle che passano vicino ai bordi della tubo S passino vicino al filo anodico del tubo A o del tubo B . Questo non può essere contemporaneamente vero: se la prima ipotesi è corretta la seconda è imprecisa di $200 \mu m$ (la differenza tra i raggi dei tubi dei due strati) e viceversa. Infatti, osservando la sezione della camera in figura 4.1, si vede che le rette che uniscono il centro delle *straw* di uno strato con il *crack* tra le *straw* dell'altro, si intersecano nel centro del rivelatore. Si noti però che il calcolo dell'efficienza non ne risente più di tanto perchè la regione responsabile della gran parte dell'inefficienza, e cioè il *crack* tra A e B , è sempre investita dalle tracce selezionate dalla *straw* S . Le limitazioni maggiori si presentano nelle stime, eseguite in questo paragrafo, dell'efficienza e della risoluzione in funzione della posizione delle tracce. Per motivi di coerenza con l'approssimazione sopra citata, ci si è limitati a suddividere il tubo proporzionale rispettivamente in 4 e 2 zone per l'efficienza e per la risoluzione.

Un'altra assunzione valida solo in modo approssimato è la simmetria rispetto all'asse passante per il centro di S ed il *crack* tra A e B , citata nel paragrafo 5.2.4. Si è visto infatti (cfr. §5.2.3) che le particelle che attraversano la *straw* S vicino all'anodo non centrano esattamente la *straw* opposta. Di conseguenza le direzioni delle particelle del fascio non sono esattamente parallele all'asse di simmetria ipotizzato ma sono inclinate di circa 50 mrad . Ciò comporta un errore sistematico di circa $250 \mu m$ nella definizione delle regioni in cui si suddivide il tubo proporzionale.

5.2.7 Rivelazione di particelle con tracce non perpendicolari all'asse della camera

È stata effettuata una rotazione della camera di 30° e 70° secondo un asse perpendicolare al suolo, come mostrato in figura 5.20. In questo modo ci si è ricondotti alle configurazioni geometriche corrispondenti a particelle emesse, dall'interno della camera, con angoli $\theta = 60^\circ$ e $\theta = 20^\circ$ rispettivamente. Tali valori coincidono con quelli che delimitano il campo di variabilità di θ per le

particelle che saranno rivelate durante l'acquisizione dei dati dell'esperimento E835.

Nelle figure 5.21 e 5.22, per la cui descrizione si rimanda rispettivamente ai paragrafi 5.2.4 e 5.2.5, si mostrano gli istogrammi relativi ai dati raccolti con camera ruotata, utili al calcolo di efficienza e risoluzione.

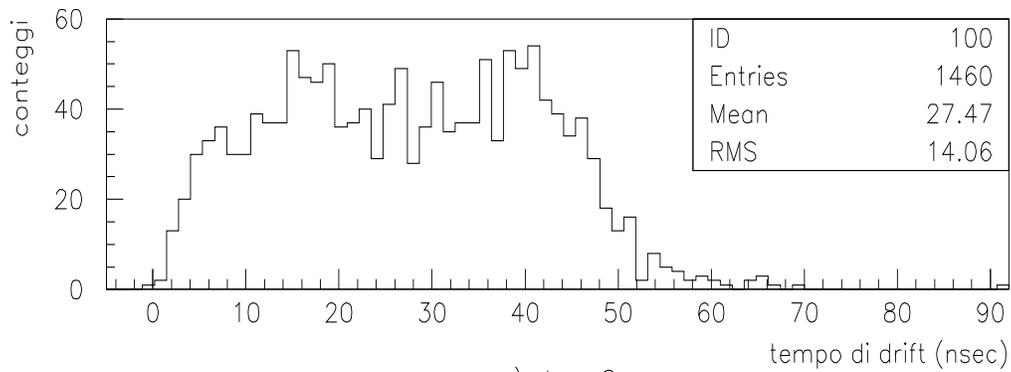
In tabella 5.8 sono riportate l'efficienza e la risoluzione sempre relative ai valori $-V_{th} = -1.57 V$ e $HV = 1350 V$, confrontate con i risultati (già mostrati in precedenza) trovati per particelle che attraversano la camera perpendicolarmente (rotazione nulla).

HV = 1350 V			
$V_{th} = -1.57 V$	$(\theta = 20^\circ)$	$(\theta = 60^\circ)$	$(\theta = 90^\circ)$
ϵ	$.955 \pm .006$	$.932 \pm .006$	$.948 \pm .006$
$\sigma [\mu\text{m}]$	105 ± 3	104 ± 4	112 ± 3

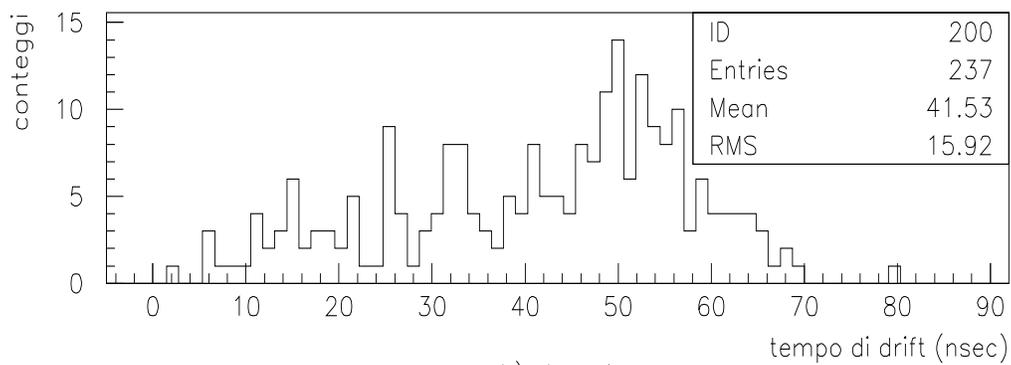
Tabella 5.8: Efficienza e risoluzione con camera ruotata

Il percorso interno alle cannuce di una particella che attraversa la camera obliquamente è maggiore di quello di una che la attraversa perpendicolarmente. Di conseguenza, a parità di distanza della traccia dal filo anodico (si ricordi che la distanza tra due rette è per definizione la distanza minima tra di esse), la prima produrrà un numero maggiore di coppie ione-elettrone. Ci si attende perciò, in seguito alla rotazione della camera, un aumento dell'efficienza relativa alle tracce vicine alle pareti delle *straw*, per le quali il numero di coppie prodotte è limitato. Questo in realtà avviene soltanto con una delle due serie di dati (figura 5.21a: $\theta = 20^\circ$). Con la seconda, viceversa, si osserva una diminuzione dell'efficienza proprio per bassi tempi di *drift* (figura 5.21b: $\theta = 60^\circ$). La spiegazione più probabile è la seguente. La rotazione del rivelatore comporta anche un inevitabile spostamento del punto in cui il fascio (avente sezione di alcuni cm^2) interseca gli strati di cannuce. Lo spazio vuoto tra due cannuce adiacenti *crack* non è costante ma generalmente è più ampio al centro della camera e meno vicino alle flange di stesalite. È possibile allora che dopo la seconda rotazione le particelle passassero per una zona della camera avente dei *cracks* maggiori.

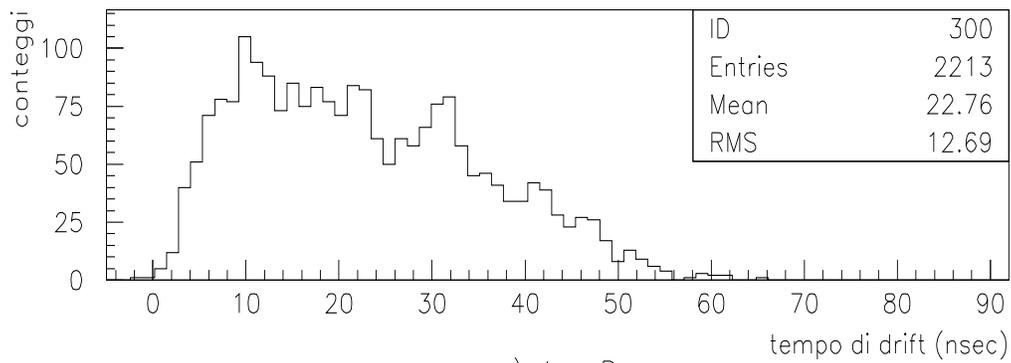
Non si prevedono invece grosse variazioni della risoluzione spaziale, che infatti non si manifestano.



a) straw S



b) straw A



c) straw B

Figura 5.11: conteggi in funzione del tempo di deriva delle cannucce *S*, *A* e *B*.

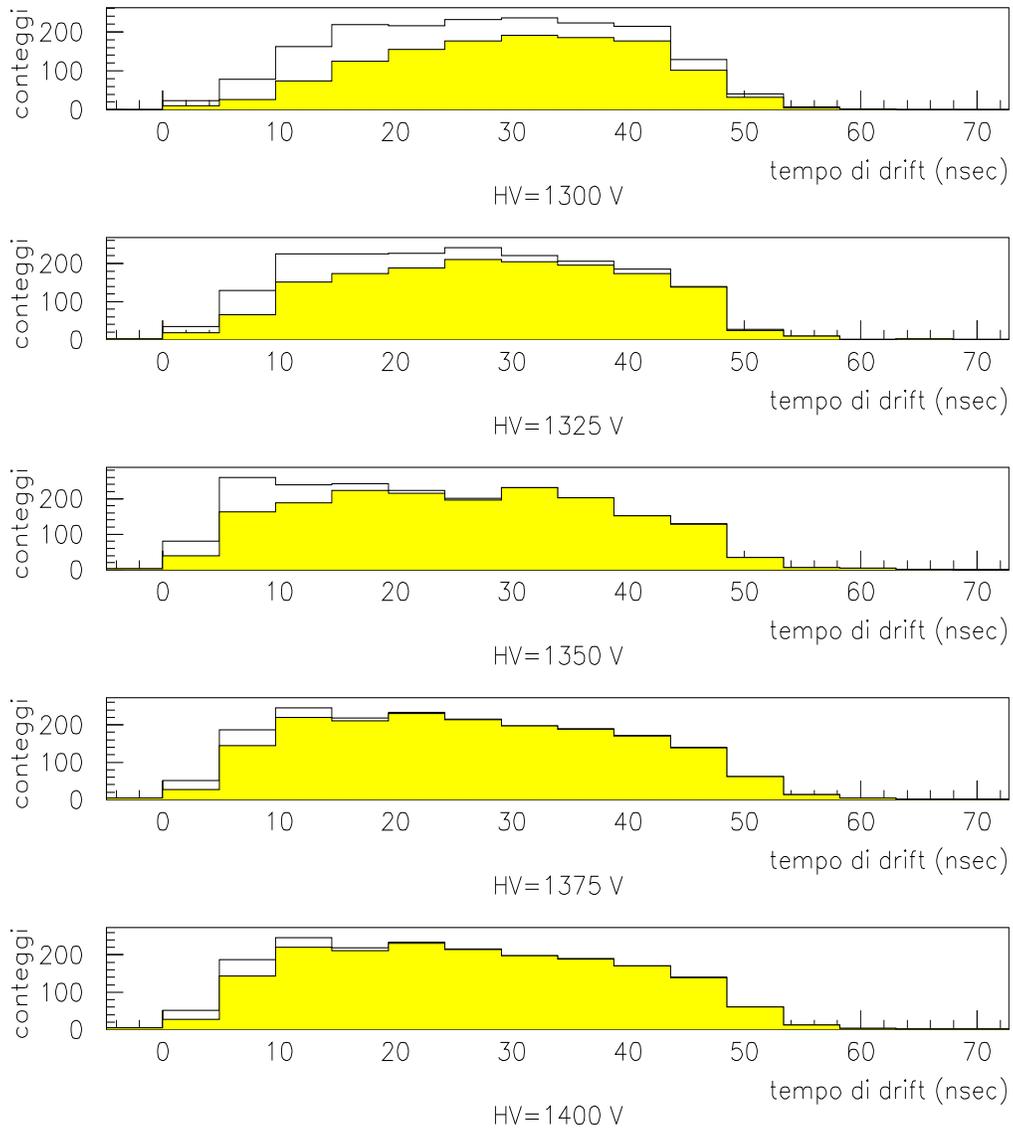


Figura 5.12: conteggi verso il tempo di *drift* della cannucia *S*, per diverse tensioni di polarizzazione e soglia fissa $V_{TH} = -1.81 V$. L'istogramma grigio rappresenta gli eventi rivelati anche da *A* o da *B* o da entrambe.

