UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Anno Accademico 1996-1997

Misura dei rapporti di decadimento dello stato ψ' in annichilazioni $p\overline{p}$

Tesi di laurea in Fisica
di
Mara Cardarelli

Relatori

Prof. Alberto Santroni

Dott. Claudia Patrignani

Correlatore

Prof. Carlo Maria Becchi

Ai miei genitori

Indice

Introduzione **3**

1 Il charmonio **7**
1.1 La scoperta della risonanza J/ψ 7
1.2 Cenni sulla teoria QCD 10
1.3 Lo spettro ed i decadimenti del charmonio 12
1.3.1 La regola di Okubo-Zweig-Iizuka 13
1.3.2 Lo spettro del charmonio 14
1.3.3 Decadimenti elettromagnetici puri 16
1.3.4 Decadimenti adronici 17
1.3.5 Decadimenti radiativi 18
1.4 Modelli a potenziale 20
1.5 Metodi non perturbativi 22
1.5.1 QCD su reticolo 23
1.5.2 Le regole di somma di QCD 23

2 L'esperimento E835 **27**
2.1 Motivazione 27
2.2 Programma sperimentale 28
2.3 Tecnica sperimentale 29
2.3.1 Il fascio di antiprotoni 30
2.3.2 Il bersaglio di idrogeno 34
2.3.3 Studio delle risonanze 35
2.3.4 Riconoscimento degli eventi 38
2.4 Apparato sperimentale 38
2.4.1 Odoscopi 39
2.4.2 Camere a straw 43
2.4.3 Rivelatore a pad di silicio 44
2.4.4 Rivelatore a fibre scintillanti 44
2.4.5 Contatore Cerenkov 44
2.4.6 Calorimetro centrale 46

2.4.7 Calorimetro in avanti 48
2.4.8 Monitor di luminosità 48
2.4.9 Il sistema di trigger 51
2.4.10 Il sistema di acquisizione dati 56

3 Il rivelatore a cristalli di silicio **59**
3.1 Rivelatori a semiconduttore 59
3.1.1 Materiali semiconduttori 59
3.1.2 Proprietà delle giunzioni 60
3.1.3 Applicazioni nella fisica delle particelle 60
3.2 Il rivelatore al silicio di E835 61
3.2.1 Descrizione del rivelatore 61
3.2.2 Acquisizione dei segnali 66
3.3 Controllo remoto 69
3.3.1 Motivazioni 69
3.3.2 Descrizione del sistema 72

4 Rapporti di decadimento dello stato ψ' **79**
4.1 Metodo della misura 79
4.2 Selezione degli eventi 83
4.2.1 Il trigger carico 83
4.2.2 L'efficienza del trigger 83
4.2.3 Il filtro software 86
4.2.4 La selezione preliminare 87
4.2.5 La selezione finale 88
4.3 Calcolo delle accettanze 89
4.3.1 Simulazione Montecarlo 89
4.3.2 Distribuzioni angolari 90
4.3.3 Accettanza dei canali esclusivi 91
4.3.4 Accettanza del canale J/ψ inclusivo 91
4.3.5 Rapporti al variare di λ 92
4.4 La classificazione degli eventi 94
4.4.1 Informazione temporale 95
4.4.2 Fit cinematici 95
4.4.3 Identificazione dei canali 97
4.4.4 Stima fondo interno 100
4.4.5 Stima del fondo non risonante 103
4.5 Calcolo dei rapporti di decadimento 105
4.5.1 Riepilogo 105
4.5.2 Misura finale dei rapporti di decadimento 106
4.5.3 Precedenti risultati 110

Conclusioni **113**

A Il riconoscimento degli elettroni: EW e NNR **115**
A.1 L' "electron weight" EW 115
A.1.1 Il metodo del rapporto tra verosimiglianze 116
A.1.2 La scelta tra elettroni e fondo 116
A.2 Il numero dei primi vicini NNR 120

Bibliografia **127**

Ringraziamenti **131**

Introduzione

Lo studio del charmonio, stato legato di un quark c con il suo antiquark $\bar{c}$, permette di osservare l'interazione tra quarks in condizioni semplificate, perché è un sistema a due corpi in prima approssimazione non relativistico. La conoscenza sperimentale delle caratteristiche del suo spettro costituisce quindi un ottimo banco di prova per le previsioni della Cromodinamica Quantistica.

Dalla scoperta della risonanza J/ψ, avvenuta nel 1974, molti esperimenti si sono dedicati alla spettroscopia del charmonio. Dello spettro del charmonio si conoscono giá molto bene i parametri degli stati vettoriali J/ψ (1^3S_1) e ψ' (2^3S_1), alcune caratteristiche dello stato pseudoscalare η_c (1^1S_0) e degli stati di tripletto χ_0, χ_1 e χ_2 (1^3P_J). Le risonanze h_c ($^1P_1$) ed η'_c (2^1S_0) sono state osservate da un solo esperimento, rispettivamente da E760 a Fermilab e da Crystal Ball a SLAC.

Nell'esperimento E835 gli stati del charmonio sono formati in annichilazioni $p\overline{p}$, facendo collidere un fascio di antiprotoni di impulso ben definito su un bersaglio di idrogeno gassoso. A differenza del caso e^+e^-, in questo modo si possono formare tutti gli stati del charmonio, perché la natura composita del protone e dell'antiprotone permette la formazione di uno stato legato $q\overline{q}$ con qualsiasi combinazione di numeri quantici.

L'investigazione dello spettro del charmonio è realizzata misurando le curve di eccitazione in corrispondenza di ciascuno stato. Il fatto che le risonanze vengano formate direttamente fa sì che la precisione ottenibile nella misura dei loro parametri dipenda soltanto dalla conoscenza delle caratteristiche del fascio e sia svincolata dalla risoluzione in energia dei rivelatori.

Durante il mio lavoro di tesi:

- ho progettato e realizzato il sistema di controllo remoto di un rivelatore a pad di silicio;
- ho partecipato attivamente alla fase di installazione dell'esperimento nell'estate '96 e a quella di presa dati, iniziata in Ottobre ed ora in via di conclusione;

- analizzando i dati raccolti, ho misurato i rapporti di decadimento della risonanza ψ' in e^+e^-, $J/\psi\pi^0\pi^0$, $J/\psi\eta$ e $J/\psi\pi^0$.

La parte preliminare del mio lavoro di tesi riguarda il rivelatore a cristalli di silicio realizzato dal gruppo INFN di Genova. Per garantirne il corretto funzionamento è stato realizzato un sistema di controllo automatico che misura le tensioni di polarizzazione e le correnti di perdita nei diodi, il rumore sul loro segnale e la temperatura in diversi punti del rivelatore; confronta le misure con valori di riferimento; in caso di situazioni anomale segnala il problema ed interviene sul sistema; registra le misure effettuate e compila una storia del rivelatore.

Da un pannello di controllo è possibile accendere o spegnere le tensioni di polarizzazione con rampe, conoscere nel dettaglio lo stato presente del sistema, osservare l'andamento temporale delle misure e consultare la storia del rivelatore.

Il sistema di controllo utilizza le informazioni di diversi strumenti, letti attraverso bus GPIB, e viene gestito da un PC tramite un programma realizzato con il pacchetto software Labview.

Il lavoro di analisi, che ho svolto sui dati raccolti dall'esperimento E835, mi ha permesso di effettuare una misura dei seguenti rapporti di decadimento:

$$\begin{aligned}
&B(\psi' \to e^+e^-)\\
&B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0)\\
&B(\psi' \to J/\psi\eta)\\
&B(\psi' \to J/\psi\pi^0).
\end{aligned}$$

Per due di questi processi, $p\overline{p}\to\psi'\to e^+e^-$ e $p\overline{p}\to\psi'\to J/\psi\pi^0\pi^0$, la buona statistica raccolta da E835 e l'elevato rapporto segnale/fondo hanno consentito di migliorare significativamente la conoscenza sperimentale dei rispettivi rapporti di decadimento.

Per i canali $\psi'\to J/\psi\eta\to e^+e^-\gamma\gamma$ e $\psi'\to J/\psi\pi^0\to e^+e^-\gamma\gamma$, che avvengono con probabilità inferiore, la quantità di dati raccolta permette di effettuare la misura confermando i risultati di altri esperimenti. La compatibilità con questi ultimi ne conferma la validità.

poiché la risoluzione in energia dell'apparato di rivelazione non permette di risolvere i tre stati χ_0, χ_1 e χ_2, non è stato possibile misurare i singoli rapporti $B(\psi' \to \chi_i\gamma)$ (i=1,2,3). Dall'analisi dei dati si è invece potuta misurare la quantità

$$\sum_{i=1,2,3} B(\psi' \to \chi_i\gamma)B(\chi_i \to J/\psi\gamma)$$

che non richiede la separazione dei tre canali ed è stata utilizzata come controllo per l'analisi.

Il metodo utilizzato per la misura consiste nel calcolare i rapporti di decadimento confrontando il numero di eventi osservati nel canale studiato con quello nel canale $\psi' \to J/\psi \mathrm{X} \to e^+e^- \mathrm{X}$. Sono state utilizzate come valori di riferimento le grandezze $B(\psi' \to J/\psi X)$ e $B(J/\psi \to e^+e^-)$ misurate con buona precisione da altri esperimenti. Con questa tecnica è possibile eliminare le fonti di errore sistematico comuni ai due canali comparati, in particolare il rapporto di decadimento del canale di formazione della risonanza, la forma della distribuzione in impulso del fascio e buona parte dei contributi all'efficienza di selezione ed analisi.

L'analisi prevede le seguenti fasi:

- la selezione, tra gli eventi osservati dall'apparato di rivelatori, di quelli che contengono due elettroni provenienti da una ψ' o da una J/ψ;
- la classificazione degli eventi selezionati nei canali $\psi' \to e^+e^-$ o $\psi' \to J/\psi \mathrm{X}$;
- la classificazione degli eventi $\psi' \to J/\psi \mathrm{X}$ nei quattro canali J/ψ inclusivi studiati;
- la stima del fondo interno, provocato da altri decadimenti dello stato ψ';
- la stima del fondo non risonante;
- il calcolo delle efficienze del trigger, della selezione e della classificazione per il canale $\psi' \to J/\psi \mathrm{X}$ e per tutti quelli studiati;
- il calcolo delle accettanze angolari per tutti i canali, considerandone i cambiamenti al variare della distribuzione angolare ipotizzata;
- il calcolo finale dei rapporti di decadimento.

Questa tesi si compone di quattro capitoli ed un'appendice.

Il primo capitolo descrive la storia, un po' di fenomenologia e le caratteristiche spettrali del charmonio e fa un breve accenno alla Cromodinamica Quantistica ed ai vari modelli che fanno previsioni sulle caratteristiche del sistema $c\bar{c}$.

Il secondo descrive il programma, la tecnica e l'apparato sperimentale utilizzati nell'esperimento E835.

Il terzo capitolo, dopo una descrizione generale del rivelatore a cristalli di silicio costruito dal gruppo genovese INFN, spiega nel dettaglio le motivazioni e le caratteristiche del sistema di controllo remoto che ho realizzato.

Il quarto capitolo è dedicato al mio lavoro di analisi dei dati ed alla misura dei rapporti di decadimento dello stato ψ'.

In conclusione i risultati della mia analisi sono riportati e discussi, confrontandoli con quelli di esperimenti precedenti.

Infine, in appendice si trova un approfondimento sulle tecniche utilizzate in questa analisi, ed in generale da E835, per riconoscere tracce e^+e^-.

Capitolo 1

Il charmonio

In questo capitolo, dopo un accenno alla fenomenologia del charmonio e alla Cromodinamica Quantistica, che è al momento la teoria più valida per spiegare le interazioni tra i quark, vengono descritte le proprietà del suo spettro. Infine sono citati i modelli teorici che hanno avanzato previsioni in proposito.

1.1 La scoperta della risonanza J/ψ

L'esistenza del charm fu ipotizzata nel 1970 [1] per spiegare l'assenza delle correnti deboli neutre con salto di stranezza.

La sua scoperta fu annunciata nel 1974 contemporaneamente da due gruppi sperimentali indipendenti, il MIT a Brookhaven [2], in reazioni $p + Be \rightarrow e^+e^- + X$, ed a SLAC, mentre si studiava la sezione d'urto per produzione di stati multiadronici in processi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Il nuovo stato aveva una massa di $\sim$ 3100 MeV e fu chiamato J/ψ, dal nome che gli era stato dato dai due esperimenti. La curva di risonanza era sorprendentemente stretta ($<$ 2 MeV) rispetto alle risonanze adroniche note.

Pochi giorni dopo fu osservata a SLAC una seconda particella, chiamata ψ', che aveva in comune con J/ψ diverse caratteristiche: una grande sezione d'urto per il processo $e^+e^- \rightarrow J/\psi(\psi') \rightarrow e^+e^-$, la massa relativamente simile (3096 MeV per J/ψ contro 3686 per ψ') ed una curva di risonanza particolarmente stretta (87 KeV per J/ψ contro 277 per ψ').

Nel 1975 le due risonanze furono interpretate come stati legati del sistema composto da un quark charm e dal suo antiquark, chiamato charmonio, in analogia con il positronio. Il forte accoppiamento dei due stati con i canali elettromagnetici e^+e^- e $\mu^+\mu^-$ suggerì il fatto che fossero caratterizzati dai numeri quantici del fotone J^{PC} e che fossero interpretabili come stati vettoriali $^3S_1$.

Nell'ipotesi di mesoni $q\overline{q}$ la regola di Okubo-Zweig, descritta nel paragrafo

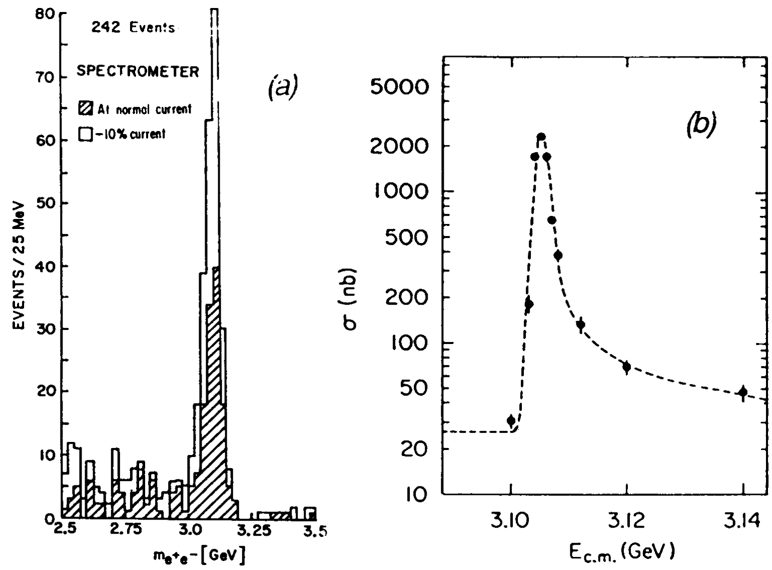

Figura 1.1: Prima evidenza di uno stato del charmonio. Sulla sinistra si osserva il numero di eventi osservati dalla produzione in interazioni protone-berillio, mentre sulla destra è illustrata la sezione d'urto misurata nella formazione in annichilazione e^+e^-.

1.3.1, giustifica il fatto che la larghezza totale delle risonanze è molto più piccola delle ordinarie risonanze adroniche, nell'ipotesi che i decadimenti provengano dall'annichilazione di una coppia di quark di sapore diverso da quelli di cui sono composti i prodotti osservati. Infatti se l'energia a disposizione nel centro di massa è inferiore a quella per creare[1] una coppia di mesoni charmati D o D^*, non c'è nessun diagramma connesso per mediare il decadimento, che quindi avviene o attraverso due o tre gluoni oppure elettromagneticamente. Il decadimento elettromagnetico con annichilazione in un fotone virtuale e produzione di una coppia e^+e^- è permesso dai numeri quantici degli stati vettoriali e risulta quindi favorito rispetto ai decadimenti forti.

Nella figura 1.1 si possono osservare i grafici che mostrarono la prima evidenza di uno stato del charmonio.

Gli esperimenti che si sono occupati di charmonio prima di E760 sono stati realizzati prevalentemente in collisioni e^+e^- (figura 1.2). Questo processo elettromagnetico permette la formazione diretta dei soli stati J/ψ e ψ', che hanno i numeri quantici del fotone (1^{--}). Gli altri (χ_0, χ_1, χ_2, η_c ed η_c'), possono invece essere osservati soltanto come prodotti di decadimento dei due stati vettoriali.

[1] La soglia di produzione della coppia di mesoni charmati più leggera è quella per i $D^*\overline{D^*}$ a 3738.6 MeV.

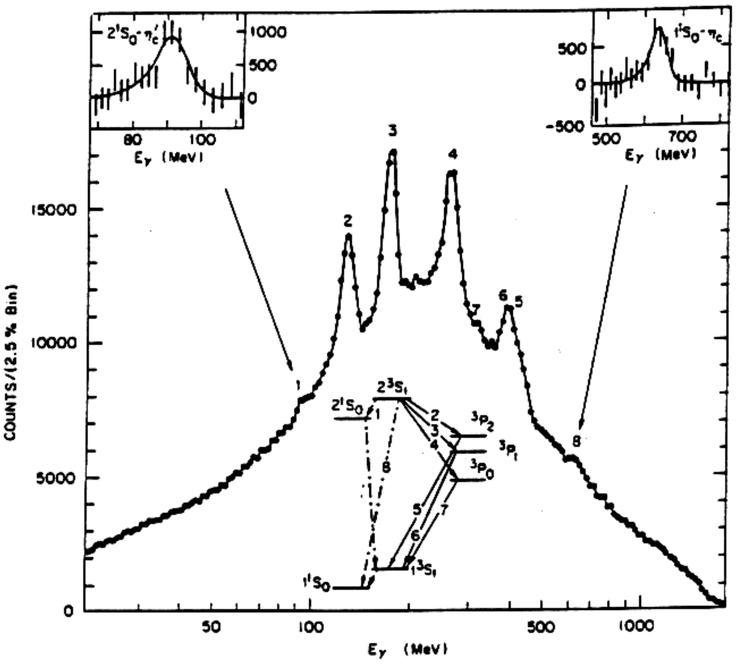

Figura 1.2: Spettro dei fotoni provenienti dal decadimento radiativo della ψ', misurato dall'esperimento Crystal Ball.

La limitata risoluzione in energia dei rivelatori ne compromette quindi lo studio sperimentale.

Nella seconda generazione degli studi sul charmonio le collaborazioni R704 (Cern 1982-1985) ed E760 (Fermilab 1985-1992) hanno approfondito la conoscenza del suo spettro con misure di grande precisione. La loro caratteristica fortemente innovativa è la formazione di tutti gli stati in annichilazioni protone-antiprotone. L'esperimento E835, in corso nel Fermi National Laboratory in Illinois, utilizza questa tecnica.

Nel caso della ψ' il 4% dei decadimenti è di tipo radiativo in altri stati non vettoriali del charmonio. Questi hanno permesso di osservare l'esistenza e studiare le proprietà dei livelli $^3P_0$, $^3P_1$, $^3P_2$ ed $^1S_0$, detti anche χ_0, χ_1, χ_2 ed η_c. Altri stati sopra la soglia $D^*\overline{D^*}$ con larghezze molto più grandi sono stati osservati ed interpretati come $^3S_1$ o ^3D_J.

In questo capitolo, dopo un accenno alla QCD e alle regole di selezione per i decadimenti del charmonio, segue una descrizione teorica del charmonio e delle previsioni per il suo spettro.

1.2 Cenni sulla teoria QCD

Alla fine degli anni '60 alcuni esperimenti evidenziarono che i nucleoni non sono particelle elementari e possono essere interpretati come stati legati di costituenti più piccoli, successivamente chiamati "quark". Le osservazioni sperimentali evidenziarono che le forze di attrazione tra i quark aumentano con la distanza, fino ad impedirne l' estrazione dalle particelle composte (confinamento); invece all'interno dei nucleoni diminuiscono molto, lasciandoli sostanzialmente liberi (libertà asintotica).

La teoria che descrive le interazioni tra quark con i migliori risultati è la Cromodinamica Quantistica (QCD). In essa viene postulata l'esistenza di quarks con tre tipi di carica di "colore". Queste interagiscono in modo "forte" utilizzando la mediazione di otto particelle prive di massa e dotate di carica di colore, dette "gluoni".

Introducendo uno spazio di colore SU(3), gli unici stati che si realizzano fisicamente sono quelli antisimmetrici nelle variabili di colore. Barioni e mesoni sono singoletti di colore.

Nella QCD si ipotizza che il colore sia la carica sorgente del campo di forza gluonico e che la teoria sia invariante rispetto a trasformazioni di gauge locali, in analogia con la QED, e rispetto a trasformazioni del gruppo SU(3) di colore.

La lagrangiana del campo di Dirac per un sapore di quark è:

$$\mathcal{L}_D = \overline{q}_j(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_j(x). \tag{1.1}$$

dove j e m indicano il sapore e la massa del quark, mentre γ^μ sono le matrici di Dirac. Nello spazio di colore q_j è un vettore a tre componenti, ciascuna delle quali è uno spinore di Dirac.

Si impone la condizione che l'invarianza rispetto ad una trasformazione di gauge

$$e^{iA(x)}q_j \sim (1 + iA(x))q_j \tag{1.2}$$

garantisca l'invarianza della teoria rispetto ad una trasformazione di colore.

Si ipotizza che la lagrangiana sia invariante rispetto al gruppo di trasformazioni unitarie, SU(3). Per costruire i generatori del gruppo si sceglie la rappresentazione di Gell-Mann (8 matrici λ_a), con la condizione di normalizzazione $Tr(\lambda_a\lambda_b) = 2\delta_{ab}$.

La trasformazione di gauge si può scrivere come $A(x) = \alpha_a(x)T_a$, matrice 3×3 con $\alpha_a(x)$ numeri reali e $T_a = \frac{\lambda_a}{2}$. Le costanti di struttura del gruppo si determinano direttamente da $[T_a, T_b] = if_{abc}T_c$.

Per costruire una lagrangiana invariante rispetto alla trasformazione $e^{iA(x)}$, si sostituisce a ∂_μ la derivata covariante $D_\mu = \partial_\mu + igT_aG_{\mu a}$, ottenendo

$$\mathcal{L} = \overline{q}_j(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_j)q_j(x) - g(\overline{q}\gamma^\mu T_a q)G_{\mu a}. \tag{1.3}$$

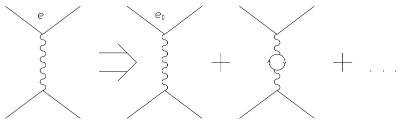

Figura 1.3: Diagrammi di polarizzazione del vuoto

$G_{\mu a}$ è il campo vettoriale che si accoppia alla corrente fermionica $(\overline{q}\gamma^\mu T_a q)$ e g è la costante di accoppiamento che caratterizza il vertice di interazione corrente-campo, analogamente alla carica e in QED.

Il termine cinetico per il campo è $-\frac{1}{4}Tr(\hat{H}_{\mu\nu}\hat{H}^{\mu\nu})$, con

$$\hat{H}^{\mu\nu} = \frac{[D_\mu, D_\nu]}{ig} = T_a H_a^{\mu\nu} = T_a(\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c). \tag{1.4}$$

Si ottiene quindi la lagrangiana classica della QCD

$$\mathcal{L}_{QCD} = \overline{q}_j(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_j)q_j(x) - g(\overline{q}\gamma^\mu T_a q)G_{\mu a} - \frac{1}{4}Tr(\hat{H}_{\mu\nu}\hat{H}^{\mu\nu}). \tag{1.5}$$

Oltre ai termini noti di interazione corrente-campo $gqqG$, nella parte cinetica ci sono termini di terzo e quarto ordine nel campo G, di tipo $gGGG$ e g^2GGGG, che rappresentano vertici di interazione di tre o quattro gluoni. In QCD i gluoni interagiscono fra loro, diversamente dai fotoni nella QED, che non possiedono carica elettrica.

Nella QED la polarizzazione del vuoto modifica la carica elettrica. Infatti a distanza dalla sorgente si avverte un campo ridotto dalla creazione di coppie virtuali e^+e^-. Questo fatto impone la necessità di ridefinire la costante α di accoppiamento dell'interazione elettromagnetica, tenendo conto dei diagrammi del tipo mostrato in figura 1.3, per sottrarre le divergenze che compaiono nel calcolo dei diagrammi di Feynman. Dal calcolo della serie di tutti i diagrammi possibili, con la teoria delle perturbazioni al primo ordine si ottiene

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu)}{1 - \frac{\alpha(\mu)}{3\pi}\ln(Q^2/\mu^2)}, \tag{1.6}$$

in cui $Q^2 = -q^2$ (q è il quadrimpulso trasferito) e μ è un'opportuna scala di energia.