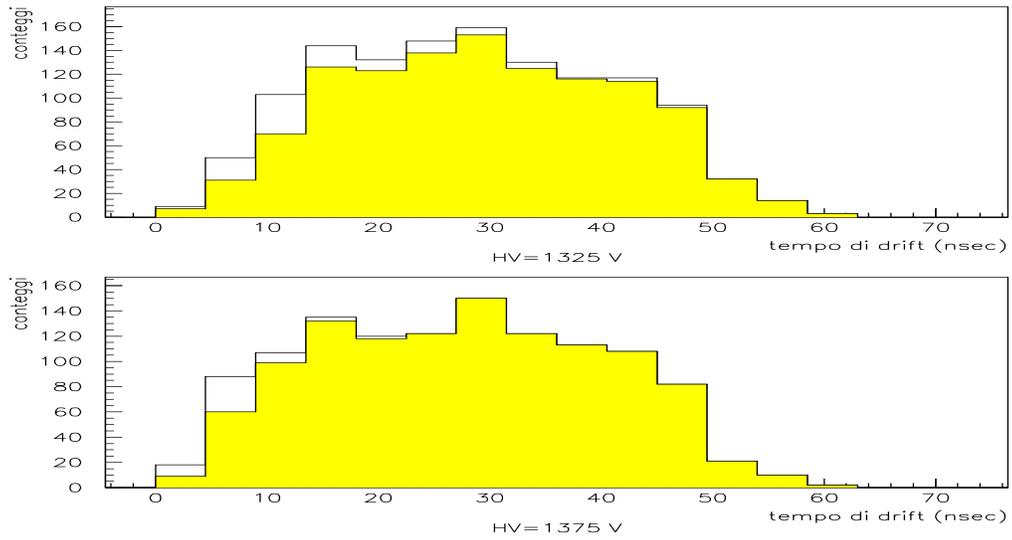


Figura 5.13: come figura 5.12, ma con soglia $V_{TH} = -1.74 V$.

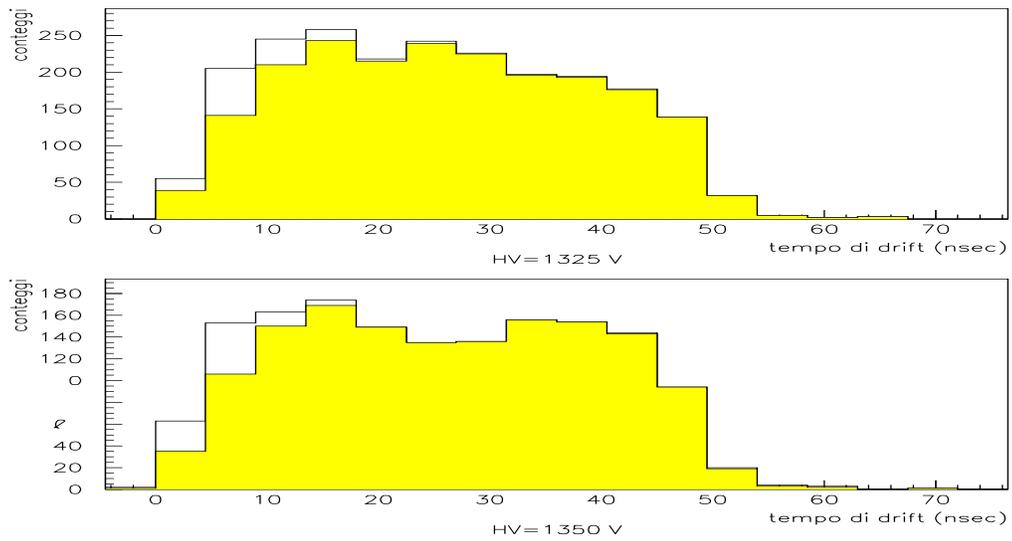


Figura 5.14: come figura 5.12, ma con soglia $V_{TH} = -1.40 V$.

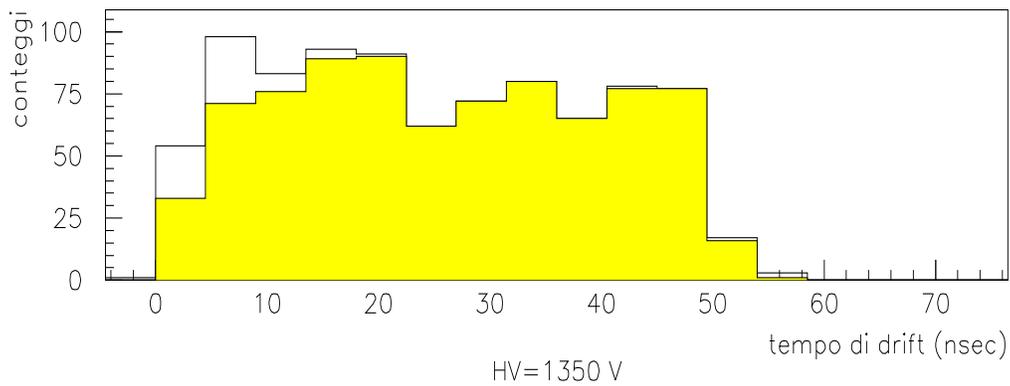
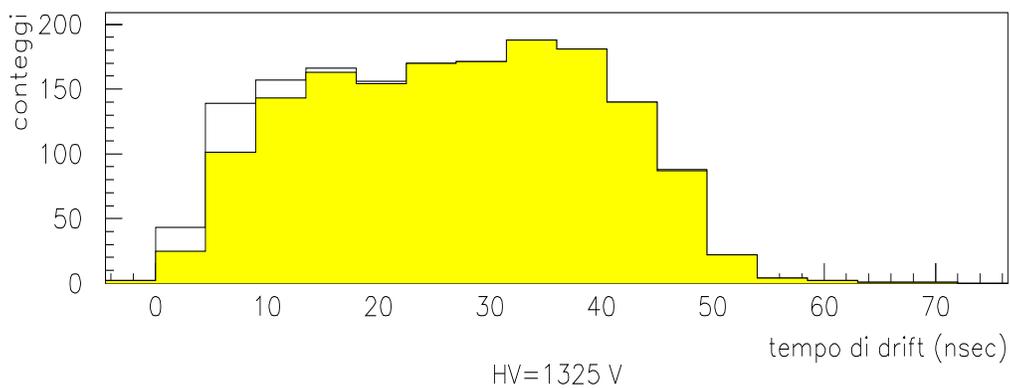
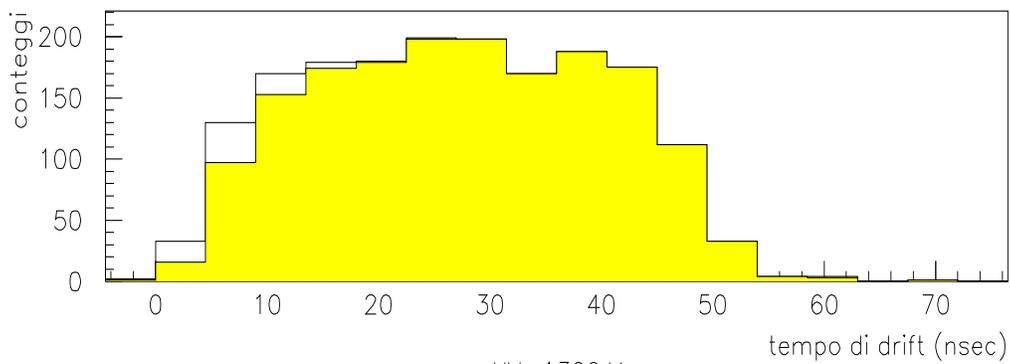


Figura 5.15: come figura 5.12, ma con soglia $V_{TH} = -1.16 V$.

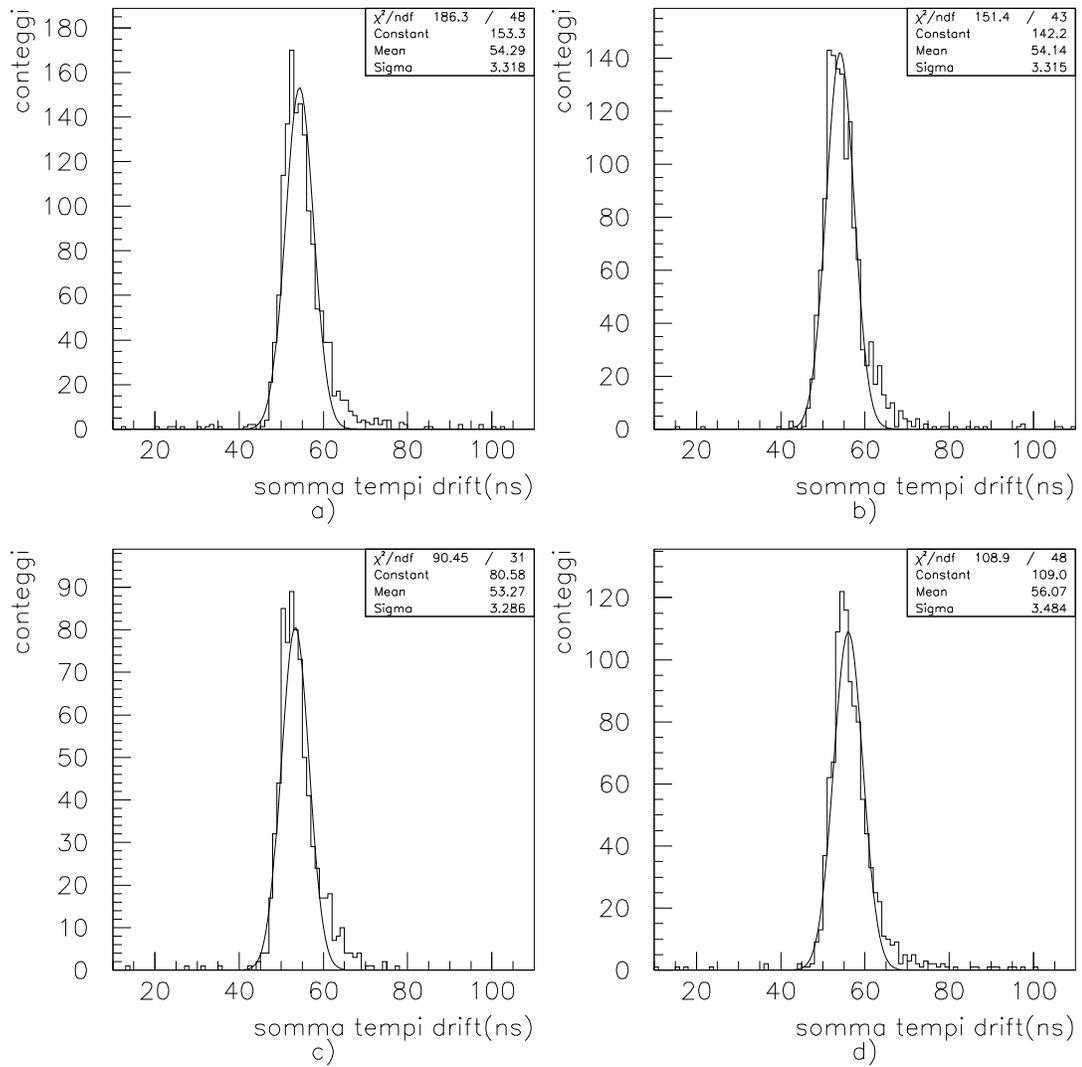


Figura 5.16: somma dei tempi di *drift* di tubi adiacenti con relativo *fit* gaussiano, per i seguenti valori di soglia ed alta tensione: a) $V_{th} = -1.16 V$, $HV = 1325 V$; b) $V_{th} = -1.40 V$, $HV = 1350 V$; c) $V_{th} = -1.16 V$, $HV = 1350 V$; d) $V_{th} = -1.74 V$, $HV = 1375 V$.

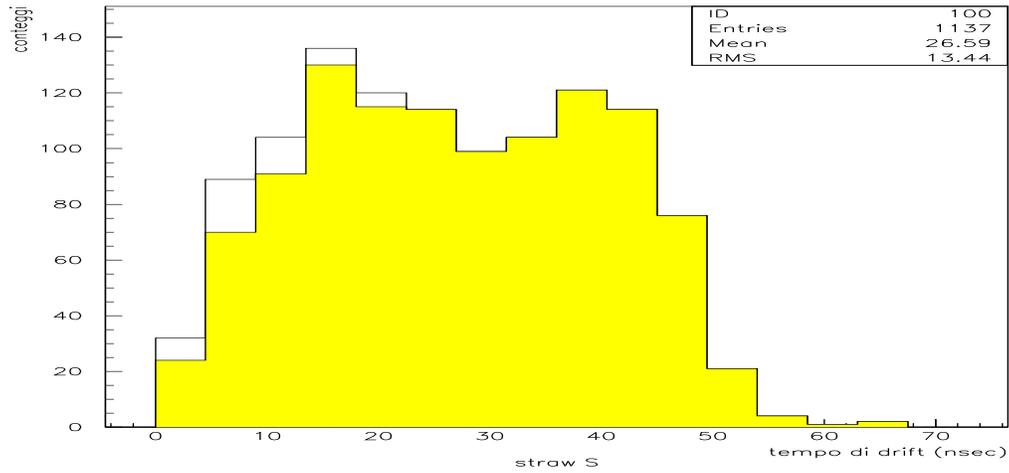


Figura 5.17: conteggi verso il tempo di *drift* della cannucchia *S* con evidenziati in grigio gli eventi rivelati anche da *A* o da *B* o da entrambe, con $V_{th} = -1.57 V$ (~ 65000 *elettroni*) e $HV = 1350 V$.