Analogamente nella QCD si ottiene [3]

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha(\mu^2)}{12\pi}(33 - 2n_f)log\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)} \tag{1.7}$$

dove μ è la scala di massa a cui si riferisce la costante rinormalizzata, n_f il numero di sapori, q^2 l'impulso per cui si calcola il processo. Per impulsi piccoli la costante α_s diverge. Si usa quindi definire un parametro Λ_{QCD}

$$\Lambda^2_{QCD} = \mu^2 e^{\frac{-12\pi}{(33-2n_f)\alpha_s(\mu)}} \tag{1.8}$$

che identifica un valore di impulso nel centro di massa per cui l'approccio perturbativo non ha più senso. La 1.7 diventa

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)log\left(\frac{q^2}{\Lambda^2_{QCD}}\right)} \tag{1.9}$$

Nonostante limiti la validità della QCD, questo fatto suggerisce un'interpretazione del confinamento dei quark in stati legati come l'effetto del comportamento di α_s a grande distanza.

Il miglior valore per Λ_{QCD} calcolato da dati sperimentali con una formula[2] a due "loop" è 234 MeV, in corrispondenza di distanze di interazione di $\sim$ 1 fm, vicine ai raggi degli adroni. Per estrarre da questi un quark, bisognerebbe quindi superare una barriera di potenziale infinita.

Nella regione $Q > 2$ GeV, in cui $\alpha_s < 0.25$, è possibile utilizzare in prima approssimazione l'approccio perturbativo nel calcolo delle ampiezze di decadimento. Nel caso del charmonio e del bottomonio le energie coinvolte ($m_c \simeq$ 1.0÷1.6 GeV e $m_b \simeq$ 4.1÷4.5 GeV) permettono tale approssimazione. Inoltre, poiché la massa del charm è grande ($\sim$ 1.5 GeV) rispetto all'energia di legame ($M(D^*\overline{D^*}) - M(J/\psi) \sim$ 600 MeV), il sistema può essere considerato non relativistico e il suo spettro può essere calcolato con l'equazione di Schrodinger, scegliendo modelli di potenziale corretti per le interazioni spin-orbita e spin-spin.

1.3 Lo spettro ed i decadimenti del charmonio

Come ogni altro sistema quantistico legato, la coppia quark-antiquark ha uno spettro energetico discreto, in corrispondenza dei diversi modi di eccitazione. I

[2] Il numero di "loop" è il numero massimo di linee connesse, nel diagramma di Feynman, considerate nel calcolo. Tipicamente non si riesce a superare i tre loop per la difficoltà del calcolo.

	$^{2S+1}L_J$	n	L	S	J^{PC}	*Adroni*	*Fotoni*
η_c	$^1S_0$	1	0	0	0^{-+}	2G	2γ
J/ψ	$^3S_1$			1	1^{--}	3G	3γ
h_c	$^1P_1$		1	0	1^{+-}	3G	3γ
χ_0	$^3P_0$			1	0^{++}	2G	2γ
χ_1	$^3P_1$				1^{++}	3G, $q\overline{q}$G	4γ, $q\overline{q}\gamma$
χ_2	$^3P_2$				2^{++}	2G	2γ
η_c'	$^1S_0$	2	0	0	0^{-+}	2G	2γ
ψ'	$^3S_1$			1	1^{--}	3G	3γ

Tabella 1.1: Stati del charmonio sotto la soglia del charm aperto: notazione spettroscopica, numeri quantici, decadimenti ammessi in gluoni ed in fotoni.

mesoni $q\overline{q}$ sono caratterizzati da uno spin $\vec{S} = \vec{S_q} + \vec{S_{\overline{q}}}$, che vale 0 o 1, da un momento angolare orbitale $\vec{L}$ e da un momento angolare totale $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. La parità P vale $(-1)^{L+1}$, perché q e $\overline{q}$ hanno parità intrinseca opposta, e la coniugazione di carica C è $(-1)^{L+S}$. Gli stati vengono identificati con la notazione spettroscopica $n\ ^{2S+1}L_J$ utilizzata in fisica atomica, dove n è il numero quantico radiale, $2S+1$ è la molteplicità di spin, $L = S,\ P,\ D,\ F$ è il momento angolare, orbitale e J è il momento angolare totale della particella.

Il modello a quark non relativistico consente di calcolare le ampiezze per tutti i decadimenti, elettromagnetici, adronici e radiativi.

Ricordando gli autovalori per la coniugazione di carica e la parità di uno stato $q\overline{q}$ e che un sistema di n fotoni o gluoni ha C-parità $(-1)^n$, solo alcuni decadimenti sono possibili. Nella tabella 1.1 gli stati del charmonio, al di sotto della soglia di formazione di una coppia di mesoni charmati, sono espressi in notazione spettroscopica. Inoltre se ne indicano i numeri quantici ed i decadimenti compatibili con le regole di selezione dettate dalla parità e dalla coniugazione di carica.

1.3.1 La regola di Okubo-Zweig-Iizuka

I decadimenti del charmonio al di sotto di una certa energia sono fortemente influenzati dalla regola di Okubo-Zweig-Iizuka. In essa si afferma che per i diagrammi a quark non connessi, quando cioè i quark iniziali annichilano, la probabilità è molto bassa (sono "soppressi"). La figura 1.4 chiarisce la distinzione. In termini di QCD, tale osservazione empirica trova una spiegazione. Infatti, in un decadimento non connesso lo stato iniziale e quello finale interagiscono soltanto tramite lo scambio di gluoni. Gli adroni sono singoletti di colore e la loro produ-

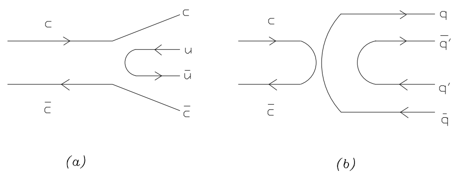

Figura 1.4: La regola di Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) prevede che il diagramma non connesso (a destra) sia soppresso.

	M (MeV)	Γ_{tot} (MeV)
η_c	2979.8±2.1	13.2±3.8
J/ψ	3096.88±0.04	(87±5) $\cdot 10^{-3}$
h_c	3526.14±0.24	<1.1
χ_0	3415.1±1.0	13.5±3.3±4.2
χ_1	3510.53±0.12	0.88±0.11±0.08
χ_2	3556.17±0.13	2.00±0.18
η_c'	3594±5	<8.0
ψ'	3686.00±0.09	(277±31) $\cdot 10^{-3}$

Tabella 1.2: Valori sperimentali per la massa e la larghezza delle risonanze del charmonio sotto la soglia del charm aperto, tratti da [29].

zione richiede almeno due o tre gluoni. Nel caso della J/ψ la conservazione della C-parità (J/ψ è dispari) richiede tre gluoni. In entrambi i casi la probabilità di decadimento, proporzionale a α_s^2 o ad α_s^3, è molto piccola.

La regola di OZI spiega il motivo per cui le curve di risonanza del charmonio sotto 3750 MeV sono particolarmente strette. Infatti l'energia necessaria per creare la coppia più leggera di mesoni charmati ($D^*\overline{D^*}$ 3738.6 MeV) è più alta dei livelli $1S$, $1P$, $2S$. A queste energie sono possibili soltanto decadimenti non connessi, penalizzati dalla regola di OZI. Pertanto le risonanze hanno un tempo di vita medio relativamente lungo e le curve risultano più strette delle risonanze ad energie superiori.

1.3.2 Lo spettro del charmonio

Nella figura 1.5 è rappresentato lo spettro del charmonio e nella tabella 1.2 si trovano i valori sperimentali dei principali parametri.

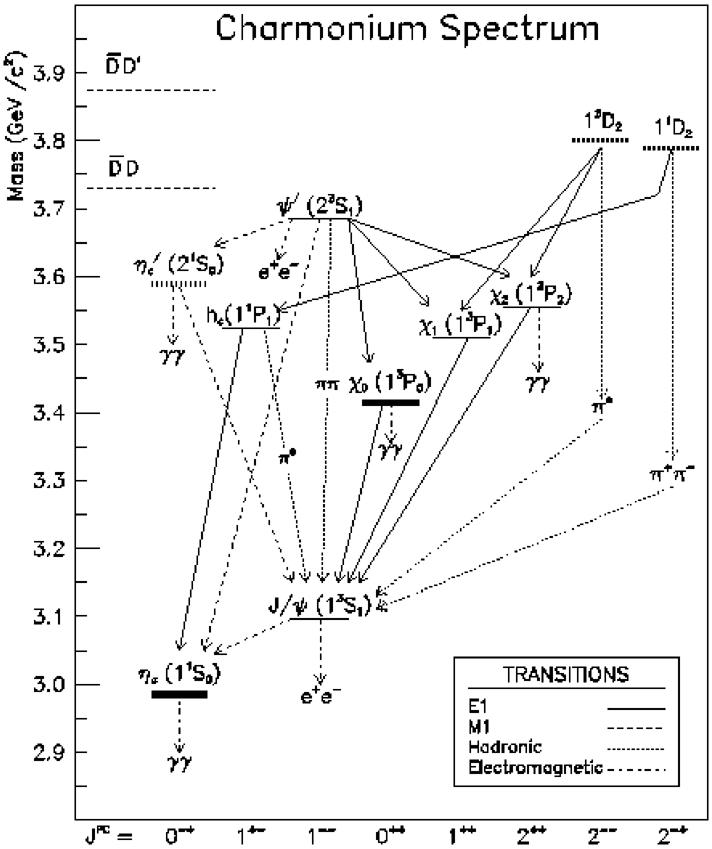

Figura 1.5: Spettro del charmonio. La linea tratteggiata indica la soglia di produzione della coppia più leggera di mesoni charmati. Lo spessore delle righe indica la larghezza relativa.

La maggior parte dei decadimenti coinvolge gli stati vettoriali 1^{--}, J/ψ e ψ'. Le loro curve di risonanza sono particolarmente strette (90 e 280 KeV) perché richiedono tre gluoni e la regola di OZI ne sopprime il decadimento. Sono state ampiamente studiate da tutti gli esperimenti che si sono occupati di charmonio per la loro caratteristica di possedere i numeri quantici del fotone.

Si possono osservare sulla sinistra i due stati $^1S_0$. La risonanza η_c è stata scoperta studiando le transizioni di dipolo magnetico (M1) della J/ψ e della ψ'. È stata osservata anche da E760 e da E835. Lo stato η_c', invece, è stato osservato solo a SLAC [4] e non è ancora stato confermato da nessun altro esperimento.

Al centro si vedono gli stati in onda P: sulla sinistra il singoletto $^1P_1$, osservato finora soltanto da E760, e sulla destra gli stati di tripletto ^3P_J, χ_0, χ_1, χ_2, ampiamente studiati nei decadimenti radiativi della ψ' ed in annichilazione $p\overline{p}$ (E760).

Sulla destra sono indicati alcuni dei livelli sopra soglia, molto più larghi perché la produzione della coppia $D\overline{D}$ è permessa dalla regola di OZI e dall'energia a disposizione nel centro di massa. Queste risonanze sono state osservate con difficoltà, poiché i canali elettromagnetici hanno rapporti di decadimento molto piccoli ed i canali adronici sono fortemente contaminati dal fondo.

Si nota che i due stati 1^{--} hanno curve particolarmente strette a causa della soppressione di OZI. La scala di energia utilizzata nella figura 1.5 non permette di evidenziarne con precisione la larghezza contemporaneamente al resto dello spettro. Lo spessore delle linee non è dunque una visualizzazione quantitativa delle larghezze delle risonanze, ma vuole soltanto fornire qualche informazione qualitativa sul rapporto tra le larghezze dei diversi stati.

1.3.3 Decadimenti elettromagnetici puri

Sono dovuti al processo di annichilazione della coppia $c\overline{c}$ in uno o più fotoni. Per gli stati vettoriali J/ψ e ψ', che hanno gli stessi numeri quantici del fotone, la coppia $c\overline{c}$ può annichilare in un fotone virtuale e quindi creare una coppia e^+e^- in uscita. Gli altri stati possono decadere in una coppia di fotoni. Nella figura 1.6 sono disegnati i diagrammi di decadimento del charmonio in una coppia e^+e^- o in due fotoni.

La larghezza di decadimento di uno stato vettoriale 1^{--} in una coppia di leptoni è data dalla formula di Van Royen-Weisskopf, ricavata in [5]:

$$\Gamma(1^{--} \to e^+e^-) = 16\pi\alpha^2 e_c^2 \frac{N_{col}}{3} \frac{|\Psi_{c\overline{c}}(0)|^2}{M_{c\overline{c}}^2} = 4\alpha^2 e_c^2 \frac{N_{col}}{3} \frac{|R_{c\overline{c}}(0)|^2}{M_{c\overline{c}}^2} \tag{1.10}$$

dove α è la costante di accoppiamento dell'interazione elettromagnetica, e_c è la carica elettrica del charm in unità della carica dell'elettrone, N_{col} è il numero di

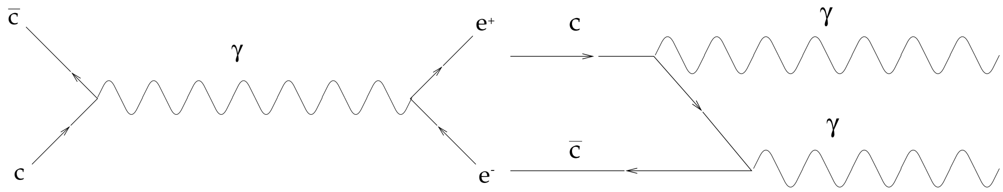

Figura 1.6: Decadimenti elettromagnetici puri degli stati del charmonio, in una coppia e^+e^- ed in una coppia di fotoni.

possibili cariche di colore, $M_{c\overline{c}}$ è la massa della risonanza considerata, $\Psi_{c\overline{c}}(0)$ è la sua funzione d'onda calcolata nell'origine, di cui $R_{c\overline{c}}(0)$ è la parte radiale. Alcuni calcoli al primo ordine di QCD perturbativa introducono un fattore correttivo $\left(1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi}\right)$.

La probabilità di decadimento dipende dal valore della funzione d'onda nell'origine oppure dalle sue derivate, a seconda del momento angolare orbitale dello stato. Non è quindi possibile ottenere previsioni indipendenti dal modello perché è necessario stimare tali parametri.

Il decadimento $\psi' \to e^+e^-$, studiato in questa tesi, appartiene alla categoria di processi descritta.

1.3.4 Decadimenti adronici

Sono dovuti al processo di annichilazione della coppia $c\overline{c}$ in due o più gluoni. Il decadimento in un solo gluone è vietato dalla simmetria di colore SU$_c$(3). Infatti gli adroni sono singoletti di colore e non possono decadere in un singolo gluone, che appartiene ad un ottetto di colore. Per gli stati $^3S_1$ (1^{--}), inoltre, non è permesso neanche il decadimento in due gluoni, che hanno necessariamente C-parità +, mentre è possibile quello in tre gluoni. Nelle figure 1.3.4 sono disegnati i diagrammi di formazione del charmonio con due o tre gluoni.

Come per il positronio, valgono le regole di selezione imposte dagli operatori di parità e di coniugazione di carica. Due gluoni possono mediare un decadimento solo se lo stato iniziale ha momento angolare totale $J \neq 1$ e C-parità +, mentre tre gluoni non hanno limitazioni.

poiché la coppia $c\overline{c}$ è molto più pesante ($\sim$ 3GeV) di Λ_{QCD}, l'impulso trasferito è grande e l'annichilazione in gluoni è trattabile con la teoria delle perturbazioni. Il meccanismo di adronizzazione è intrinsecamente non perturbativo e tuttora poco noto. Si assume che tutta la larghezza di decadimento adronica sia dovuta al processo di annichilazione in gluoni.

Analogamente al decadimento del positronio in fotoni, le larghezze di decadi-

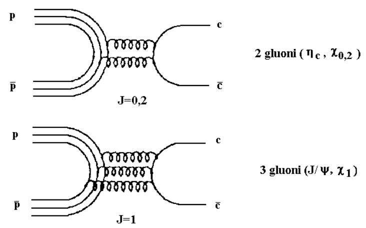

Figura 1.7: Diagrammi di formazione degli stati del charmonio nel canale $p\overline{p}$. La simmetria di colore vieta lo scambio di un solo gluone.

mento del charmonio in gluoni sono [6]

$$\Gamma(0^{-+} \to gg) = \frac{8}{3}\alpha_s^2 \frac{|R_{c\overline{c}}(0)|^2}{M_{c\overline{c}}^2} \tag{1.11}$$

$$\Gamma(1^{--} \to ggg) = \frac{40}{81\pi}(\pi^2 - 9)\alpha_s^3 \frac{|R_{c\overline{c}}(0)|^2}{M_{c\overline{c}}^2}. \tag{1.12}$$

Queste equazioni corrispondono ai termini dominanti nello sviluppo in potenze di α_s e valgono soltanto quando α_s è piccolo (0.28 nel charmonio, 0.16 nel bottomonio).

Le larghezze di decadimento assolute dipendono anche in questo caso dalla funzione d'onda nell'origine. Le stime, quindi, dipendono fortemente dal modello scelto.

I rapporti tra le larghezze adroniche e quelle elettromagnetiche si svincolano dalla scelta del modello, perché il fattore relativo alla funzione d'onda nell'origine si semplifica. Come esempio, dalle formule 1.10 e 1.12 si ricava il rapporto tra l'ampiezza di decadimento adronica e quella in una coppia e^+e^-

$$\frac{\Gamma(1^{--} \to \text{adroni})}{\Gamma(1^{--} \to e^+e^-)} = \frac{5}{18}\frac{\pi^2 - 9}{\pi}\frac{\alpha_s^3}{\alpha^2} \tag{1.13}$$

Il valore sperimentale di questo rapporto per lo stato del charmonio J/ψ è ~ 11.5. Confrontandolo con la formula precedente, si ottiene la stima $\alpha_s \simeq 0.2$, che è in buon accordo con il valore previsto dalla 1.9 (0.28).

1.3.5 Decadimenti radiativi

I decadimenti radiativi, cioè le transizioni tra stati diversi del charmonio, possono avvenire con emissione di fotoni o di adroni.

Tipo	*Larghezza di decadimento* Γ	*Decadimento*
E1	$\frac{4\alpha e_c^2}{27} E_\gamma^3 (2J_f+1) \left\|\langle f\|r\|i\rangle\right\|^2$ $\propto k_\gamma^3 \left\|\langle f\|r\|i\rangle\right\|^2$	$2\ {}^3S_1 \to 1\ {}^3P_J + \gamma$ $1\ {}^3P_J \to 1\ {}^3S_1 + \gamma$ $1\ {}^1P_1 \to 1\ {}^1S_0 + \gamma$
M1	$\frac{4\alpha e_c^2}{3m_c^2} E_\gamma^3 (2J_f+1) \left\|\left\langle f\|j_0\left(\frac{E_\gamma r}{2}\right)\|i\right\rangle\right\|^2$ $\propto k_\gamma^3 \left\|\left\langle f\|\frac{\vec{\sigma}}{2m_c}\|i\right\rangle\right\|^2$	$1\ {}^3S_1 \to 1\ {}^1S_0 + \gamma$ $2\ {}^3S_1 \to 2\ {}^1S_0 + \gamma$ $2\ {}^3S_1 \to 1\ {}^1S_0 + \gamma$ $2\ {}^1S_0 \to 1\ {}^3S_1 + \gamma$

Tabella 1.3: Larghezze di decadimento calcolate per le transizioni elettromagnetiche del charmonio.

Come in fisica atomica, le transizioni elettromagnetiche possono essere di dipolo elettrico e di dipolo magnetico. In entrambi i casi la C-parità cambia. Le prime devono soddisfare una condizione sui momenti angolari. Per un multipolo di ordine l, con momento angolare iniziale J_i e finale J_f, vale

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f \tag{1.14}$$

perché tutti gli altri elementi di matrice si annullano. Le transizioni di ordine più basso tra quelle ammesse dominano[3] il processo di decadimento.

La larghezza parziale dipende in questo caso ancora di più dal modello scelto, perché nelle ampiezze di transizione è presente il prodotto scalare tra le funzioni d'onda finale ed iniziale:

$$\Gamma_{if} \propto \left|\langle f|H_{em}|i\rangle\right|^2 . \tag{1.15}$$

Nella figura 1.5 sono evidenziati i decadimenti radiativi più significativi e la loro natura di dipolo elettrico o magnetico. In particolare si distinguono le transizioni di dipolo elettrico (E1) e quelle di dipolo magnetico (M1). Le corrispondenti larghezze di decadimento sono in tabella 1.3.

Ci sono inoltre transizioni di natura non elettromagnetica, in cui gli stati $c\bar{c}$

[3]Il rapporto tra le probabilità di transizione di dipolo e quella di quadrupolo è $\sim 1/10^{-8}$, tra la probabilità di transizione per radiazione di dipolo elettrico e quella di dipolo magnetico è $\sim 1/10^{-5}$.

si diseccitano emettendo adroni. I canali di decadimento

$$
\begin{array}{l}
p\overline{p} \to \psi' \to J/\psi \pi^0 \pi^0 \\
p\overline{p} \to \psi' \to J/\psi \pi^+ \pi^- \\
p\overline{p} \to \psi' \to J/\psi \eta \\
p\overline{p} \to \psi' \to J/\psi \pi^0,
\end{array}
$$

studiati in questa tesi, appartengono a questa categoria di processi.

1.4 Modelli a potenziale

Un approccio non relativistico è giustificato dal fatto che le masse dei quark considerati sono grandi e quindi le velocità in gioco sono piccole (per il charmonio $v^2 \sim 0.3$).

L'ipotesi più immediata per la forma del potenziale consiste nel cercare un raccordo tra il comportamento a piccole ed a grandi distanze, caratteristico dei quark. La libertà asintotica suggerisce che, a piccola distanza, l'interazione è mediata dallo scambio di un solo gluone ed ha quindi un andamento coulombiano. Per giustificare il confinamento dei quark dentro agli adroni, si suppone che, a grandi distanze, il potenziale cresca linearmente. Si ottiene in questo modo il potenziale di Cornell:

$$V(r) = -\frac{k}{r} + \frac{r}{a^2}. \tag{1.16}$$

in cui k ed a sono scelti per ottimizzare l'accordo con lo spettro misurato. Le masse degli stati legati sotto soglia si esprimono come

$$M(c\overline{c}) = 2m_c + E_n \tag{1.17}$$

in termini della massa del quark c e della distanza E_n tra i livelli, calcolabile risolvendo numericamente l'equazione di Schrodinger. Ponendo $m_c \sim 1.6$ GeV, $k \sim 0.2$ ed $a \sim 0.2$ fm, si ottiene un buon accordo con lo spettro misurato.

Risultati interessanti provengono anche con il potenziale di Richardson [7]. L'espressione

$$\tilde{V}(q^2) = -\frac{4}{3}\frac{12\pi}{33-2n_f}\frac{1}{q^2}\frac{1}{log\left(1+\frac{q^2}{\Lambda^2}\right)} \tag{1.18}$$

si ricava utilizzando nella rappresentazione dell'impulso le stesse informazioni del potenziale di Cornell, cioè la libertà asintotica e l'andamento lineare a grandi distanze. Nella figura 1.8 si vede come nel range delle distanze del charmonio ($0.1 \div 1$ fm) i due potenziali hanno un comportamento simile.

Un diverso approccio non relativistico consiste nel calcolare il potenziale efficace tra due quark usando la tecnica dello "scattering inverso" [8]. Utilizzando

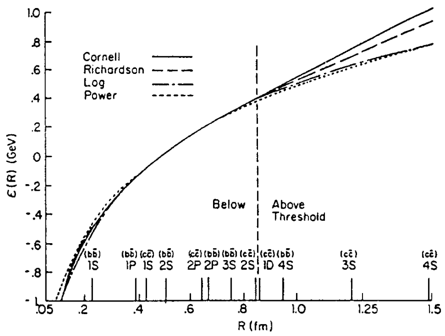

Figura 1.8: Andamento dei potenziali di Cornell e Richardson; in figura c'è anche un potenziale logaritmico in r.

un formalismo sviluppato per risolvere problemi di diffusione inversa, si calcola la forma del potenziale di un sistema a due corpi non relativistico a partire dallo spettro di energie di legame del sistema. Vincolando ai valori sperimentali i livelli energetici di alcuni stati legati di un sistema $q\overline{q}$ (2 per il charmonio e 4 per il bottomonio), si ottengono i potenziali illustrati in figura 1.9. La somiglianza dei due potenziali conferma l'indipendenza dell'interazione forte dal sapore del quark.

Per considerare gli effetti dell'interazione spin-orbita e spin-spin, è necessario introdurre delle correzioni relativistiche. A questo proposito sono stati proposti diversi tipi di potenziale che ipotizzano che quark ed antiquark di uguale massa interagiscano scambiandosi una particella scalare ed una vettoriale. In tal caso il potenziale centrale efficace ha una parte vettoriale V_V, che esprime l'interazione a piccole distanze mediata dal singolo gluone, ed una scalare che indica il contributo dell'interazione con molti gluoni che domina la regione a grandi distanze e provoca il confinamento.