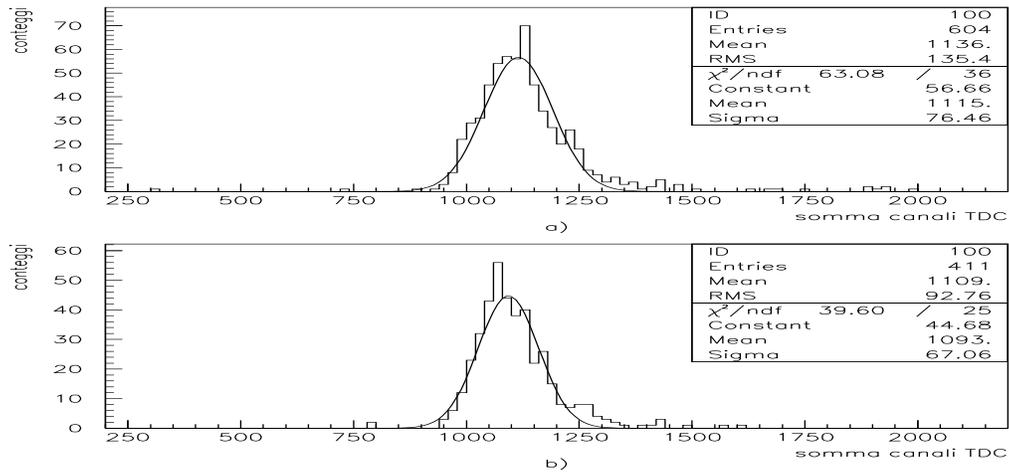


Figura 5.18: somme dei tempi di *drift* (in canali TDC) con $HV = 1350 V$ e $V_{th} = -1.57 V$. Figura a) Eventi a distanze di *drift* intermedie. Figura b) Eventi a distanze di *drift* brevi e lunghe.

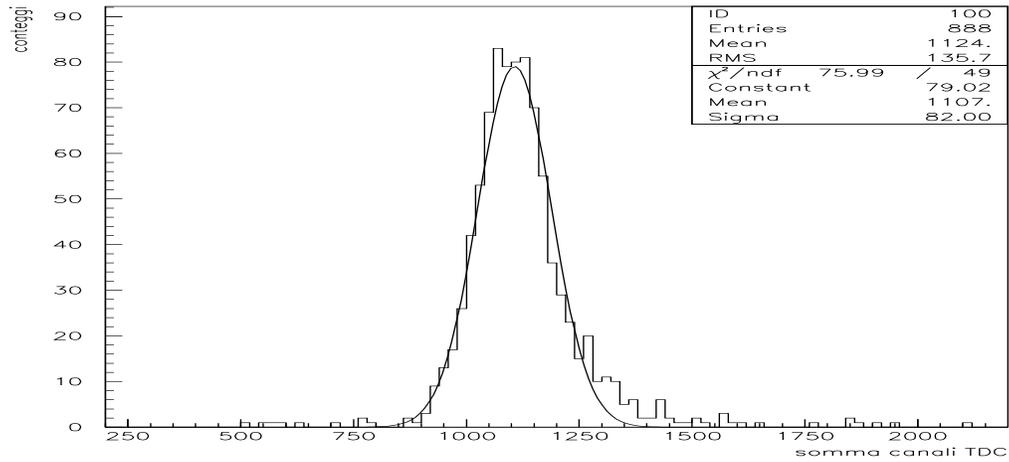


Figura 5.19: somma dei tempi di *drift* (in canali TDC) di cannuce adiacenti con segnale di *start* non più discriminato dal *constant fraction device*. $V_{th} = -1.57 V$, $HV = 1350 V$.

Figura 5.20: vista dall'alto della camera ruotata di 30° . Si è riprodotta la configurazione di particelle provenienti dal centro del rivelatore con angolo $\theta = 60^\circ$.

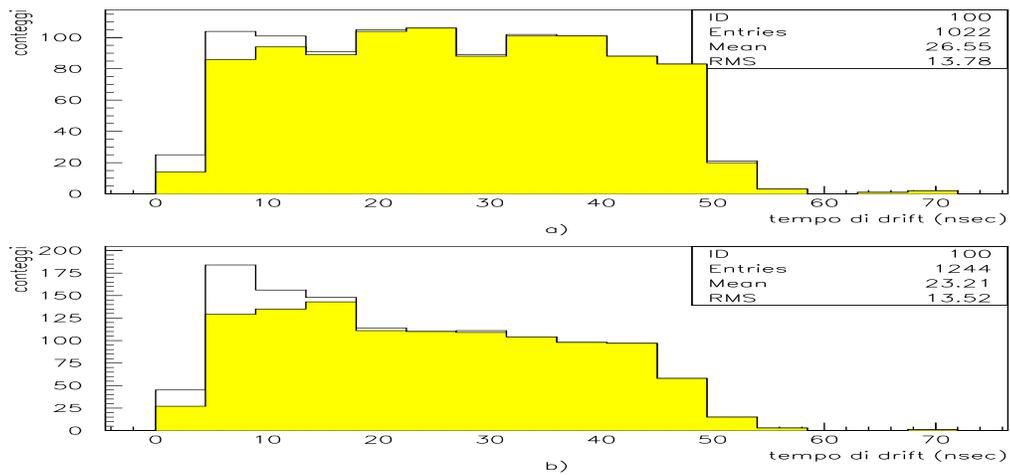


Figura 5.21: conteggi verso il tempo di *drift* della cannucchia S , con $V_{th} = -1.57 V$ (~ 65000 *elettroni*), $HV = 1350 V$. In grigio gli eventi rivelati anche da A o da B o da entrambe. Figura a) camera ruotata di 70° ($\theta = 20^\circ$). Figura b) camera ruotata di 30° ($\theta = 60^\circ$).

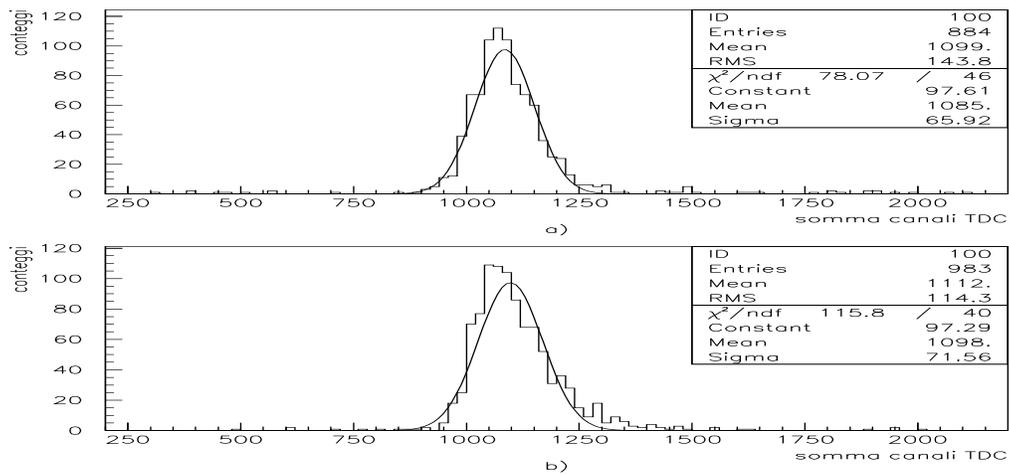


Figura 5.22: somma dei tempi di *drift* (in canali TDC) di due cannucce adiacenti e relativo *fit* gaussiano, con $V_{th} = -1.57 V$ (~ 65000 *elettroni*), $HV = 1350 V$. Figura a) camera ruotata di 70° ($\theta = 20^\circ$). Figura b) camera ruotata di 30° ($\theta = 60^\circ$).

Capitolo 6

Installazione e messa in opera delle camere

Le due camere a tubi proporzionali sono state trasportate a Fermilab verso la fine di aprile '96 e, dopo essere state ultimate sul posto, installate nella loro posizione definitiva tra maggio e giugno. L'acquisizione dei dati ha avuto inizio alla fine di settembre.

Durante la mia prima permanenza a Fermilab, tra aprile e giugno, ho partecipato alle prove eseguite per controllare il corretto funzionamento dei rivelatori anche dopo il trasporto, alla sostituzione dei fili anodici dei tubi che presentavano segni di danneggiamento, all'assemblamento finale con il circuito elettronico, all'installazione ed infine alle misure del livello di rumore e del comportamento dei rivelatori in presenza di una sorgente. Per quanto riguarda la camera esterna, che non era ancora ultimata al momento del trasporto, ho contribuito a completarne la costruzione (posizionamento dei fili), ad eseguire le prove dell'apparato elettronico e le conseguenti riparazioni.

Tra la fine di agosto e la metà di ottobre, periodo della mia seconda permanenza sul luogo dell'esperimento, ho preso parte all'esecuzione dei test dei dispositivi elettronici *receiver* (cfr. §4.4.1) ed all'installazione sia di questi ultimi che dei cavi di collegamento tra i rivelatori e la *counting room* (cfr. figura 4.9). Con l'avvicinarsi dell'inizio della presa dati, il mio lavoro si è rivolto alla preparazione di alcuni programmi in linguaggio FORTRAN, finalizzati allo studio dei dati sulle camere a tubi proporzionali, ed in seguito all'analisi dei dati stessi.

6.1 Camera interna

Il controllo del corretto funzionamento di ciascun tubo proporzionale è stato eseguito inserendo nel contatore la nota miscela di gas (operazione che richiede qualche ora), fornendo gradualmente, ad un singolo tubo per volta, la tensione di polarizzazione (fino a valori lievemente superiori a quelli di lavoro noti dai test di Torino e del Cern) e verificando, tramite un nanoamperometro¹ inserito in serie al generatore di tensione, che l'assorbimento di corrente fosse nullo, salvo il manifestarsi di brevi scariche sporadiche (dell'ordine della decina di nA) dovute al passaggio dei raggi cosmici.

Due tubi presentavano segni di danneggiamento, consistenti in una frequenza delle scariche superiore a quella osservata a Torino nel corso della stessa prova e comunque troppo alta per poter essere imputata esclusivamente ai cosmici o a qualche saltuaria moltiplicazione a valanga. Si imputò ciò ad un deterioramento nel meccanismo di tensione del filo anodico.

È a questo punto necessario descrivere brevemente questo meccanismo e la procedura per posizionare tale filo.

Si dispone la camera con l'asse in posizione verticale, sospesa ad un metro di altezza tramite una flangia metallica apposta fissata ad un piano di lavoro. Si posiziona il rocchetto di filo (tungsteno dorato di diametro $20 \mu m$) sopra la camera, sostenuto da un sistema di aste. Si fa passare il filo prima nel foro di uno dei due pin^2 necessari, poi nella camera (per centrare i fori nella flangia di stesalite si ricorre ad una sottile asta metallica incollata al capo del filo) ed infine nel secondo pin ; tutto questo srotolando gradualmente il filo dal rocchetto, pulendolo con un pennello imbevuto di acetone ed avendo cura di limitare al massimo lo sfregamento del filo, soprattutto cercando di posizionare il rocchetto il più precisamente possibile sulla verticale della cannucchia prescelta. A questo punto si premono i pin nei fori della flangia, si blocca il rocchetto per impedirne lo srotolamento, si appende un peso da $20 g$ all'estremità inferiore del filo e si schiaccia, utilizzando una pinza costruita appositamente, la parte del pin sporgente verso l'esterno, in modo da bloccare il filo quando è teso. Il risultato è mostrato in figura 6.1.

Le vibrazioni subite dal rivelatore durante il trasporto potrebbero aver causato un leggero scivolamento del filo all'interno del pin , allentandone la

¹Strumento per la misura dell'intensità di corrente sensibile fino al nA .

²Supporti in rame dorato utilizzati per tenere in tensione il filo.

Figura 6.1: sezione della camera a *straw* con raffigurato il sistema di sostegno dei fili anodici.

tensione. In questo caso il campo elettrico prodotto dall'applicazione della tensione di polarizzazione allontana il filo dall'asse del tubo proporzionale, più di quanto riuscirebbe a fare con un filo correttamente teso, avvicinandolo alla parete. Se il campo elettrico, inversamente proporzionale alla distanza anodo-catodo, aumenta sufficientemente iniziano a verificarsi le scariche sopracitate.

La sostituzione dei fili incriminati ha riportato il rivelatore al corretto comportamento.

Si è poi proceduto all'applicazione delle corone del circuito elettronico (il controllo del funzionamento canale per canale era stato eseguito a Torino) ed all'installazione sul corpo del sistema di pompe del getto di idrogeno.

Successivamente, con il rivelatore nella disposizione definitiva, sono state eseguite le misure del livello del rumore in funzione delle soglie ed il controllo del funzionamento di ciascun canale utilizzando una sorgente radioattiva di ^{106}Ru . Come esempio si riportano in tabella 6.1 i risultati relativi ad 8 tubi proporzionali.

È stato necessario inoltre annotare le corrispondenze tra le tensioni di

numero canale	conteggi [Hz] senza sorgente	conteggi [Hz] con sorgente
1	2	1470
2	200	1900
3	1	1380
4	10	1540
5	10	1490
6	20	1550
7	2	1120
8	150	1620

Tabella 6.1: camera I, ottante 7, ASD B (cioè strato esterno). Misura del rumore e dei conteggi con sorgente ^{106}Ru , $V_{th} = 1.34\text{ V}$ (da generatore), $HV = 1350\text{ V}$.

soglia impostate sul generatore e quelle effettivamente presenti sugli integrati ASD (cfr. tabella 6.2).