Dalla trasformata di Fourier degli elementi di matrice

$$\mathcal{M}^V_{fi} = [\overline{u}(p_f)\gamma_\mu u(p_i)]V_V(Q^2)[\overline{u}(q_f)\gamma^\mu u(q_i)] \tag{1.19}$$
$$\mathcal{M}^S_{fi} = [\overline{u}(p_f)u(p_i)]V_S(Q^2)[\overline{u}(q_f)u(q_i)] \tag{1.20}$$

sviluppando al primo ordine in potenze di $1/m_c$, si ottengono diversi contributi, tre dei quali dipendenti dallo spin. Le interazioni spin-orbita, spin-spin e tensoriali assumono quindi la forma:

$$V_{SS} = \frac{\vec{\sigma_1}\cdot\vec{\sigma_2}}{6m_1m_2}\nabla^2 V_V(r) \tag{1.21}$$
$$V_{LS} = (\vec{L}\cdot\vec{S})(3\frac{dV_V}{dr} - \frac{dV_S}{dr})/2m^2r \tag{1.22}$$

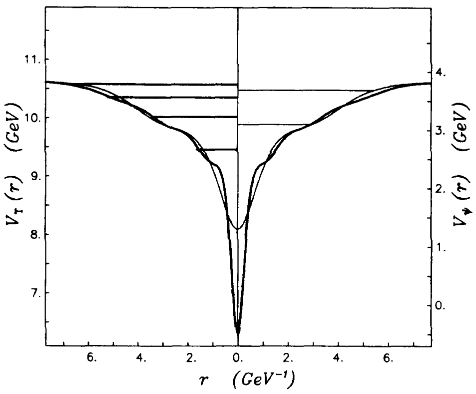

Figura 1.9: Confronto fra i potenziali ricostruiti con la tecnica dello "scattering inverso" per il bottomonio (curva spessa, livelli sulla sinistra) e per il charmonio (curva leggera, livelli sulla destra).

$$V_{tens} = \frac{2[3(\vec{S}\cdot\vec{r}^2 - \vec{S}^2)]}{12m_1m_2}\left(\frac{1}{r}\frac{dV_V}{dr} - \frac{dV_V^2}{dr^2}\right) \tag{1.23}$$

in cui m_1 ed m_2 sono le masse dei quark costituenti e $\vec{\sigma}$ le matrici di Pauli che ne descrivono lo spin. La differenza tra le masse degli stati di tripletto in onda P (χ_0, χ_1 e χ_2) è provocata dai contributi spin-orbita e tensoriali. La differenza tra il centro di gravità del tripletto ^3P

$$M_{c.o.g.(\chi)} = \frac{M_{\chi_0} + 3M_{\chi_1} + 5M_{\chi_2}}{9} \tag{1.24}$$

ed il singoletto $^1P_1$ può essere provocata soltanto dallo splitting iperfine dovuto al termine spin-spin. Alcune teorie ([9] [10] [11]), sostengono che il valore di aspettazione del termine spin-spin sia nullo. In questo caso lo stato di singoletto dovrebbe avere la stessa energia del centro di gravità delle χ. Lo stato $^1P_1$ è stato finora avvistato soltanto dall'esperimento E760 ed è attualmente studiato da E835.

1.5 Metodi non perturbativi

Il charmonio non può essere completamente descritto con la teoria delle perturbazioni perché l'interazione tra i quark avviene a grande distanza. In approssimazione non relativistica si è visto che un approccio perturbativo ottiene un buon accordo con i valori sperimentali, a patto di scegliere opportunamente il modello di potenziale ed i parametri liberi. Tra i numerosi tentativi di escludere l'ipotesi perturbativa, la QCD su reticolo risulta essere il più interessante. Le regole di somma di QCD consentono di connettere la regione perturbativa con quella dominata dal confinamento, per la quale lo spettro osservato sperimentalmente fornisce utili informazioni.

1.5.1 QCD su reticolo

Il metodo, proposto da Wilson in [12] e descritto nel dettaglio in [13] e [14], è la formulazione della teoria di campo quantistica in uno spazio-tempo di dimensioni finita, trasformato in un reticolo di punti discreto e con un limite naturale agli impulsi. Utilizzando gli integrali di Feynman, vengono calcolate le aspettazioni delle funzioni di Green della teoria [15]. Da queste vengono poi estratte le quantità fisiche di interesse, come masse di adroni ed elementi di matrice. La discretizzazione dello spazio-tempo in un reticolo con passo a regola l'integrale di cammino a brevi distanze o nell'ultravioletto.

Per esigenze di calcolo numerico si considera un volume di dimensioni finite (lunghezza L) e si introduce un taglio infrarosso sul momento. Si sceglie quindi un'azione definita sui vertici del reticolo, invariante per trasformazioni di gauge e che tende a quella continua quando a tende a 0. Tipicamente si utilizza quella di Wilson [12] che è la somma dei termini sui lati del quadrato formato dai quattro vertici adiacenti; gli errori di discretizzazione sono in questo caso dell'ordine di $\mathcal{O}(a^2)$, con $a \simeq 0.05 \div 0.2$ fm. Il calcolo numerico considera una serie di reticoli, in cui prima si fissa il volume considerato e si riduce il passo, poi si fissa il passo e si aumenta il volume. Si ottiene il risultato nel limite continuo quando la grandezza calcolata diventa indipendente dal passo e dal volume del reticolo.

La schematizzazione ha senso se il passo è significativamente più piccolo delle distanze tipiche del processo. Nel caso del charmonio le distanze sono grandi e favoriscono questa condizione. Per esigenze di calcolo, la teoria è stata applicata trascurando la dinamica dei quark, cioè considerandoli sorgenti di colore statiche ($m_c \to \infty$).

La QCD sul reticolo (LQCD) fornisce risultati in buon accordo con i dati sperimentali, come si vede nella tabella 1.4, per alcune separazioni tra i livelli. Al momento non è ancora in grado di migliorare i risultati dei modelli a potenziale, ma lo sviluppo della potenza di calcolo disponibile costituisce una prospettiva concreta di miglioramento.

1.5.2 Le regole di somma di QCD

Il fondamento teorico delle regole di somma, descritte in [16], consiste nelle possibilità di utilizzare la libertà asintotica della QCD per studiare l'operatore di po-

Separazione	*Previsioni LQCD* (MeV)	*Misure* (MeV)
$^3S_1 \;-\; ^1S_0$	96±4	117
$^3P_2 \;-\; ^3P_1$	60±30	46
$^3P_1 \;-\; ^3P_0$	52±9	95

Tabella 1.4: Confronto fra alcune previsioni teoriche basate sulla QCD su reticolo ed i dati sperimentali.

larizzazione del vuoto con il formalismo dell'espansione in prodotto di operatori (Wilson [17]) e con le relazioni di dispersione. Si considera un'ampiezza

$$\Pi^\Gamma(q^2) = i \int e^{iqx} \left\langle 0 \left| T \left\{ j^\Gamma(x) j^\Gamma(0) \right\} \right| 0 \right\rangle dx. \tag{1.25}$$

j^Γ indica una corrente di quark con i numeri quantici del mesone Γ che si vuole studiare; in generale può essere scalare ($J^{PC} = 0^{++}$, $j_S^\Gamma = \overline{\psi}\psi$), pseudoscalare ($J^{PC} = 0^{-+}$, $j_P^\Gamma = i\overline{\psi}\gamma_5\psi$), vettoriale ($J^{PC} = 1^{--}$, $j_V^\Gamma = \overline{\psi}\gamma_\mu\psi$), assiale ($J^{PC} = 1^{++}$ o $= 1^{+-}$) o tensoriale ($J^{PC} = 2^{++}$). Per i valori di q^2 lontani dalle risonanze, la libertà asintotica permette di sviluppare la 1.25 con il formalismo di Wilson come

$$\Pi^\Gamma(q^2) = \left\langle 0 \left| B^\Gamma I + C_1^\Gamma \frac{\alpha_s}{\pi} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a \left(\frac{1}{4m_c^2} \right) + ... \right| 0 \right\rangle \tag{1.26}$$

Il primo termine è calcolabile con la teoria delle perturbazioni. Il secondo, detto "condensato gluonico", è il principale contributo non perturbativo ed il suo valore medio sul vuoto viene determinato dal confronto con i dati sperimentali. Imponendo l'analiticità della Π^Γ, si ottiene la relazione di dispersione

$$\Pi^\Gamma(q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{Im\ \Pi^\Gamma(s)}{s - q^2}\, ds \tag{1.27}$$

che permette di connettere i parametri della lagrangiana della QCD (massa del charm, costante di accoppiamento), con la sezione d'urto fenomenologica nella regione della risonanze. Utilizzando le regole di somma si ottengono risultati [16] [18] [19] [20] in ottimo accordo con i corrispondenti valori sperimentali, come si vede negli esempi in tabella 1.5.

Massa risonanza	*Previsioni regole di somma* (GeV)	*Misure* (GeV)
M(η_c)	3.01±0.02	2979.8±2.1
M(χ_1)	3.56±0.01	3510.53±0.12
M(χ_2)	3.50±0.01	3556.17±0.13

Tabella 1.5: Confronto fra alcune previsioni teoriche basate sulle regole di somma della QCD ed i dati sperimentali.

Capitolo 2

L'esperimento E835

E835 si occupa di spettroscopia del charmonio sotto la soglia di produzione dei mesoni charmati più leggeri.

Collocato nel filone degli esperimenti di formazione del charmonio in annichilazioni $p\overline{p}$, l'esperimento E835 nasce come proseguimento della collaborazione E760, che prese dati a Fermilab negli anni 1990-1991. Da questo sono stati ereditati la motivazione, il programma, la tecnica sperimentale e la procedura per misurare i parametri delle risonanze.

Tra il '91 e Settembre '96 tutto l'apparato sperimentale di E760 è stato revisionato ed in parte sostituito, allo scopo di raccogliere una quantità di dati superiore e di riconoscere anche altri canali di decadimento.

2.1 Motivazione

Il charmonio è un sistema fisico a due corpi, in prima approssimazione non relativistico. Nella QCD rappresenta il sistema ideale per il confronto tra previsioni teoriche ed osservazioni sperimentali, come è l'atomo di idrogeno in meccanica quantistica ed il positronio in QED.

Fino alla metà degli anni '80 il charmonio è stato studiato in processi di produzione inclusiva, in interazioni di fasci adronici (π o p) di alta energia su bersagli fissi, o di formazione in interazioni e^+e^-. Queste tecniche hanno permesso di conoscere con grande accuratezza gli stati 1^{--}, formati con rapporti di decadimento non trascurabili nelle annichilazioni e^+e^-. Gli altri livelli, invece, erano ottenuti soltanto dalle transizioni radiative degli stati 1^{--} o dalla produzione inclusiva, perché la sezione d'urto di formazione da e^+e^- con numeri quantici diversi dal fotone è almeno quattro ordini di grandezza più piccola. Il loro studio quindi è stato limitato pesantemente dalla risoluzione dei rivelatori utilizzati.

L'esperimento E835, utilizzando l'esperienza fatta in R704 al Cern ed in E760 a Fermilab, forma tutti gli stati del charmonio in annichilazioni $p\overline{p}$, sfruttando la natura composita del protone; ne riconosce quindi la presenza con un sistema di rivelatori ottimizzato per il riconoscimento dei canali di decadimento elettromagnetici. Dall'analisi successiva dei dati raccolti si possono effettuare molte misure relative alla fisica del charmonio.

2.2 Programma sperimentale

Allo scopo di perfezionare la conoscenza dello spettro del charmonio, il programma sperimentale di E835 [21] prevede di acquisire dati in prossimità di tutti i livelli previsti sotto la soglia del charm aperto, in quantità sufficiente per effettuare le seguenti misure:

- determinazione della massa e della larghezza totale dello stato η_c e del prodotto dei rapporti di decadimento $B(\eta_c \to p\overline{p}) \times B(\eta_c \to \gamma\gamma)$;
- conferma del segnale della $^1P_1$, osservato soltanto da E760, e determinazione dei suoi parametri;
- ricerca dello stato η_c' e determinazione dei suoi parametri;
- determinazione della massa e della larghezza totale di χ_0 e dei prodotti di rapporti di decadimento $B(\chi_0 \to p\overline{p}) \times B(\chi_0 \to \gamma\gamma)$ e $B(\chi_0 \to p\overline{p}) \times B(\chi_0 \to J/\psi\gamma)$;
- misura delle distribuzioni angolari nei decadimenti radiativi di χ_1 e χ_2;
- misura dei rapporti di decadimento dello stato ψ', descritta in questa tesi.

Con priorità inferiore, se il tempo a disposizione le permette, potrebbero essere effettuate anche le seguenti misure:

- ricerca degli stati $^1D_2$ e $^3D_2$, che, pur essendo sopra la soglia del charm aperto, non possono decadere in una coppia $\overline{D}D$ e pertanto ci si aspetta abbiano un curva stretta;
- studio dei decadimenti che contengono due mesoni Φ: $\eta_c \to \Phi\Phi$, $^1P_1 \to \eta_c\gamma \to \Phi\Phi\gamma$, $p\overline{p} \to \Phi\Phi\pi^0$ (per la ricerca di stati esotici $\Phi\Phi$).