Generatore [V]	1.5	1.7	1.9	2.1	2.3	2.5
Integrato [V]	-1.13	-1.30	-1.46	-1.63	-1.80	-1.96

Tabella 6.2: corrispondenza tra tensione di soglia impostata dal generatore e valore effettivo prodotto sul piedino del circuito integrato.

Il circuito di stabilizzazione delle soglie provoca infatti una caduta di tensione dovuta al partitore tra la resistenza R_{16} (R_{22} nel caso del secondo ASD) e l'impedenza d'ingresso nell'integrato (cfr. figura 4.4). Conseguentemente le tensioni di soglia, al livello del generatore, impostate a Fermilab equivalgono a tensioni di soglia del test al CERN circa 500 mV inferiori (al CERN infatti non era ancora utilizzato tale circuito). In questo paragrafo (e nel seguito) con V_{th} si indica la tensione del generatore. Si precisa inoltre che il circuito di stabilizzazione delle soglie introduce anche un fattore -1 perchè l'operazionale è utilizzato in configurazione invertente: ciò che si paragona è quindi il valore assoluto delle tensioni di soglia impostate dal generatore.

6.2 Camera esterna

Una volta terminati, verso la metà di giugno, i lavori di installazione e le misure sulla camera interna, è stato portato a termine il lavoro di posizionamento dei fili anodici della camera esterna interrotto a Torino. Nello stesso periodo ci si occupava dell'esame delle corone e delle piastrine dei circuiti elettronici (sempre della camera esterna) arrivati a Fermilab direttamente dal CERN, dove sono stati costruiti. Entrambi i lavori hanno presentato difficoltà.

Il controllo dei tubi proporzionali, già eseguito sulla camera interna e descritto nel paragrafo 6.1, mostrava che non solo parte delle *straw* nelle quali si era inserito il filo anodico a Torino presentavano segni di deterioramento, ma anche circa il 30% di quelle eseguite a Fermilab davano indicazioni di instabilità. Si è allora deciso di aumentare a 40 *g* la tensione applicata al filo (inizialmente si erano mantenuti i 20 *g* calcolati per la camera piccola, perchè tale valore era comunque compreso nella regione indicata dal calcolo eseguito con la nuova lunghezza dei tubi [25]) e, incoraggiati dai risultati, si è deciso di sostituire tutti i fili del rivelatore.

L'esame del circuito elettronico ha mostrato che 4 delle 10 (8+2 ricambi) piastrine di alimentazione degli ASD assorbivano correnti inusuali e non mantenevano il corretto valore di tensione in alcune delle piste di alimentazione che sarebbero dovute giungere agli ASD. Ciò si verificava semplicemente a causa di un collegamento errato, che già era stato eseguito a posteriori per supplire ad una pista mancante nello schema per la costruzione delle piastrine. Una volta riparate queste, l'analisi di ciascun canale, eseguito inviando il segnale di *test-in*, ha evidenziato 40 canali non funzionanti sui 128 complessivi. Indagando le cause di ciò si è appurato che alcuni dei fori passanti della corona del *test-in* e delle altre piastrine non producevano il contatto tra le piste su superfici opposte della basetta. Sono stati controllati allora tutti i fori passanti (circa 200), anche quelli sul percorso di canali in apparenza funzionanti, e ne sono stati trovati quasi 40 difettosi. La maggior parte di essi, pur non essendo proprio circuiti aperti, presentavano resistenze non nulle (da pochi *ohm* ad un centinaio). Dato che gli schemi non prevedono contatti tra i fori passanti e le piste appartenenti a piani intermedi delle piastrine, le riparazioni sono state eseguite inserendo un filo conduttore (diametro 0.2 *mm*) e saldandolo sulle piazzole di entrambe le superfici. Il procedimento era reso difficoltoso dalle limitate dimensioni dei fori passanti (diametro

$\sim 0.3 \text{ mm}$) e delle piazzole. La causa di questi difetti di fabbricazione è presumibilmente un malriuscito processo di metallizzazione dei fori passanti. Si è preferito eseguire le riparazioni piuttosto che ricostruire i dispositivi, a causa dell'imminente data prevista per l'installazione del rivelatore.

Verso i primi di giugno si è proceduto all'assemblamento ed all'installazione anche di questo secondo rivelatore, ripetendo poi tutte le prove e misure già eseguite sul primo.

6.3 Preparativi per la presa dati

Il test dei dispositivi *receiver+stretcher* (cfr. §4.4.1), progettati per ricevere ed allungare temporalmente i segnali provenienti dalle uscite degli amplificatori ASD, è stato effettuato in laboratorio utilizzando le piastrine di ricambio dell'elettronica ed azionandole tramite un segnale di *test-in*. Dopo la loro installazione, ma prima dell'inizio della presa dati, si sono eseguite nuove misure del livello del rumore in funzione delle soglie, per vedere se, con la disposizione definitiva e con tutti i rivelatori attivi, ci fossero differenze rispetto al livello misurato prima che questi ultimi fossero installati. In effetti la frequenza di conteggio del rumore era aumentata (più nella camera piccola che nella grande), in particolare negli ottanti numero 7 ed 8 della camera I. Ciò implica che le tensioni di soglia dovranno essere più alte di quanto indicato dalle misure eseguite in precedenza.

La probabilità p che venga prodotto un segnale di rumore nella finestra temporale, di larghezza Δt , dove cadono gli eventi prodotti dal passaggio di una particella, è data da

$$p = (\Delta t + t') \times f , \quad (6.1)$$

dove $t' \simeq 10 \text{ ns}$ è la durata del segnale di uscita dei *receiver* ed f la frequenza dei conteggi dovuti al rumore di un singolo tubo proporzionale. Dato che, per quanto riguarda i tubi con raggio maggiore, Δt vale circa 130 ns , tale probabilità è contenuta entro l'1% o il 2% fino a frequenze del rumore dell'ordine dei 100 KHz per tubo.

I valori delle tensioni di soglia sono stati scelti inizialmente al fine di contenere il rumore sotto i 10 KHz per ottante, ma in seguito, con l'inizio dell'acquisizione e con l'analisi dei dati, sono stati più volte modificati. In tabella 6.3 si riportano i valori impostati nel corso delle ultime prese dati.

tensioni di soglia [V]	camera I strato interno	camera I strato esterno	camera II strato interno	camera II strato esterno
ottante 1	1.80	1.80	1.40	1.40
ottante 2	1.90	1.90	1.40	1.40
ottante 3	1.80	1.90	1.40	1.40
ottante 4	1.80	1.80	1.40	1.40
ottante 5	1.90	1.80	1.40	1.40
ottante 6	1.35	1.90	1.40	1.40
ottante 7	2.30	2.20	1.40	1.40
ottante 8	2.20	2.30	1.40	1.40

Tabella 6.3: tensioni di soglia relative a ciascun ottante.

6.4 Cambio della miscela di gas

L'acquisizione dei dati è incominciata poco dopo la metà di settembre. Il fascio utilizzato inizialmente è costituito da un numero di antiprotoni pari a circa 20×10^{10} , inferiore alle possibilità attuali dell'accumulatore, ed è impostata, nel getto di idrogeno, una densità di $\sim 5 \times 10^{13}$ *atomi/cm*³. Ci si attende una luminosità istantanea, calcolata tramite l'equazione 2.3, di circa

$$L \simeq 4 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} .$$

I contatori collegati agli odoscopi H1 ed H2 indicano che la frequenza di eventi carichi, cioè con particelle nello stato finale dotate di carica elettrica, è rispettivamente:

$$H1_{OR} \simeq 3 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$$

$$H2_{OR} \simeq 3 \times 10^5 \text{ s}^{-1} .$$

La notevole differenza è dovuta alla presenza di numerosi raggi delta, che hanno origine nel bersaglio, al passaggio al passaggio degli antiprotoni. Questi elettroni investono H1, molto vicino al tubo a vuoto del fascio, ma non riescono ad arrivare fino al lontano H2 [15].

In ciascuna di queste interazioni sono prodotte mediamente due o tre particelle cariche, conseguentemente il flusso di queste nella camera grande

è dell'ordine di 1 MHz . Nella camera piccola, più vicina ad H1, il flusso è più che doppio: infatti circa il 25% dei raggi delta che colpiscono H1 riesce a raggiungere anche quest'ultima.

Si prende subito atto che la camera piccola non riesce a lavorare in condizioni di stabilità, se non a tensioni più basse di quelle che il test al CERN ha mostrato essere necessarie per ottimizzare efficienza e risoluzione. Per esempio a tensioni di circa 1300 V , ma anche inferiori quando la luminosità è maggiore, la corrente assorbita dalla camera, inizialmente di circa 20 μA , incomincia ad aumentare fino ad un valore più o meno doppio. Lì si stabilizza per poche decine di secondi, poi torna a crescere finchè non raggiunge il limite massimo di corrente, impostato dal generatore di tensione. Tutto questo processo si compie in pochi minuti.

La camera esterna invece non presenta questo comportamento: impostando tensioni di polarizzazione corrispondenti a quelle della camera interna, la corrente rimane stabile. Per esempio, a parità di luminosità istantanea, ad una tensione di 1500 V corrisponde una corrente stabile di 15 μA . Considerando che l'andamento del campo elettrico all'interno del tubo proporzionale è dato dall'equazione 3.40, la tensione ($V_{0,II}$) che si deve fornire alla camera esterna (II) per ottenere lo stesso guadagno della camera interna (I) è:

$$V_{0,II} = \frac{\ln(b_{II}/a_{II})}{\ln(b_I/a_I)} V_{0,I} , \quad (6.2)$$

dove $V_{0,I}$ è la tensione di polarizzazione della camera interna, b_I e b_{II} sono i raggi dei tubi, a_I ed a_{II} sono i raggi dei fili anodici.

L'osservazione dei segnali delle camere con l'oscilloscopio evidenzia la presenza di numerose "ribattute" dei segnali che si smorzano solo dopo 300 o 400 ns . Inizialmente si è pensato fossero causate dal sistema elettronico, ma, in seguito ad un'analisi più approfondita, sono state attribuite alla miscela gassosa utilizzata ($Ar : CO_2 : CH_4 = 90 : 9 : 1$). Nelle figure 6.2 e 6.3 si mostrano, per entrambe le camere, le distribuzioni dei tempi di deriva del primo segnale (istogramma chiaro) e, quando esiste, della prima ribattuta (istogramma grigio). Si ricorda che il TDC lavora in configurazione di *common stop* e quindi lo scorrere del tempo negli istogrammi va da destra a sinistra. La probabilità che le ribattute si verifichino sembra, a prima vista, più alta per la camera esterna, ma si deve considerare che l'istogramma non riporta tutti i segnali esistenti bensì solo quelli che il dispositivo elettronico

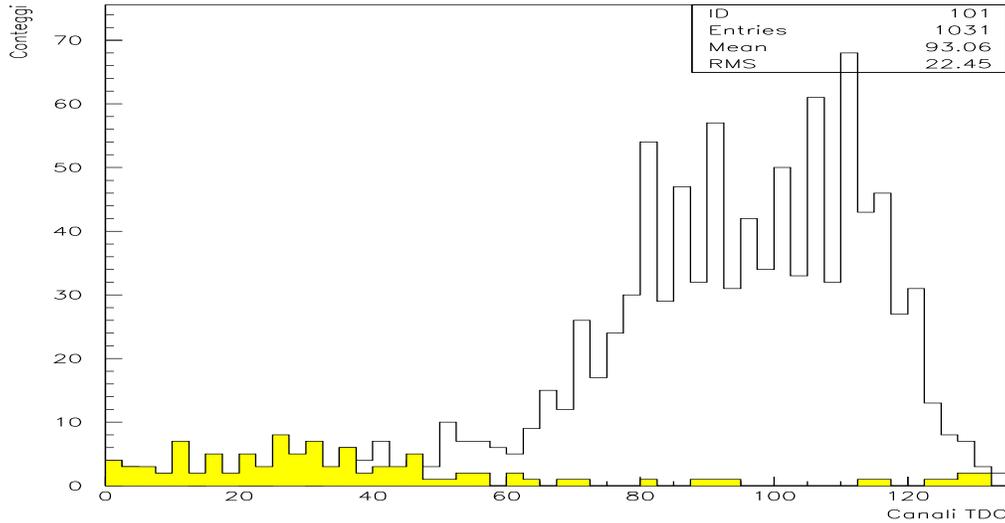


Figura 6.2: distribuzione dei tempi di deriva del segnale (istogramma chiaro) e della prima ribattuta (istogramma grigio) della camera I, strato interno ($HV = 1300\text{ v}$, $V_{th} = 1.8\text{ V}$).

è in grado di rivelare: la soglia impostata sugli amplificatori della camera interna, più rumorosa, è più alta di quella della camera esterna (1.8 V contro 1.4 V).

Ciò che si osserva, soprattutto dalla stampa dei tempi del segnale e delle ribattute di un discreto numero di eventi, è che l'istante in cui cade la prima ribattuta sembra dipendere dalla dimensione del raggio dei tubi, o meglio dal tempo di deriva massimo, e cioè circa 60 ns dopo l'evento, nella camera interna, e circa 130 ns, nella camera esterna. Una possibile interpretazione del fenomeno è che i fotoni emessi dagli atomi di argon eccitati nel corso della moltiplicazione a valanga, non siano sufficientemente assorbiti dal *quencher*³ inserito nella miscela (l'anidride carbonica non è infatti la molecola migliore da questo punto di vista). Parte di essi riesce quindi a raggiungere il catodo ed estrarre degli elettroni i quali, dopo aver attraversato radialmente tut-

³Percentuale di gas poliatomico responsabile dell'effetto chiamato smorzamento di scarica (cfr. §3.4).

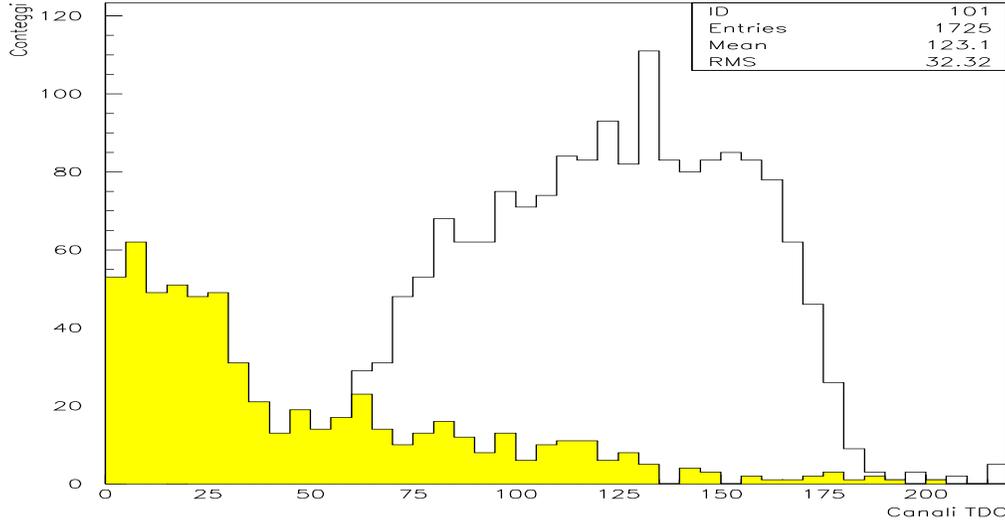


Figura 6.3: distribuzione dei tempi di deriva del segnale (istogramma chiaro) e della prima ribattuta (istogramma grigio) della camera II, strato interno ($HV = 1500 v$, $V_{th} = 1.6 V$).

to il tubo, impiegando quindi il massimo tempo di deriva, generano nuove moltiplicazioni.

Si è così deciso di sostituire il gas con un'altra miscela, più efficace nell'assorbimento dei fotoni e nello smorzamento della carica: argon, isobutano e vapore di *methylnal*⁴ in proporzione 82, 15, 3 (in volume) [16]. Il comportamento dei rivelatori è ora decisamente diverso. Le ribattute, osservate con l'oscilloscopio, esistono ancora, ma si verificano con una frequenza notevolmente inferiore e la corrente assorbita dai rivelatori è stabile anche con elevati flussi di particelle cariche. L'acquisizione dei dati, immediatamente successiva alla sostituzione della miscela di gas, era finalizzata allo studio della risonanza ψ' . La luminosità istantanea era, quindi, quella tipicamente impostata nel corso dell'esperimento:

$$L \simeq 3 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} ,$$

⁴Alcool metilico

quasi un fattore 10 superiore alla luminosità con cui erano stati raccolti i primi dati. Le tabelle 6.4 e 6.5 ed i grafici 6.4 e 6.5 riportano l'andamento della corrente e dei conteggi (l'*OR* delle 8 *straw* di un ottante) delle camere in funzione della tensione di polarizzazione applicata.

HV [V]	I [μA]	Conteggi [KHz] 1 ottante
1040	1.7	112
1060	2.5	168
1080	3.5	211
1100	5.0	279
1120	6.7	369
1140	9.0	424
1160	14.0	554
1180	19.5	664
1200	26.0	736
1220	36.5	885

Tabella 6.4: camera interna. Corrente assorbita e conteggi (*OR* degli 8 tubi di un ottante) con diverse tensioni di polarizzazione (nuovo gas).

La misura dei conteggi è eseguita tramite un contatore al quale viene inviato l'*OR* dei segnali di un ottante, provvisoriamente scollegato dal TDC. I segnali non superano alcuna selezione e quindi non rappresentano esclusivamente gli eventi legati al passaggio di particelle nei rivelatori. Possono infatti essere dovuti sia al rumore elettronico che a quello dei tubi, legato all'aumento della tensione, ed inoltre anche nel caso di eventi "reali" la presenza di ribattute assocerebbe una molteplicità a ciascuno di essi. Questo giustifica la non saturazione della frequenza di conteggio. La prova eseguita è comunque indispensabile per avere una prima idea di dove si trova la regione di lavoro con la nuova miscela di gas, si possono infatti escludere i valori della tensione di polarizzazione superiori a dove si osserva un considerevole aumento della corrente senza che ci sia anche un adeguato incremento dei conteggi. Si dispone inoltre di istogrammi *on-line*, cioè "riempiti" durante la presa dati man mano che vengono acquisiti gli eventi, definiti appositamente per una

HV [V]	I [μA]	Conteggi [KHz] 1 ottante
1200	2.5	57
1220	3.2	88
1240	4.1	131
1260	5.5	195
1280	7.0	291
1300	9.7	435
1320	12.3	605
1340	16.5	805
1360	22	947
1380	32	1120
1400	46	1280

Tabella 6.5: camera esterna. Corrente assorbita e conteggi (*OR* degli 8 tubi di un ottante) con diverse tensioni di polarizzazione (nuovo gas).

stima dell'efficienza (cfr. figura 6.6) utilizzando i segnali degli odoscopi. Essi non sono ancora del tutto attendibili per una misura dell'efficienza assoluta, ma offrono comunque indicazioni sull'efficienza relativa a diversi valori della tensione: quando l'incremento di quest'ultima non produce più un aumento del rapporto tra gli eventi rivelati dalle camere a quelli rivelati dagli odoscopi, significa che si è già raggiunta e forse superata la regione di lavoro ottimale.

Queste considerazioni ed in seguito l'analisi *off-line*⁵ dei dati ha portato a stabilire che i due rivelatori, con la miscela di gas argon, isobutano e vapore di *methylal* in proporzione 82, 15, 3, possono lavorare a tensioni di circa 1180 V (camera interna) e 1350 V (camera esterna), con le soglie date in tabella 6.3.

⁵Con il termine *off-line* si intende il sistema *software* utilizzato per la decodifica e lo studio dei dati precedentemente acquisiti.

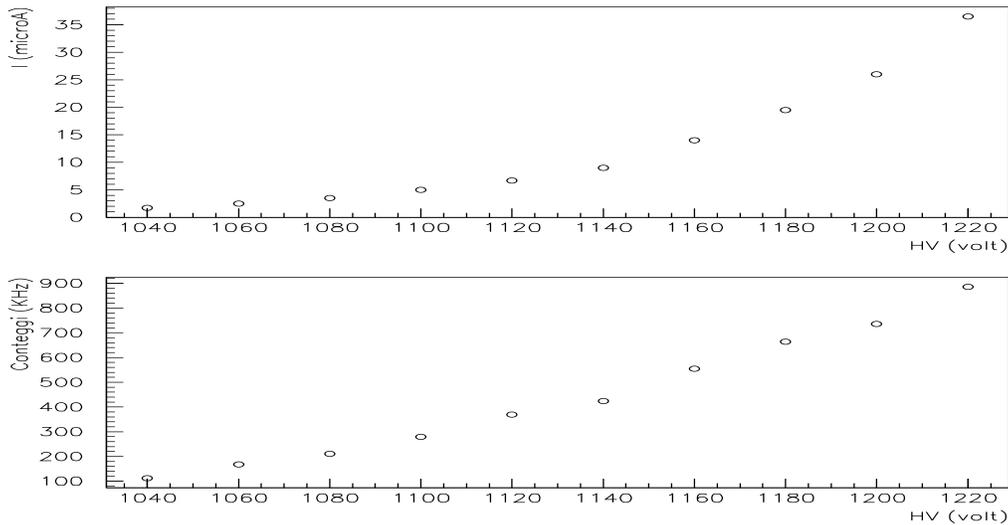


Figura 6.4: camera interna. Corrente assorbita e conteggi (*OR* degli 8 tubi di un ottante) con diverse tensioni di polarizzazione (nuovo gas).

6.5 Programmi in FORTRAN per l'analisi dei dati

Si riporta in questo paragrafo la descrizione di uno dei programmi in linguaggio FORTRAN, scritti per eseguire l'analisi dei dati delle camere a *straw*. Questi programmi, richiamati nel corso della lettura dei dati memorizzati su nastro magnetico o su disco, scrivono in un *file*, ordinato per numero di evento, i valori che assumono le variabili utili all'analisi dei dati. Inoltre producono alcuni istogrammi, inseriti anche nel sistema *on-line*, utili per una rapida stima dell'efficienza e del rumore.

La logica di uno di essi si può schematizzare nei punti seguenti.

- Si definiscono le variabili che, per ciascun evento, contengono l'informazione dei vari rivelatori, cioè i tempi dei segnali caduti nella finestra di lettura dei TDC delle camere (128+128 variabili), la carica rilasciata negli odoscopi H1, H2, H2' (8+32+24 variabili), le coordinate θ e ϕ dei *cluster* di energia rilasciati nel calorimetro centrale (8+8 variabili)

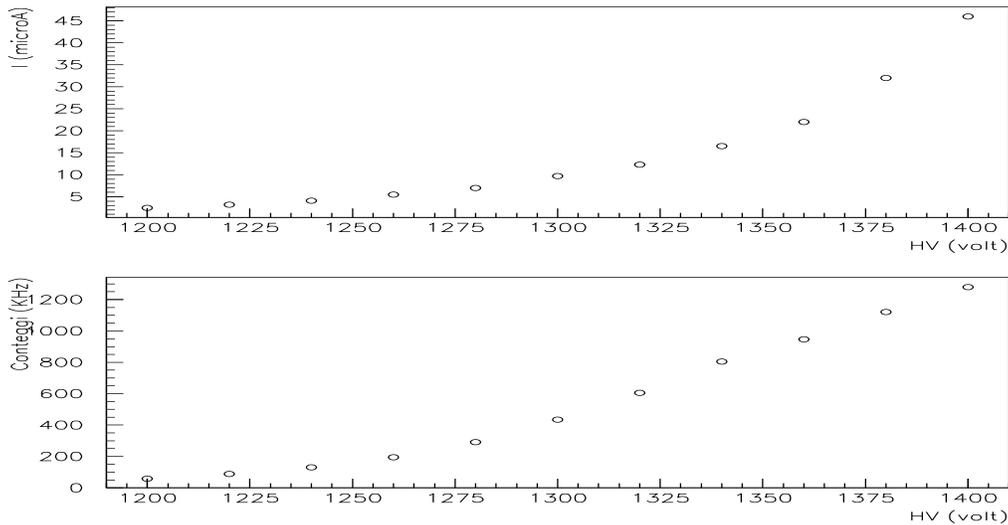


Figura 6.5: camera esterna. Corrente assorbita e conteggi (OR degli 8 tubi di un ottante) con diverse tensioni di polarizzazione (nuovo gas).

corrispondenti a 8 settori in θ ed a 8 settori in ϕ). Inoltre si definiscono altre variabili, descritte poco oltre, che contengono elaborazioni di quelle appena elencate.

- Si individuano gli odoscopi colpiti (la richiesta è che la carica rilasciata sia maggiore di 0.3 m.i.p.⁶) e si definiscono 8 variabili, una per ogni ottante in ϕ , le quali, assumendo diversi valori, indicano se nell'ottante è o non è passata una particella carica, precisando quali odoscopi (e calorimetro) l'hanno vista.
- Si esaminano i tempi dei segnali rivelati dai TDC delle camere, che, per ogni evento, sono al massimo 6 per tubo (il TDC potrebbe memorizzarne 16, ma non è necessario visto che è raro osservare più di 3 o 4 ribattute). Tra questi bisogna prelevare il segnale e scartare le ribattute. Come detto il TDC lavora in *common stop* quindi il maggiore di questi viene inserito nella variabile associata al tubo in esame. Per due

⁶Si intende la carica mediamente rilasciata da una particella al minimo di ionizzazione.

soli dei 256 tubi (uno della camera interna ed uno di quella esterna) vengono memorizzati, in altre variabili, i tempi di tutti e sei i segnali, al fine di studiarne la fenomenologia.