Infine contemporaneamente alle misure relative al charmonio sarà possibile studiare alcuni altri problemi:

- studio di $f_2(1520)$, visibile solo in annichilazioni $p\overline{p}$;

- ricerca di nuovi stati che decadono in $\eta\eta$, $\eta\eta'$ e $\omega\omega$;
- studio di $f_1(1285)$ e $f_1(1420)$, e ricerca di mesoni esotici nel range 2÷2.5 GeV
- misura dei fattori di forma del protone nella regione time-like, ad alti q^2.

L'apparato di rivelazione è stato progettato per ottimizzare il riconoscimento degli stati nei canali elettromagnetici. Infatti gli stati finali adronici provenienti dal decadimento di una risonanza sono difficilmente individuabili perché il segnale è sommerso da processi non risonanti che hanno una sezione d'urto più grande di 6 ordini di grandezza. Sono stati quindi osservati i canali che contengono una coppia e^+e^- di alta energia o una coppia di fotoni. Inoltre è prevista l'osservazione di canali con quattro kaoni carichi per le risonanze più elusive. I canali presi in considerazione sono quindi:

- elettromagnetici puri
$$\begin{array}{ccc} \psi' & \rightarrow & e^+e^- \\ J/\psi & \rightarrow & e^+e^- \\ \chi_2 & \rightarrow & \gamma\gamma \\ \eta_c & \rightarrow & \gamma\gamma \\ \eta_c' & \rightarrow & \gamma\gamma \end{array}$$
- radiativi
$$\begin{array}{ccccccc} \chi & \rightarrow & J/\psi\gamma & \rightarrow & e^+e^-\gamma & & \\ \psi' & \rightarrow & \chi\gamma & \rightarrow & J/\psi\gamma\gamma & \rightarrow & e^+e^-\gamma\gamma \end{array}$$
- adronici
$$\begin{array}{ccccccc} h_c & \rightarrow & J/\psi \mathrm{X} & \rightarrow & e^+e^-\mathrm{X} & & \\ \psi' & \rightarrow & J/\psi \mathrm{X} & \rightarrow & e^+e^-\mathrm{X} & & \\ \eta_c & \rightarrow & \Phi\Phi & \rightarrow & K^+K^-K^+K^- & & \\ \eta_c' & \rightarrow & \Phi\Phi & \rightarrow & K^+K^-K^+K^- & & \\ h_c & \rightarrow & \eta_c\gamma & \rightarrow & \Phi\Phi\gamma & \rightarrow & K^+K^-K^+K^-\gamma. \end{array}$$

2.3 Tecnica sperimentale

L'esperimento E835 forma gli stati del charmonio facendo annichilare un intero fascio di antiprotoni su un bersaglio di idrogeno gassoso installato internamente all'accumulatore.

Con questa tecnica tutti gli stati sono accessibili direttamente e l'accuratezza delle misure dei loro parametri dipende soltanto dalle caratteristiche del fascio e non dalla risoluzione in energia dei rivelatori. Si ha annichilazione in due o tre gluoni, a seconda dei numeri quantici della risonanza studiata. Gli stati che non si accoppiano direttamente ad uno stato finale elettromagnetico sono riconosciuti prevalentemente dai decadimenti radiativi nel livello J/ψ; diversamente si utilizzano i decadimenti in due elettroni o due fotoni e quelli adronici.

Gli antiprotoni vengono prodotti, collimati in un fascio, accumulati, decelerati al giusto impulso e condotti ad intersecare in un tubo a vuoto un flusso di protoni sostanzialmente fermi[1]. Il sistema permette di acquisire dati continuamente per tutto il tempo di vita del fascio. Inoltre, poiché la velocità del bersaglio è completamente trascurabile rispetto a quella del fascio, i prodotti dei decadimenti sono concentrati in avanti per il boost di Lorentz e si può utilizzare un apparato di rivelazione in una regione angolare limitata.

2.3.1 Il fascio di antiprotoni

Le caratteristiche del fascio di antiprotoni, in particolare la sua energia, la dispersione in impulso e l'area della sezione ortogonale alla direzione dell'impulso, determinano l'accuratezza con cui sono misurati i parametri della risonanza formata e la dimensione della regione di interazione. Sono quindi molto importanti per l'esperimento E835.

Gli antiprotoni sono prodotti a Fermilab facendo incidere un fascio di protoni da 120 GeV accelerati nel LINAC (acceleratore lineare), nel Booster ed ancora nel Main Ring, su un bersaglio di tungsteno spesso 6 cm. Gli antiprotoni, prodotti a pacchetti di impulso $\sim$ 8 GeV/c, vengono poi raccolti da una lente magnetica di litio, in cui passano correnti dell'ordine di 500 KA durante ogni ciclo di produzione. Il "Debuncher" provvede quindi a raffreddarli, riducendo l'emittanza del fascio, trasformarli in un fascio continuo e ad iniettarli nell'accumulatore (figure 2.1).

L'accumulatore di Fermilab è stato progettato per fornire antiprotoni con impulso 8.85 GeV/c al Tevatron, nei periodi di funzionamento come collider. Per gli esperimenti E760 ed E835 è stato modificato, allo scopo di ottenere rapidamente ($\sim$ 4 mA/ora) una grande corrente di antiprotoni (fino a $8{\cdot}10^{11}$, $\sim$ 80 mA), con un preciso impulso nel range 3.5÷6.4 GeV/c. Per questi valori, nel sistema del centro di massa è disponibile l'energia necessaria per la formazione degli stati del charmonio tra 2910 e 3690 MeV, secondo la relazione

$$E_{\overline{p}} = \frac{M_R^2}{2m_p} - m_p, \text{ proveniente da } \sqrt{s} = \sqrt{2m_p(m_p + E_{\overline{p}})}. \tag{2.1}$$

A questo scopo è stata introdotta una cavità a radiofrequenza, risonante alla seconda armonica della frequenza di rivoluzione del fascio. La massima velocità

[1] In realtà sono supersonici, ma il loro momento è del tutto trascurabile rispetto a quello degli antiprotoni.

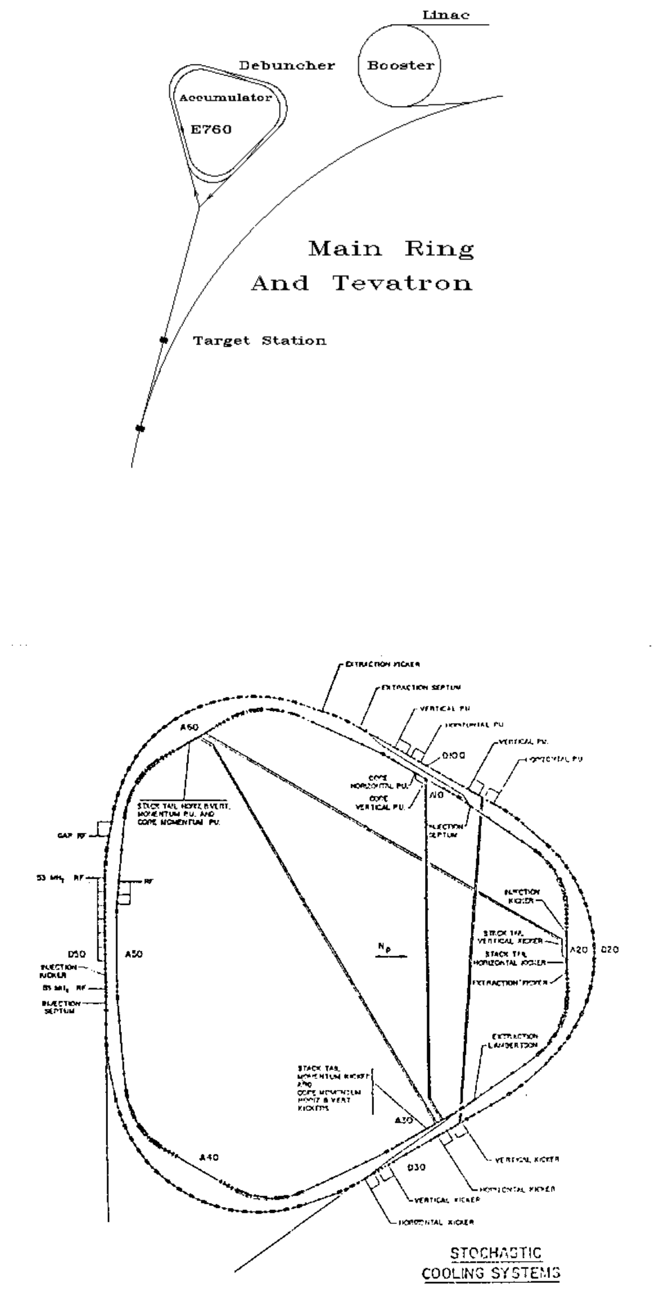

Figura 2.1: Sulla sinistra visione aerea del settore di accelerazione (LINAC, Booster, Main Ring), del Debuncher e dell'accumulatore di antiprotoni, sede dell'esperimento E835. Sulla destra pianta dettagliata del Debuncher e dell'accumulatore.

di decelerazione è 20 MeV/s. In questa fase è necessario un'attenta gestione delle correnti nei magneti per mantenere il controllo del fascio.

Utilizzando un sistema di raffreddamento stocastico, vengono compensate le perdite di energia provocate dall'interazione con il bersaglio e con il gas residuo nel tubo a vuoto, e la sezione del fascio (~ 5 mm^2 per un contenimento del 95%) viene mantenuta entro la zona di interazione, identificata dal bersaglio ad idrogeno. Il raffreddamento stocastico[2] è una tecnica usata per ridurre lo spazio delle fasi accessibile alle particelle accumulate, ottenendo densi fasci con dispersione in impulso molto bassa ($\Delta p/p \simeq 0.02\%$). Mentre gli antiprotoni circolano, un sensore ne misura la velocità in un punto dell'anello e la comunica in linea retta al lato opposto. La differenza tra la traiettoria dell'informazione e quella del fascio consente al sistema di prendere i provvedimenti adeguati per correggere l'impulso. Nel caso di E835 si ottiene una distribuzione in energia nel centro di massa larga ~ 0.2 MeV. L'impulso centrale è fissato da un sistema di controllo che alimenta i dipoli e permette una variazione minima di 150 KeV/c, con una stabilità dell'ordine di 1:10^5.

L'energia del fascio, la cui precisione è determinante per l'esperimento, è legata alla frequenza di rivoluzione ed alla lunghezza dell'orbita con la relazione

$$E_{\overline{p}} = \frac{m_{\overline{p}}c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_{\overline{p}}c^2}{\sqrt{1-\left(\frac{f_{riv}L_{orb}}{c}\right)^2}} \tag{2.2}$$

La lunghezza reale dell'orbita L_{orb} è stimata misurando la deviazione del fascio da un'orbita di riferimento. Per osservarla sono utilizzati 48 rivelatori installati lungo l'anello, detti BPM (Beam Position Monitor), che forniscono una precisione di $\sim$ 1mm. La lunghezza dell'orbita di riferimento, invece, è misurata in modo molto preciso utilizzando la posizione del picco della ψ' tramite le relazioni

$$c\beta = f_{riv}L_{orb} \tag{2.3}$$

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2+m^2}} \tag{2.4}$$

$$\frac{\Delta L_{orb}}{L_{orb}} = \frac{M_R}{\gamma_0^3\beta_0^2 m_p^2}\Delta M_R. \tag{2.5}$$

L'errore relativo sulla frequenza di rivoluzione è $2{\cdot}10^{-7}$ ed è trascurabile rispetto a quello sulla lunghezza dell'orbita ($2{\cdot}10^{-6}$). La massa della ψ' è nota con un'incertezza di 0.1 MeV, che comporta un errore di 0.67 mm sulla lunghezza dell'orbita e di 33 KeV/c sull'energia del fascio. Considerando anche le misure dei BPM, l'incertezza sulla lunghezza reale dell'orbita è $\sim$ 1 mm, cui corrisponde

[2]Per quest'idea Simon Van der Meer vinse il premio Nobel nel 1984.

un errore di 0.05 MeV/c^2 all'energia della J/ψ e di 0.015 MeV/c^2 all'energia della ψ'.

La frequenza di rivoluzione f_{riv} è quella per cui si ha il picco nello spettro in frequenza $\frac{dN}{df}$ del fascio. Questo viene misurato analizzando il rumore Schottky[3], la cui potenza $P(f)$ è proporzionale al numero di particelle con frequenza f, ed è ben parametrizzato su un'ampia gamma di frequenze con una doppia gaussiana, cioè due mezze gaussiane unite al picco. La larghezza del lato meno energetico è circa 10÷20% più grande di quella dell'altro.