- Si definiscono altre 32 variabili, una per ogni ottante di ϕ e per ogni strato di *straw*, che indicano quando almeno una delle 8 cannuccie ha inviato un segnale nella finestra temporale corretta.
- Si producono 5 istogrammi (ad 8 colonne) per la stima dell'efficienza e 5 per la stima del livello di rumore. Il primo indica, per ogni ottante, quante volte si è verificata una coincidenza doppia fra gli odoscopi H1 ed H2. I 4 seguenti, uno ogni strato di cannuccie, indicano quando uno degli eventi appena selezionati è stato rivelato anche da uno dei tubi dell'ottante in cui è passata la particella (in realtà si tiene conto anche delle due cannuccie adiacenti all'ottante per tener conto del lieve sfasamento in ϕ tra *straw* ed odoscopi). L'efficienza di ciascun ottante è data dal rapporto $(doppie+straw)/doppie$. Il primo degli altri 5 istogrammi indica quante volte si è attivato il *trigger* senza che nessuno degli odoscopi H1, H2, H2' abbia rivelato il passaggio di una particella nell'ottante considerato (il numero di elementi di H2' è scelto in modo che gli ottanti delle camere siano completamente coperti). Gli altri 4 indicano quante volte, in corrispondenza di uno degli eventi così selezionati, almeno una delle cannuccie dell'ottante ha prodotto un segnale nella finestra temporale corretta. Il rapporto tra queste quantità ci dice la probabilità che uno o più segnali di rumore simulino un evento vero nell'ottante, ogni volta che i TDC vengono letti.

In figura 6.6 si mostrano come esempio gli istogrammi relativi allo strato più esterno della camera grande.

6.6 Stima dell'efficienza

In tabella 6.6 si riportano i valori dell'efficienza di ogni strato di tubi, raggruppati per ottanti (45° dell'angolo azimutale ciascuno), misurati utilizzando i dati raccolti con soglie date in tabella 6.3 e con tensioni di polarizzazione di 1180 V (camera I) e 1350 V (camera II). Si mostrano inoltre, in tabella 6.7,

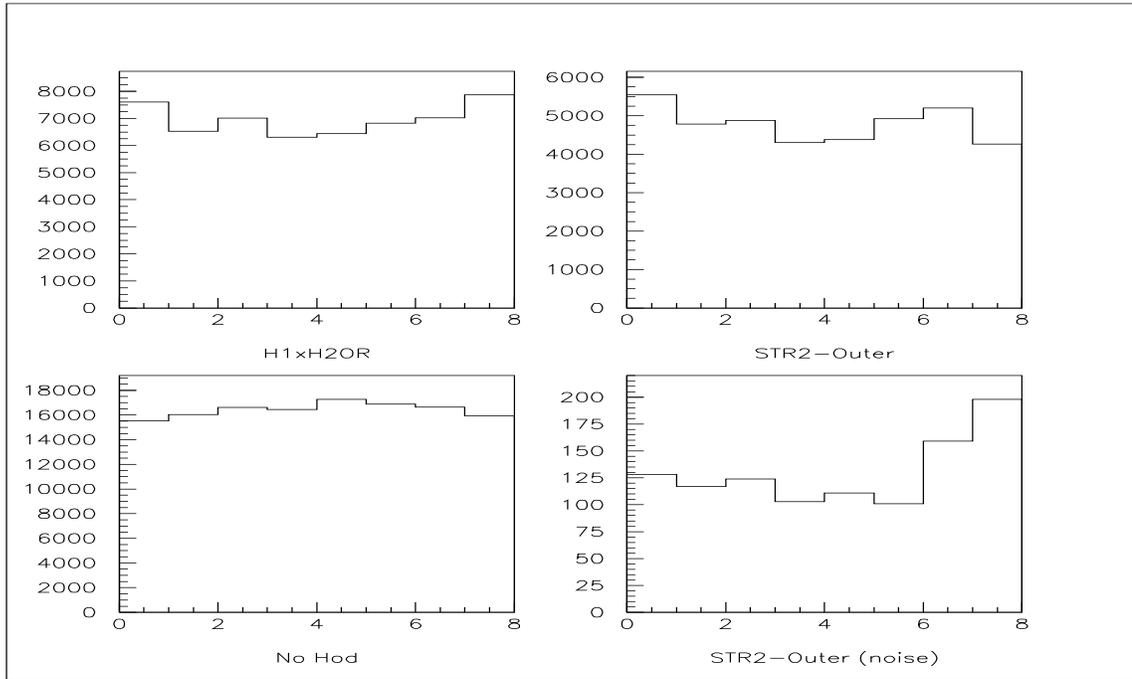


Figura 6.6: esempio degli istogrammi usati per una prima stima di efficienza e rumore. Le colonne, ognuna relativa ad una regione di 45° in ϕ , rappresentano il numero di coincidenze doppie (H1xH2OR), le doppie con segnale nella camera II strato esterno (STR2-Outer), gli eventi senza traccia negli odoscopi dell'ottante (No Hod) e questi ultimi con segnale nella camera (STR2-Outer(noise)).

le probabilità che una particella sia rivelata da tutti e 4 e da almeno 3 degli strati attraversati.

Nel caso in cui solo uno dei due strati di una delle camere riveli il passaggio di una particella, non è più possibile eliminare l'ambiguità destra-sinistra, nel tubo colpito, servendosi esclusivamente del rivelatore stesso. Si può, però, utilizzare l'informazione del calorimetro centrale. Esso, per quanto riguarda i canali elettromagnetici, offre infatti una risoluzione in ϕ di circa 12 mrad , mentre una singola *straw* copre una regione di 98 mrad .

Per eseguire queste misure si sono utilizzati i dati selezionati dal programma descritto nel paragrafo 6.5, elaborandoli nel modo seguente. Si individuano le tracce che hanno prodotto segnali sia nel calorimetro centrale, che negli

efficienza	camera I strato interno	camera I strato esterno	camera II strato interno	camera II strato esterno
ottante 1	0.886 ± 0.015	0.817 ± 0.007	0.933 ± 0.005	0.898 ± 0.006
ottante 2	0.735 ± 0.020	0.699 ± 0.026	0.892 ± 0.007	0.844 ± 0.008
ottante 3	0.895 ± 0.006	0.868 ± 0.007	0.682 ± 0.008	0.741 ± 0.009
ottante 4	0.878 ± 0.015	0.830 ± 0.007	0.784 ± 0.008	0.797 ± 0.009
ottante 5	0.829 ± 0.008	0.776 ± 0.008	0.882 ± 0.008	0.807 ± 0.008
ottante 6	0.810 ± 0.008	0.830 ± 0.007	0.873 ± 0.007	0.820 ± 0.008
ottante 7	0.843 ± 0.007	0.273 ± 0.008	0.677 ± 0.008	0.827 ± 0.007
ottante 8	0.854 ± 0.007	0.756 ± 0.009	0.362 ± 0.009	0.457 ± 0.009

Tabella 6.6: efficienza per strato.

odoscopi H1 ed H2. Le si separano a seconda di quale dei 32 elementi di H2 è stato attraversato e si osserva quante di esse sono state rivelate anche dalle *straw* che coprono (completamente) l'elemento in questione. Ciascuno scintillatore dell'odoscopio H2 copre una regione di angolo azimutale di 11.25° , l'efficienza di un ottante è perciò calcolata eseguendo la media dell'efficienza relativa a tracce selezionate da 4 di essi.

In alcuni ottanti l'efficienza è penalizzata dalla presenza di singoli canali non funzionanti, per cause legate all'elettronica o al tubo proporzionale. L'efficienza molto bassa degli strati interno ed esterno dell'ottante 8 della camera II e dello strato esterno dell'ottante 7 della camera I, è dovuta presumibilmente a problemi legati all'elettronica, infatti i problemi sono generalizzati a tutti i canali e la suddivisione di questi è proprio eseguita secondo strato ed ottante: stesso amplificatore ASD, stessa piastrina e stesso cavo.

Questi problemi sono sorti nel lasso di tempo trascorso tra l'installazione delle camere e la conclusione dell'installazione del resto dell'apparato sperimentale, ma le cause non sono ancora stabilite con certezza.

Nelle figure 6.7, 6.8, 6.9 e 6.10 si riportano le distribuzioni dei tempi di deriva dei tubi proporzionali, limitatamente all'ottante 1. Si può notare che 2 dei 32 canali mostrati sono del tutto non funzionanti.

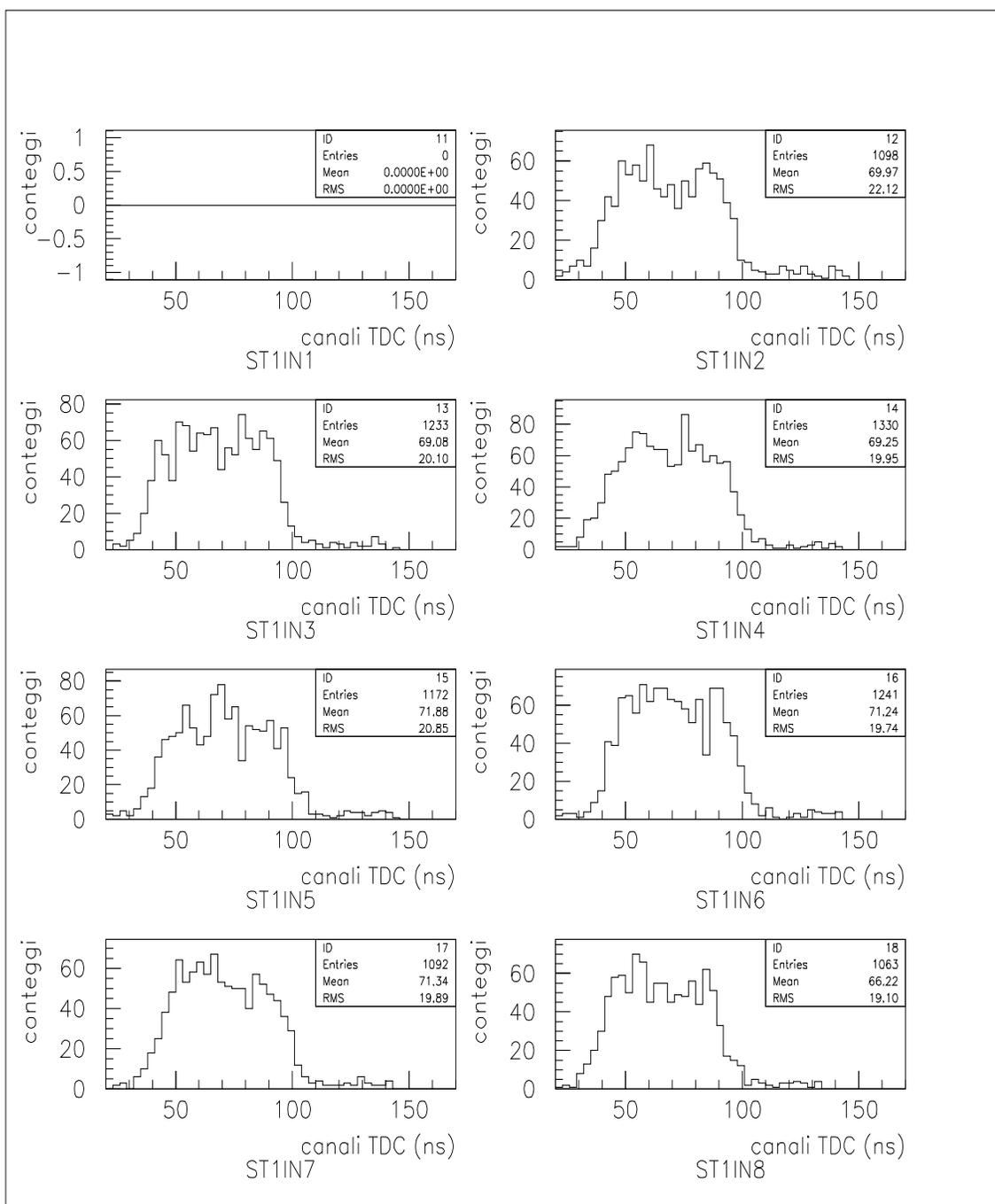


Figura 6.7: camera I, ottante 1, strato interno. Distribuzioni dei tempi di deriva.

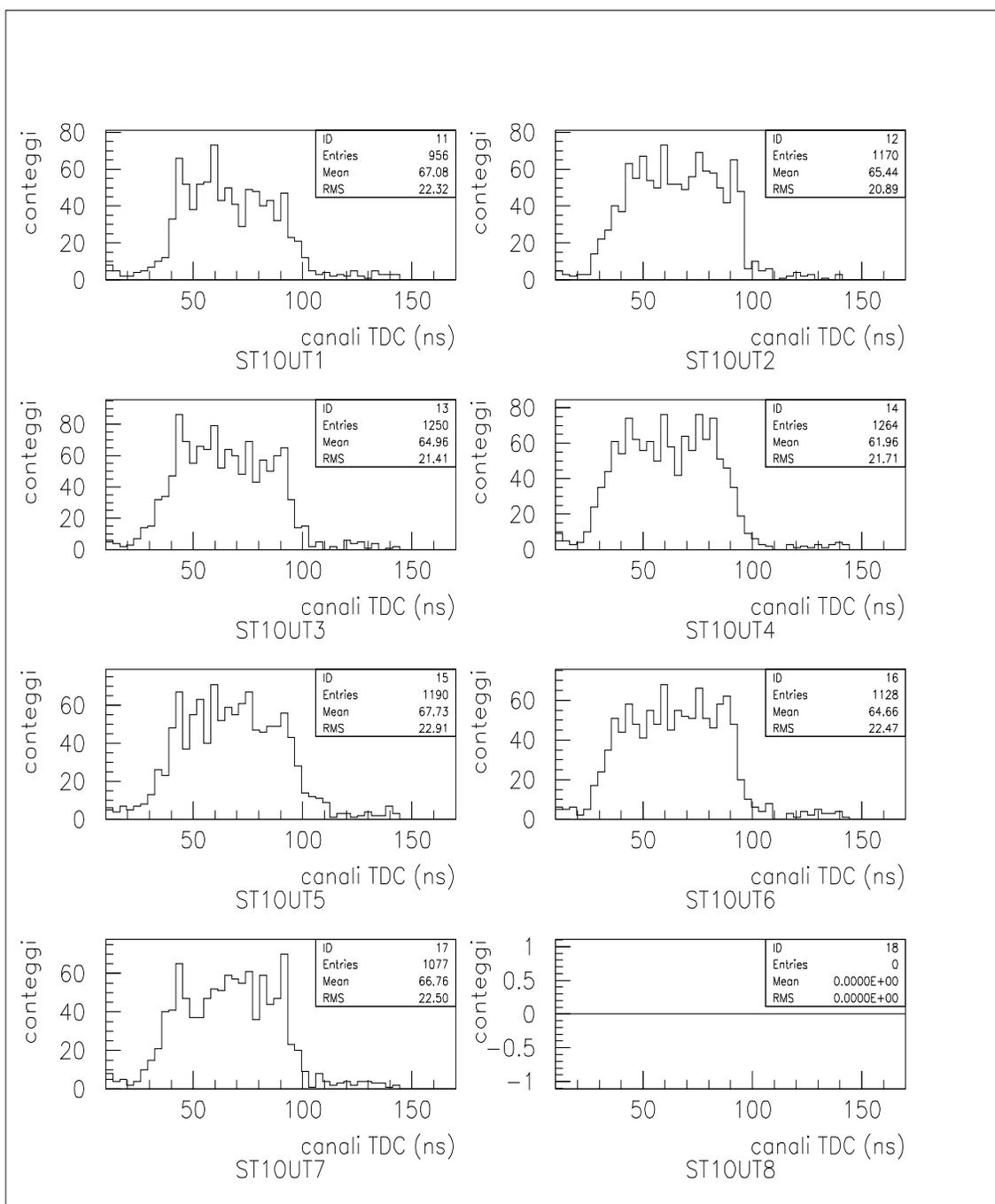


Figura 6.8: camera I, ottante 1, strato esterno. Distribuzioni dei tempi di deriva.

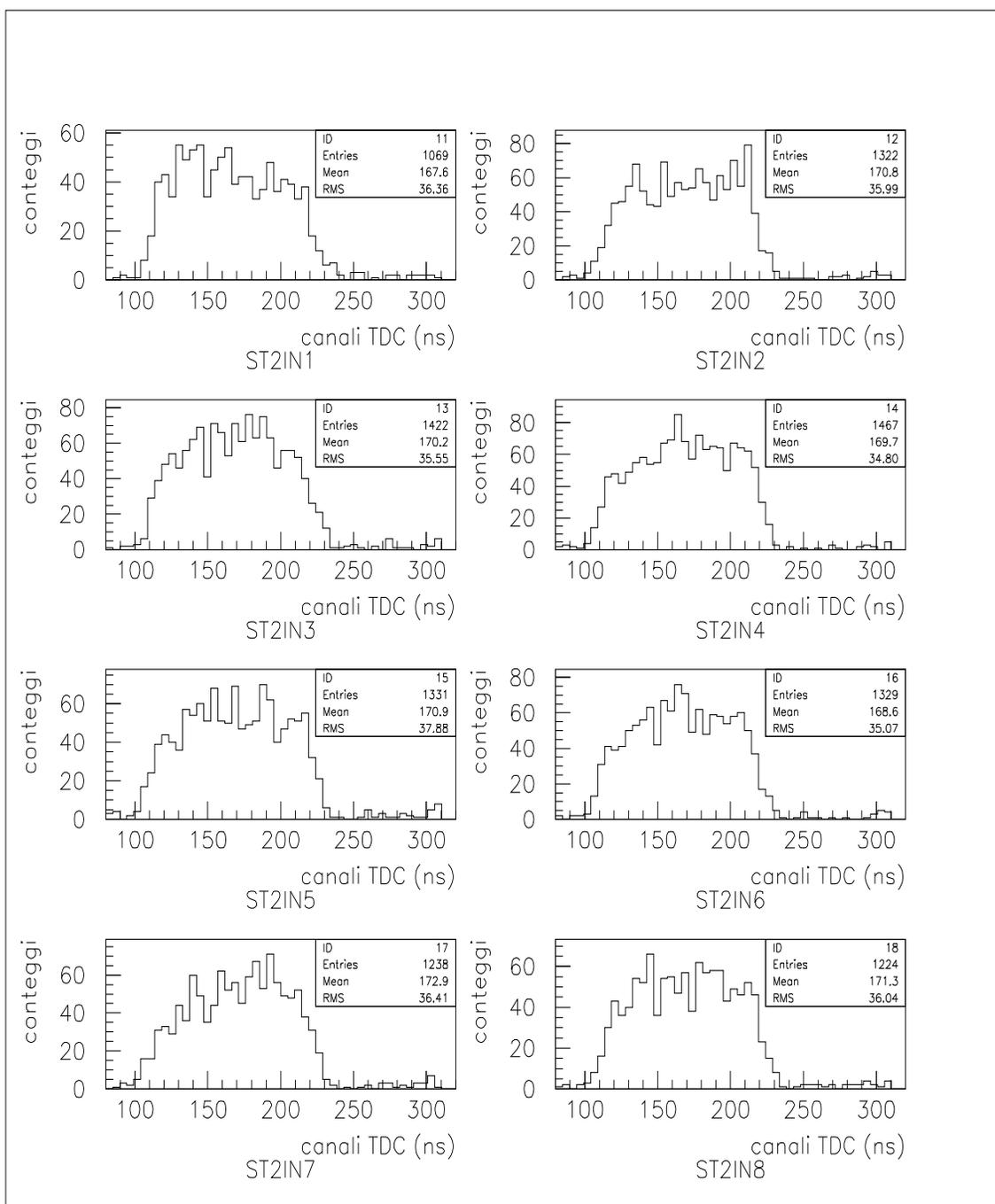


Figura 6.9: camera II, ottante 1, strato interno. Distribuzioni dei tempi di deriva.

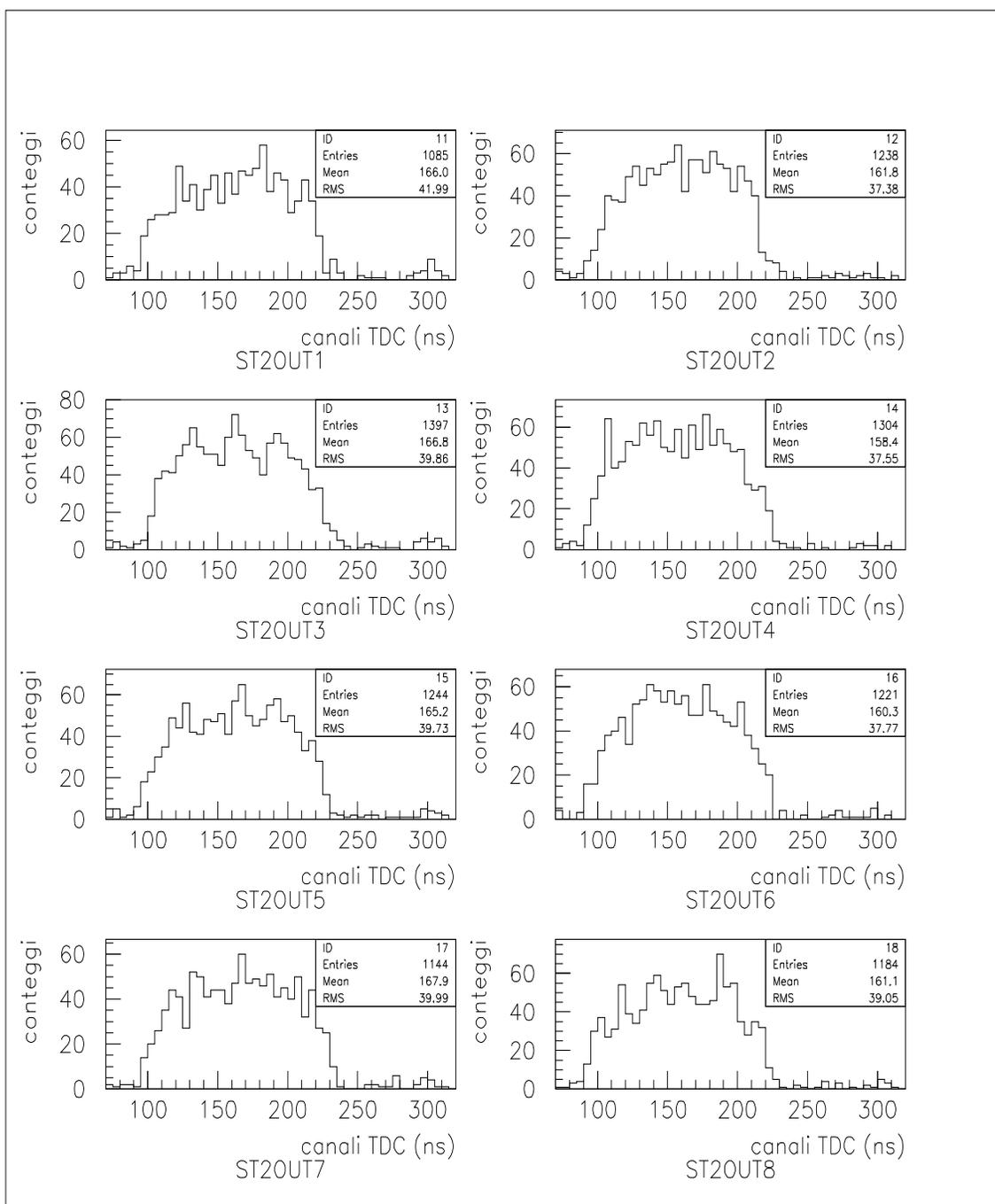


Figura 6.10: camera II, ottante 1, strato esterno. Distribuzioni dei tempi di deriva.

ottante	4 strati	≥ 3 strati
1	61%	94%
2	39%	81%
3	39%	82%
4	46%	86%
5	46%	86%
6	48%	87%
7	13%	59%
8	11%	48%

Tabella 6.7: probabilità che una particella sia rivelata da tutti e 4 o da almeno 3 degli strati di tubi attraversati.

6.7 Risoluzione angolare

Si presenta in questo paragrafo una prima stima della risoluzione relativa all'angolo azimutale, ottenuta non utilizzando il programma generale di ricostruzione tracce di cui è dotato l'*off-line* dell'esperimento, ma servendosi di uno dei programmi citati nel paragrafo 6.5.

Si consideri una particella proveniente da un punto situato esattamente sull'asse del fascio: essa può intersecare i 4 strati di tubi delle camere secondo altrettante possibili combinazioni, mostrate in tabella 6.8.

Numero tubo camera I	Numero tubo camera I	Numero tubo camera II	Numero tubo camera II
strato interno	strato esterno	strato interno	strato esterno
n+1	n	n+1	n
n+1	n	n	n
n	n	n	n
n	n	n	n-1

Tabella 6.8: possibili combinazioni di tubi attraversati da una traccia.

Si esegue una selezione degli eventi richiedendo che tutte e 4 le *straw*, in

una delle 4 configurazioni indicate, abbiano inviato un segnale al TDC. Si definisce, in un piano perpendicolare alla direzione del fascio di antiprotoni, un sistema di assi cartesiani, avente l'asse delle ascisse coincidente con la retta che biseca l'angolo $\Delta\phi$ individuato dalle cannuce colpite (cfr. figura 6.11). L'origine è l'intersezione tra l'asse del fascio ed il piano.

Figura 6.11: schematica rappresentazione dell'angolo $\Delta\phi$ individuato da una delle 4 possibili combinazioni tubi.