Lo spettro in energia $\frac{dN}{dE_{cdm}}$ del fascio è proporzionale a quello in frequenza $\frac{dN}{df}$, secondo la relazione

$$\frac{dN}{dE_{cdm}} = \eta f \frac{E_{cdm}}{\gamma \beta^2 m_p^2 c^4} \frac{dN}{df} = NG(E_{cdm}). \tag{2.6}$$

N è il numero di antiprotoni circolanti, γ e β i fattori relativistici del fascio per il valore centrale dell'impulso, η il fattore di proporzionalità tra la dispersione in frequenza e quella in impulso ($\frac{df}{f} = \eta \frac{dp}{p}$) e $G(E_{cdm})$ la distribuzione normalizzata dell'energia.

Per misurare il parametro η si possono utilizzare diversi metodi, descritti in dettaglio in [22].

La procedura detta "doppio scan" prevede per entrambe le risonanze più strette (J/ψ e ψ') due scansioni in energia, con il fascio su orbite leggermente diverse ($\Delta L_{orb} \sim 5$ mm). Dalle due associazioni impulso-frequenza, è possibile dare una stima della derivata $\frac{d\nu}{dp}$ e quindi misurare η con la relazione

$$\eta = \frac{p}{\nu} \frac{\Delta\nu}{\Delta p}. \tag{2.7}$$

Con questa tecnica la misura di η ha un'incertezza del 5%.

Dall'analisi armonica dello spettro della frequenza di sincrotrone si ottiene una misura affetta da un errore del 10%.

In linea di principio si potrebbe anche ottenere η dal fattore γ_t alla transizione, definito dalla relazione

$$\frac{dL}{L} = \frac{1}{\gamma_t^2} \frac{dp}{p}. \tag{2.8}$$

γ_t dipende dalle caratteristiche dell'accumulatore e può essere misurato osservando la variazione di frequenza di rivoluzione di un fascio ad energia fissa al variare del campo magnetico B dei dipoli. Questa misura non viene però utilizzata perché è affetta da un grosso errore.

[3] Lo Schottky noise è rumore elettromagnetico indotto dagli antiprotoni in moto su un circuito che risuona a 79 MHz (127^a armonica del rumore indotto).

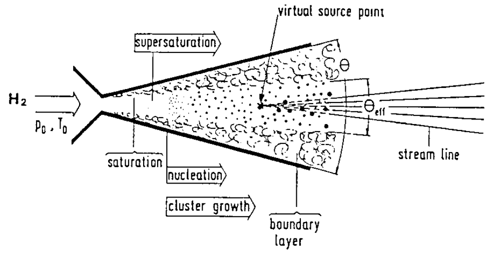

Figura 2.2: Il nozzle a trombetta ed il processo di clusterizzazione dell'idrogeno gassoso.

2.3.2 Il bersaglio di idrogeno

La presenza di un bersaglio interno gassoso non richiede l'estrazione del fascio e gli permette di interagire solo in minima parte ad ogni passaggio, grazie alla densità particolarmente bassa. Le luminosità ottenibili con questa tecnica e con la più tradizionale a bersaglio fisso denso e fascio estratto sono dello stesso ordine di grandezza. Il bersaglio interno, però, consente di utilizzare lo stesso fascio in modo abbastanza continuo per lunghi periodi di tempo, con evidenti vantaggi quando si tratta di particelle che richiedono una accumulazione lunga e costosa, come gli antiprotoni.

Nell'esperimento E835 il bersaglio è un sottile fascio di agglomerati molecolari di idrogeno che si muovono a velocità supersonica in direzione ortogonale a quella degli antiprotoni.

In fase di produzione si ha l'espansione di idrogeno molecolare a $T \simeq 20°$K e $P \simeq 10$ bar, iniettato in una camera a vuoto (10^{-2} torr) da un ugello ("nozzle"), a forma di trombetta (figura 2.2), con diametro minimo 37 μm ed apertura angolare ~ 7 °. Il nozzle può essere orientato tra -15° e +15° da motori passo-passo a controllo digitale, per ottimizzare l'intersezione con il fascio di antiprotoni. La forma geometrica è stata studiata appositamente per portare il gas vicino alla tensione di vapore durante l'espansione e favorire la formazione di "cluster", agglomerati metastabili supersaturi di $10^4 \div 10^5$ atomi, legati dalle forze di Van der Waals, in cui la densità raggiunge i $3 \cdot 10^{14}$ atomi/ cm^3. Il flusso in uscita dal nozzle è simile a quella di una sorgente puntiforme ideale, come si vede nella figura 2.2.

A valle del nozzle la parte centrale del getto viene selezionata da tre collimatori prima di intersecare il fascio di antiprotoni su una sezione circolare di diametro ~ 6 mm.

Per salvaguardare il vuoto (10^{-8} torr) in cui circolano gli antiprotoni, è necessaria una fase di ricupero in cui diverse pompe turbo molecolari ed una rotativa

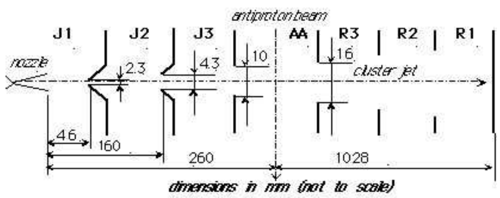

Figura 2.3: Principio di funzionamento del bersaglio di idrogeno gassoso.

eliminano l'idrogeno uscito dal nozzle, non condensato e rimasto fuori dal getto in forma gassosa. In figura 2.3 è illustrato il principio di funzionamento del bersaglio descritto.

La densità del bersaglio dipende dal flusso di atomi di idrogeno nel getto e dalla velocità dei cluster. Il primo fattore è conosciuto tramite misure di pressione nell'ultima camera della sezione di recupero e nel tubo a vuoto, effettuate da "ion gauge". Per il secondo è stato realizzato un test in cui è stato misurato il tempo volo dei cluster.

La luminosità istantanea è data dalla relazione

$$L = N_{\overline{p}}\ f_{riv}\ d\ \rho \tag{2.9}$$

in cui $N_{\overline{p}}$ è il numero di antiprotoni, f_{riv} è la frequenza di rivoluzione del fascio, d èil diametro del getto di idrogeno e ρ è la densità del bersaglio. Con la tecnica descritta si può ottenere una luminosità istantanea dell'ordine di $5 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}. Per mantenerla costante al diminuire del numero di antiprotoni nel fascio, un sistema di autoregolazione modifica la densità dei cluster.

2.3.3 Studio delle risonanze

Gli stati del charmonio sono studiati decelerando il fascio di antiprotoni agli impulsi corrispondenti alla regione di risonanza e misurando la sezione d'urto in funzione dell'energia del fascio. I parametri delle risonanze sono dedotti dall'analisi della curva di eccitazione.

Il numero di eventi osservati in un canale è legato alla sezione d'urto del processo dalla relazione

$$N = \alpha\ \epsilon \int_0^\infty [\sigma_f(E) + \sigma_{BW}(E)]\, G(E - E_R)\ dE \int \mathcal{L}\ dt \tag{2.10}$$

in cui compaiono le grandezze:

- α : accettanza angolare, cioè la probabilità che tutti i prodotti del decadimento attraversino la regione attiva dei rivelatori;

- ϵ : efficienza totale del riconoscimento del canale, cioè la probabilità che un evento in accettanza sia acquisito, selezionato e classificato correttamente;

- $\sigma_f(E)$: sezione d'urto del fondo fisico, dovuto ad interazioni diverse che hanno lo stesso stato finale di quella studiata, e del fondo strumentale, in cui un'errata identificazione di particella o la risoluzione finita dei rivelatori comportano la simulazione del processo studiato;

- $\sigma_{BW}(E)$: sezione d'urto di Breit-Wigner, per la formazione della risonanza $c\overline{c}$, funzione dell'energia a disposizione nel centro di massa del sistema $p\overline{p}$;

- $G(E - E_{cdm})$: distribuzione normalizzata dell'energia del fascio nel sistema del centro di massa calcolabile dalla formula 2.6 a pagina 33);

- $\mathcal{L}(t)$: luminosità istantanea, funzione della corrente di antiprotoni incidenti e della densità del bersaglio di idrogeno gassoso.

La sezione d'urto per la formazione ed il decadimento del charmonio dall'annichilazione $p\overline{p}$ è data dalla formula di Breit-Wigner [22][23] della risonanza:

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{2J+1}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{\pi}{k^2} \frac{B_{in}B_{out}\Gamma_R^2}{(E-E_R)^2 + \frac{\Gamma_R^2}{4}} \tag{2.11}$$

dove k ed E sono l'impulso e l'energia nel sistema del centro di massa, J, E_R e Γ_R sono lo spin, la massa e la larghezza totale della risonanza, e B_{in} e B_{out} sono i rapporti del canale di formazione e di decadimento.

Se il contributo del fondo è trascurabile, poiché la sezione d'urto è convoluta con una funzione normalizzata a 1, l'area sottesa dalla risonanza è data dalla relazione

$$A = \int_0^\infty \sigma(E_{cdm})\ dE_{cdm} = \frac{\pi}{2}\sigma_{picco}\Gamma_R \tag{2.12}$$

in cui σ_{picco} indica la sezione d'urto calcolata in E_R.

I parametri delle risonanze che possono essere dedotti dall'analisi della curva di eccitazione sono la massa M_R, la larghezza totale Γ_R ed il prodotto della larghezza parziale in $p\overline{p}$ per quella nei vari stati finali possibili $B_{in}B_{out}$.

Se $G(E_{cdm})$ è sconosciuto, si può ottenere il prodotto $\sigma_{picco}\Gamma_R$ dall'integrale 2.12.

Se $G(E_{cdm})$ è noto, Γ_R può essere determinata direttamente anche per risonanze molto più strette della distribuzione dell'energia nel centro di massa. Questo risultato si ottiene deconvolvendo la larghezza della risoluzione sperimantale.

Per un fascio distribuito secondo una gaussiana $G(E_{cdm})$, con larghezza[4] $\Gamma_{cdm} = \sqrt{(8\ ln2)}\sigma_{cdm}$, la sezione d'urto misurata al picco risulta essere

$$\sigma_{picco}^{mis} = \sigma_{picco}\sqrt{\frac{\pi}{8}}\frac{\Gamma_R}{\sigma_{cdm}}\ \exp\left(\frac{\Gamma_R^2}{8\sigma_{cdm}^2}\right)\text{erfc}\left(\frac{\Gamma_R}{\sqrt{8}\sigma_{cdm}}\right) \tag{2.13}$$

Se la larghezza del fascio è più grande di quella della risonanza, si dimostra che la formula precedente si semplifica in

$$\frac{\sigma_{picco}^{mis}}{A} \simeq \frac{0.94}{\Gamma_{cdm}}\left(1 - 0.94\frac{\Gamma_R}{\Gamma_{cdm}}\right). \tag{2.14}$$

Il rapporto $\frac{\sigma_{picco}^{mis}}{A}$ non dipende dall'efficienza e dall'accettanza dei rivelatori, né dalla luminosità raccolta. Per una misura accurata di Γ_R sono richieste soltanto stabili condizioni di lavoro, la conoscenza della distribuzione in energia del fascio ed un adeguato campione statistico per ogni punto acquisito sulla curva di risonanza.

La dispersione del fascio viene sottratta dalla curva di eccitazione misurata con il metodo della massima verosimiglianza. L'ipotesi considerata è quella di una curva di risonanza a Breit-Wigner convoluta con la gaussiana del fascio di antiprotoni, immersa in un fondo piatto. I parametri da determinare sono la larghezza e la massa della risonanza, il prodotto $B_{in}B_{out}$ ed il livello del fondo. Nelle ipotesi di eventi che seguono la distribuzione di Poisson, per il j-esimo punto all'energia $\sqrt{s}$ il valor medio atteso di eventi ν_j è

$$\nu_j = \left[\int \mathcal{L}\ dt\right]_j \cdot \left[\sigma_f + \int G_j(\sqrt{s})\ \sigma_m\ \frac{\Gamma_R^2}{4(\sqrt{s} - M_R)^2 + \Gamma_R^2}\ d\sqrt{s}\right] \tag{2.15}$$

dove $\sigma_f = \int \sigma_f(E)G(E - E_R)\ dE$ è la convoluzione della sezione d'urto di fondo con la distribuzione del fascio, $\sqrt{s}$ è l'energia a disposizione nel sistema del centro di massa e σ_m è il fattore

$$\sigma_m = \alpha\ \epsilon\frac{(2J+1)\pi}{k^2}B_{in}B_{out}. \tag{2.16}$$

In questo caso la verosimiglianza viene definita come

$$L = \prod_{j=1}^{N}\frac{\nu_j^{n_j}e^{-\nu_j}}{n_j!}. \tag{2.17}$$

La ricerca del massimo di questa funzione, rispetto ai parametri da determinare, conduce alle stime più compatibili con l'ipotesi fatta.