Si elabora l'informazione di ciascuna di esse, ottenendo le coordinate di 4 punti (per fare questo si esegue un'approssimazione che ha effetti trascurabili). Dato che l'origine delle tracce può essere distante anche 2.5 mm dall'origine del sistema di assi, si eseguono, per ciascuna traccia, quattro *fit* lineari $y = mx - q$. Lo scopo è esaminare le possibilità che la particella sia passata sia a destra che a sinistra dei fili anodici che si trovano sulle semirette che definiscono l'angolo $\Delta\phi$. In figura 6.11 tali fili sono quelli appartenenti ai tubi numero n dello strato esterno della camera I e dello strato interno della camera II. La deviazione standard $\sqrt{s^2}$ della coordinata y di ciascun punto è stimata da:

$$\sqrt{s^2} = \sqrt{\frac{1}{4-2} \sum_{i=1}^4 (y_i - mx_i - q)^2} \quad (6.3)$$

e viene utilizzata per calcolare l'errore σ_m sul coefficiente angolare m della

retta che presenta il valore più basso di $\sqrt{s^2}$. In figura 6.12 si riporta la distribuzione dei valori di σ_m trovati esaminando i dati raccolti con soglie date in tabella 6.3 e tensioni rispettivamente di 1180 V e di 1350 V per la camera I e per la camera II. Su 29000 eventi contenuti nell'istogramma, 24170

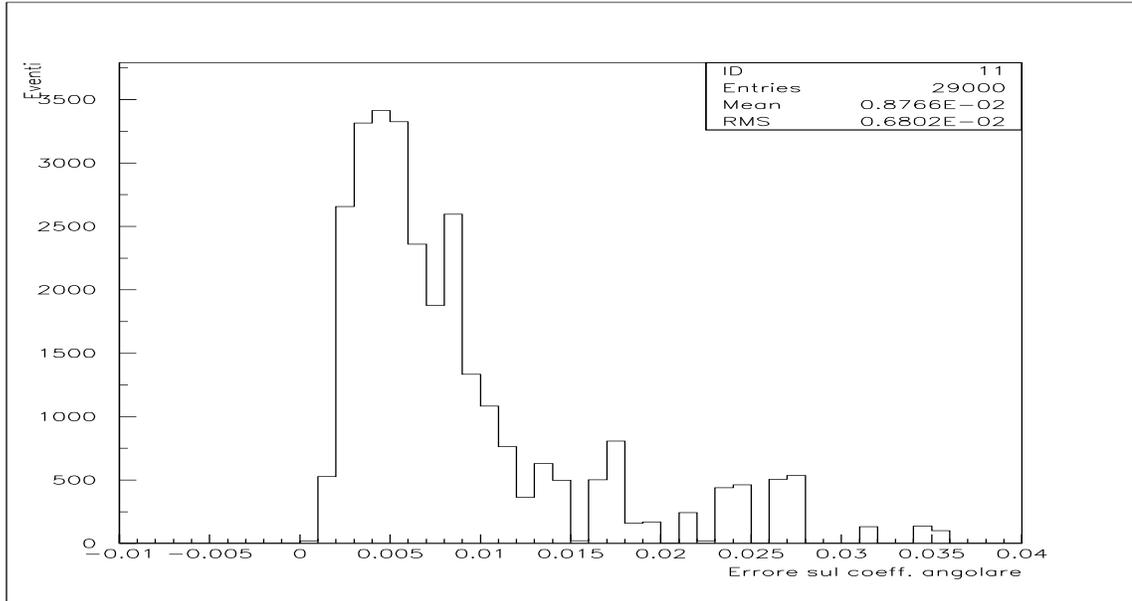


Figura 6.12: numero di tracce ricostruite in funzione dell'errore ottenuto sul coefficiente angolare (risoluzione angolare σ_ϕ).

corrispondono a tracce comprese tra i due fili anodici numero n degli strati esterno-camera I ed interno-camera II. La grandezza σ_m si può confondere con la risoluzione angolare σ_ϕ del sistema di rivelatori. Si deduce che il valore di σ_ϕ , stimato in questo modo, è dell'ordine dei 6 mrad , superiore al valore di circa $2 \div 3 \text{ mrad}$ che ci si aspetta assumendo come risoluzione spaziale, di entrambe le camere, quella della camera I misurata tramite il test svolto al CERN. In realtà, essendo il raggio dei tubi maggiore nella camera II, è logico aspettarsi, da questo rivelatore, una risoluzione leggermente inferiore⁷: questa può essere una prima parziale giustificazione della differenza tra i due valori stimati. In secondo luogo, per stimare i 4 punti con i quali si eseguono

⁷Solo alcuni degli effetti, descritti nel capitolo 3, che influiscono negativamente sulla risoluzione dipendono dalla distanza anodo-catodo.

i *fit* lineari, non si tiene conto delle possibili variazioni, a diverse distanze dall'anodo, della velocità di deriva nel nuovo gas: la si approssima a costante, ma una calibrazione precisa non è ancora stata fatta.

In figura 6.13 si mostra la distribuzione dei valori di $\sqrt{s^2}$, utilizzata come stima della deviazione standard della coordinata y dei 4 punti sopra citati, che rappresenta la risoluzione spaziale di un singolo tubo, nell'approssimazione che sia la stessa per tutti e quattro gli strati.

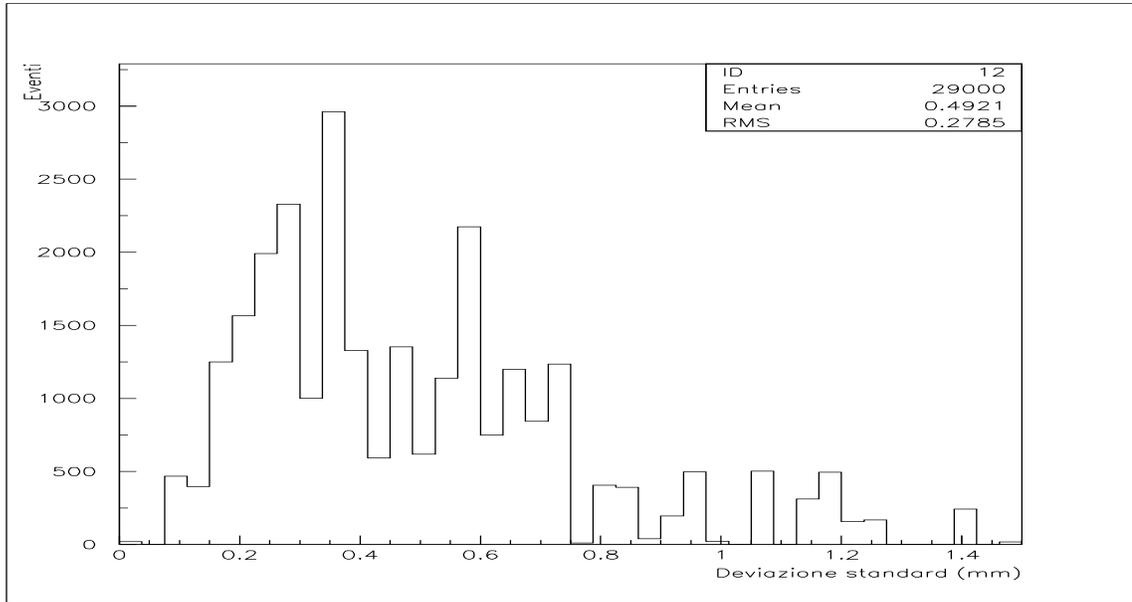


Figura 6.13: deviazione standard della coordinata y dei punti ricavati dalle informazioni fornite dalle camere (risoluzione spaziale).

Conclusioni

Per meglio comprendere i pregi ed i difetti dei rivelatori a tubi proporzionali, di cui si è discusso in questo scritto, è necessario riepilogare brevemente le problematiche che si sono dovute affrontare fin dalla fase della loro progettazione.

La struttura meccanica delle camere è stata molto vincolata dal limitato spazio a disposizione, dovuto all'ingombro, vicino alla regione di interazione $p\bar{p}$, dell'apparato necessario alla produzione del bersaglio dell'esperimento: il sistema di pompe del getto di idrogeno. La geometria cilindrica, scelta perchè permette di ottenere un'accettazione completa nell'angolo azimutale, senza interferire con il tubo a vuoto del fascio, non è la più facile da realizzare, soprattutto con la complicazione aggiuntiva dell'alta modularità necessaria. Infine, dovendo le due camere rivelare il passaggio delle particelle senza, tuttavia, "disturbarne" il cammino, è stato necessario utilizzare, per la loro costruzione, materiali leggeri, cercando, inoltre, di ridurre gli spessori al minimo possibile.

Per quanto riguarda l'elettronica, si è dovuto ricorrere ad un apparato molto veloce, in grado di reggere l'elevata luminosità di E835, e, per migliorare le prestazioni delle camere, sono stati scelti degli amplificatori molto sensibili, da posizionare, però, sui rivelatori stessi, per non introdurre disturbi dovuti alla lunghezza dei collegamenti. Ciò ha determinato la decisione di utilizzare componenti elettronici di piccole dimensioni ed a montaggio superficiale. Anche per quanto riguarda la trasmissione delle informazioni dalle camere verso l'esterno, si sono dovuti affrontare problemi di spazio, dovuti al tratto di percorso che i cavi devono compiere all'interno del calorimetro centrale.

A conti fatti, il limite maggiore di questa coppia di rivelatori a tubi proporzionali, deriva proprio dalla collocazione dell'apparato elettronico, inaccessibile se non al prezzo di una lunga interruzione dell'esperimento. Ciò

comporta la difficoltà di una indagine approfondita su eventuali malfunzionamenti e, tanto più, l'impossibilità di effettuare una sostituzione dei componenti danneggiati. Malgrado ciò, con la tecnica utilizzata, si è realizzato un rivelatore, compatibile con i vincoli sopraelencati, le cui prestazioni sono sufficienti all'esigenza dell'esperimento, anche se non ottimali.

La situazione attuale, dopo i problemi iniziali, che hanno condotto alla sostituzione della miscela di gas, appare favorevole: entrambe le camere riescono a lavorare in condizioni di stabilità, anche con la massima luminosità impostabile. Ovviamente, il cambiamento apportato ha introdotto nuove incognite che sono, per ora, solo parzialmente determinate. Sicuramente è necessario, entro breve, stabilire con più precisione la nuova tensione di polarizzazione ottimale e, successivamente, eseguire una calibrazione della velocità di deriva degli elettroni, allo scopo di ottenere una migliore risoluzione angolare.

Torino, 11 novembre 1996

Bibliografia

- [1] D.PERKINS, *Introduction to high energy physics*, Addison-Wesley Publishing Company, 1987
- [2] F.HALZEN,A.D.MARTIN, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, 1984
- [3] W.KWONG,J.L.ROSNER,C.QUIGG, *Heavy Quark Systems*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 37,325 (1987)
- [4] J.E.AUGUSTIN et al., *Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilations*, Phys. Rev. Lett. 33,1406(1974)
- [5] J.J.AUBERT et al., *Experimental observation of a heavy particle*, Phys. Rev. Lett. 33,1404(1974)
- [6] R.CESTER,R.A.RAPIDIS, *Charmonium formation in $p\bar{p}$ annihilations*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1994, 44:329-71
- [7] S.OKUBO, Phys. Lett. 5, 1963
G.ZWEIG, Cern Report, TH-401, TH-402
JIIZUKA, Prog. Theor. Phys. 37-38 Suppl.21 (1996)

- [8] *Physical Review D Particles and Fields*, The American Physical Society, 1996
- [9] W.R.LEO, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1992
- [10] F.SAULI, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chamber*, Cern, 1977
- [11] E.CHIAVASSA,L.RAMELLO,E.VERCELLIN, *Rivelatori di Particelle*, Ed. La Scientifica, 1991
- [12] R.FERNOW, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University press., 1992
- [13] A.PEISERT,F.SAULI, *Drift and Diffusion Of Electron in Gases: a Compilation*, Cern, 1984
- [14] F.M.NEWCAMER et al., *A Fast, Low Power, Amplifier-Shaper-Discriminator for High Rate Straw Tracking Systems*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.40, N.4, 1993
- [15] S.GIUDICI,B.ROCCUZZO, *H1 rate, delta rays production and H γ* , E760 Memo, 1995
- [16] D.C.CHRISTIAN et al., *High Rate Drift Chambers*, 1993
- [17] I.N.F.N. Sezione di Genova, *A Silicon Pad Detector for E835 Experiment at Fermilab* E760 Memo, 1994

- [18] M.SARMIENTO,K.K.SETH,S.TROKENHEIM, *The E760 Luminosity Monitor*, E760 Memo, 1994
- [19] E.MENICHETTI,N.PASTRONE, *Angular Distribution of the $J/\psi \pi^0$ Events ON and OFF the 1P_1 Resonance*, E760 Memo, 1992
- [20] R.MUSSA et al., *Development of a Cylindrical Scintillating Fiber Tracker for Experemint E835 at Fermilab*, Pisa Meeting Advanced Detectors, Isola d'Elba, 1994
- [21] M.MARINELLI et al., *E835 Jet Target Upgrade*, E760 Memo, 1993
- [22] T.ARMSTRONG et al., *Forward Calorimeter Time Resolution in E760 and E835*, E760 Memo, 1995
- [23] L.BARTOSZEK, *The E760 Lead-Glass Central Calorimeter: DDesign and Initial Test Result*, Nucl. Instr. and Meth. A301, 47, 1991
- [24] THE E760 COLLABORATION, *Proposal to Continue the Study of Charmonium Spectroscopy in Proton-Antiproton Annihilations*, 1992
- [25] S.H.HO,A.T.GOSHAW,W.J.ROBERTSON, *Construction and Performance of a 2.7 m Long Straw Drift Tube Prototype Chamber for the SSC*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A309 (1991)