[4]La larghezza considerata è la cosiddetta FWHM (full width at half maximum), con cui si intende la differenza in energia tra i due punti che hanno per sezione d'urto la metà di quella di picco.

2.3.4 Riconoscimento degli eventi

I rari eventi di formazione diretta delle risonanze del charmonio sono selezionati dal grande fondo di interazioni forti $p\overline{p}$ riconoscendo i loro decadimenti in coppie di elettroni o fotoni a seconda dei numeri quantici, come descritto nel paragrafo 1.3.3. Per i livelli che non decadono direttamente in questi stati finali a due corpi, si utilizzano le transizioni radiative descritte nel paragrafo 1.3.5, nel cui stato finale sono presenti una coppia di elettroni o fotoni proveniente rispettivamente da un decadimento alla J/ψ o alla η_c.

La selezione di eventi con una coppia e^+e^- di grande massa invariante dello stato finale avviene segnalando la presenza di due tracce cariche con un sistema di scintillatori, identificando gli elettroni con un contatore Cerenkov a soglia, misurando la loro energia in un calorimetro a vetro-piombo e determinandone la direzione con un sistema di tracciamento. Il solo fondo rimanente è composto da eventi in cui due coppie di elettroni, provenienti dai decadimenti Dalitz di pioni neutri ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$) e dalla conversione di fotoni nel tubo di acciaio intorno agli antiprotoni, simulano due tracce elettroniche di alta massa invariante. Nel capitolo 4 il problema è descritto in dettaglio.

La selezione di eventi con una particella di grande massa che decade in una coppia di fotoni è più problematica a causa del grande fondo proveniente da reazioni $p\overline{p} \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $p\overline{p} \rightarrow \pi^0\gamma$. In particolare gli eventi in cui i π^0 decadono in un fotone di bassa energia non osservato ed uno di alta energia che porta con sé quasi tutta l'energia del π^0 sono difficilmente riconoscibili.

2.4 Apparato sperimentale

Le richieste essenziali per l'apparato di rivelazione delle particelle, avanzate dal programma di fisica, sono:

- un'alta efficienza nel riconoscere eventi con due tracce di grande impulso trasverso opposte nel sistema del centro di massa, che implica una completa copertura nell'angolo azimutale ϕ;
- un'ottima capacità di discriminare gli elettroni singoli dagli adroni e dalle strette coppie e^+e^-, ed i fotoni dai pioni neutri;
- una buona risoluzione in energia e direzione per gli elettroni ed i fotoni, allo scopo di ricostruire accuratamente la massa degli stati del charmonio cui è transito il sistema;
- la massima copertura nell'angolo polare θ, per favorire la ricostruzione completa degli eventi, soprattutto per i processi con sezione d'urto bassa.

Inoltre si richiede di minimizzare la possibilità di conversione di fotoni in coppie e^+e^-, riducendo la quantità di materiale presente, soprattutto nella parte interna del rivelatore, e di sopportare il tasso di interazione ($\sim 10^6$ Hz) previsto per la luminosità delle interazioni $p\overline{p}$.

La collocazione dell'esperimento sulla linea dell'accumulatore di antiprotoni ha posto alcuni vincoli alla geometria dell'apparato; in particolare non è stato possibile utilizzare un campo magnetico per misurare l'impulso delle particelle cariche ed è stato necessario limitare il raggio massimo del calorimetro a ~ 1.5 m, per non interferire con una linea di estrazione degli antiprotoni. Inoltre la macchina che produce il bersaglio di idrogeno occupa una rilevante regione angolare in θ ($> 65°$per R < 50 cm). Si ha quindi una copertura angolare completa nell'angolo azimutale ϕ; nell'angolo polare θ il calorimetro copre la regione tra 2° e 70°, mentre il tracciamento arriva fino a 65 °.

Nelle figure 2.4 si vede una sezione longitudinale completa dell'apparato, una sezione longitudinale limitata alla regione interna ed una parte della sezione trasversale dei rivelatori interni.

Il rivelatore ha geometria cilindrica ed è composto da una regione più interna, che dista tra 5 e 16 cm dal tubo a vuoto con gli antiprotoni e raggiunge con l'odoscopio H2 la lunghezza di 60 cm, ed una esterna, tra 16 cm e 1.5 m, che si estende per 2 m nella direzione del fascio.

Nella parte interna, a partire dal tubo a vuoto in cui circolano gli antiprotoni, si trovano quattro odoscopi di scintillatori (H1, H2′, H2 e FV), due strati di tubi a deriva (Straws1 e Straws2), un rivelatore al silicio ed uno a fibre scintillanti. Nella parte esterna si trova un contatore Cerenkov a soglia ed un calorimetro a vetro-piombo (CCAL), di forma cilindrica. Infine un calorimetro piombo-scintillatore (FCAL) ed un monitor di luminosità al silicio si trovano, rispettivamente, nella regione in avanti e sotto al bersaglio di idrogeno.

2.4.1 Odoscopi

Nell'apparato sono presenti quattro gruppi di scintillatori, utilizzati nel trigger, posti a distanze diverse rispetto al fascio:

- H1 è composto da 8 strisce di scintillatore plastico, che seguono la forma del tubo ("beam pipe") a vuoto che connette l'anello degli antiprotoni con il bersaglio; sono spessi ~ 2 mm, disposti intorno alla "beam pipe" a una distanza di 2.5 cm e connessi a fotomoltiplicatori tramite guide di luce in plexiglass; copre la regione angolare con θ compreso tra 9° e 65°;

- H2′ è cilindrico, ma dista dal centro 6.8 cm ed è composto da 24 scintillatori spessi 4 mm;

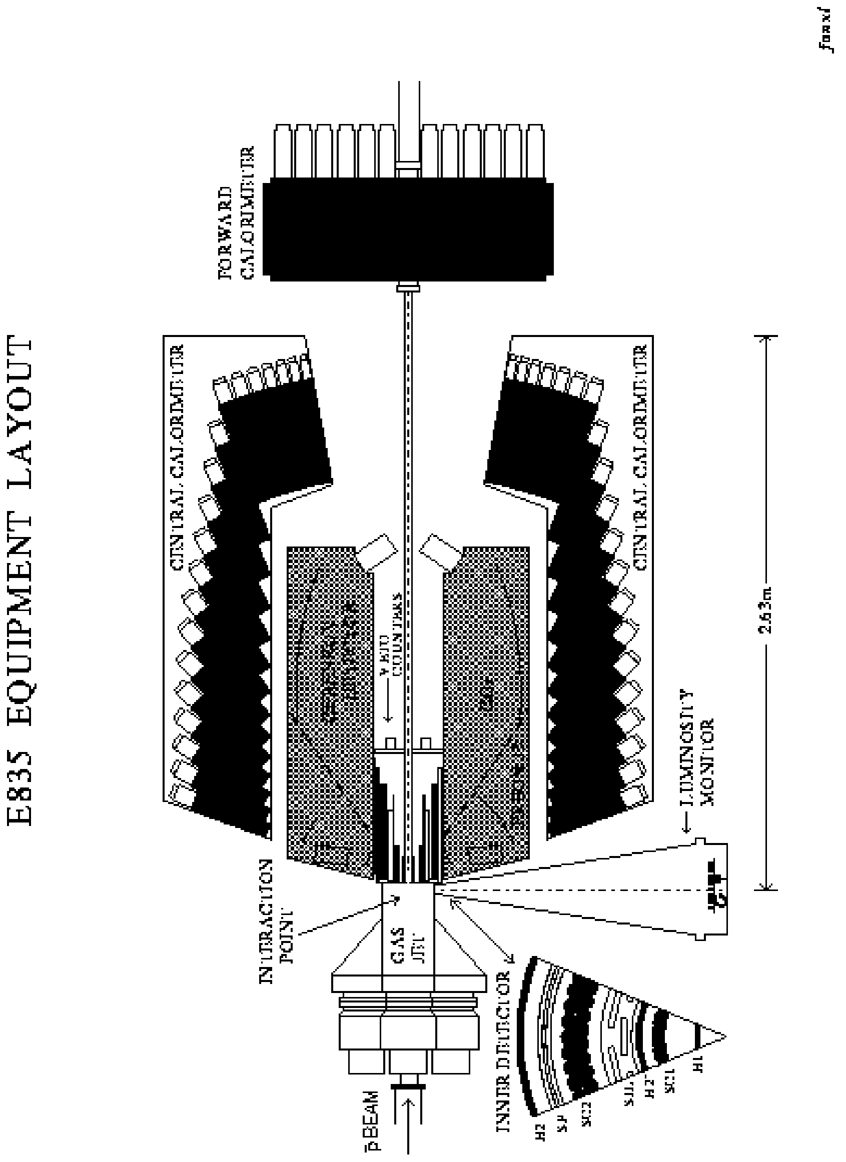

Figura 2.4: Sezione longitudinale completa dell'apparato.

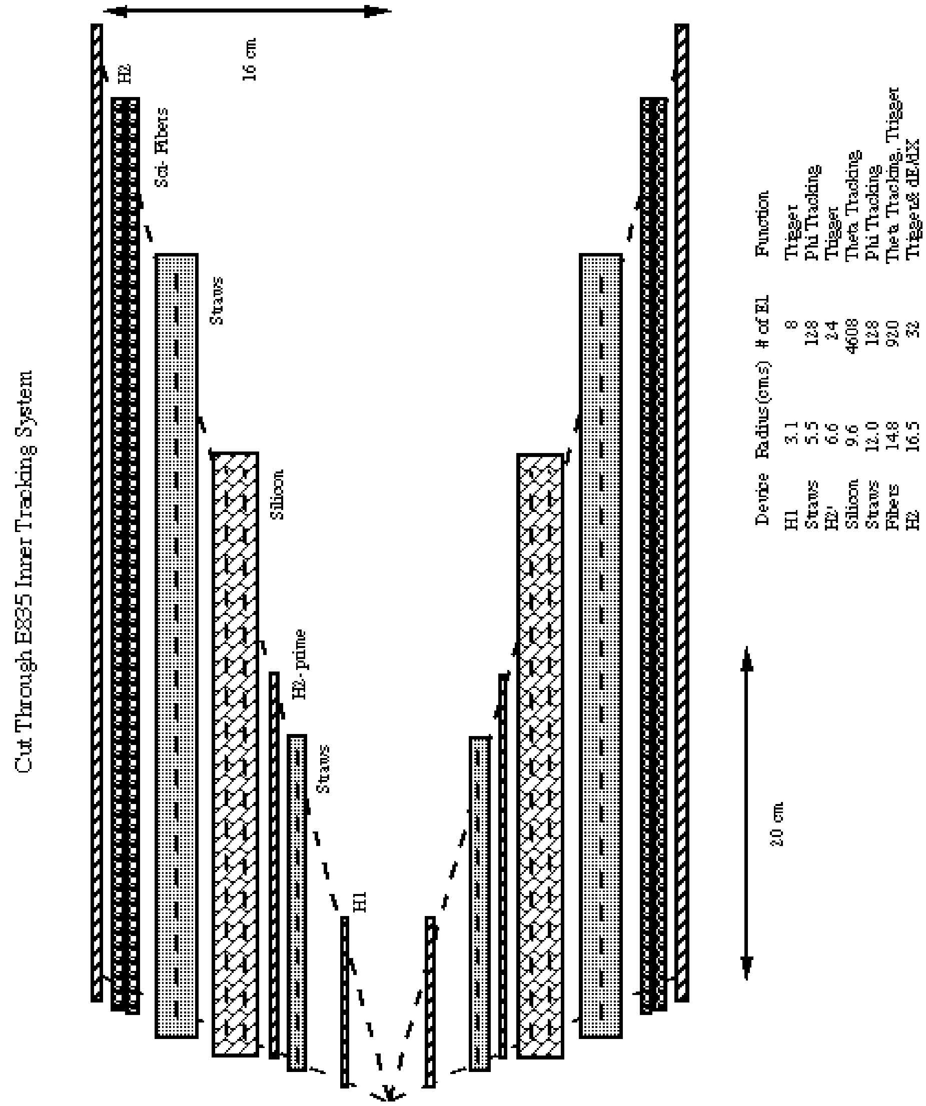

Figura 2.5: Sezione longitudinale limitata alla regione interna dell'apparato.

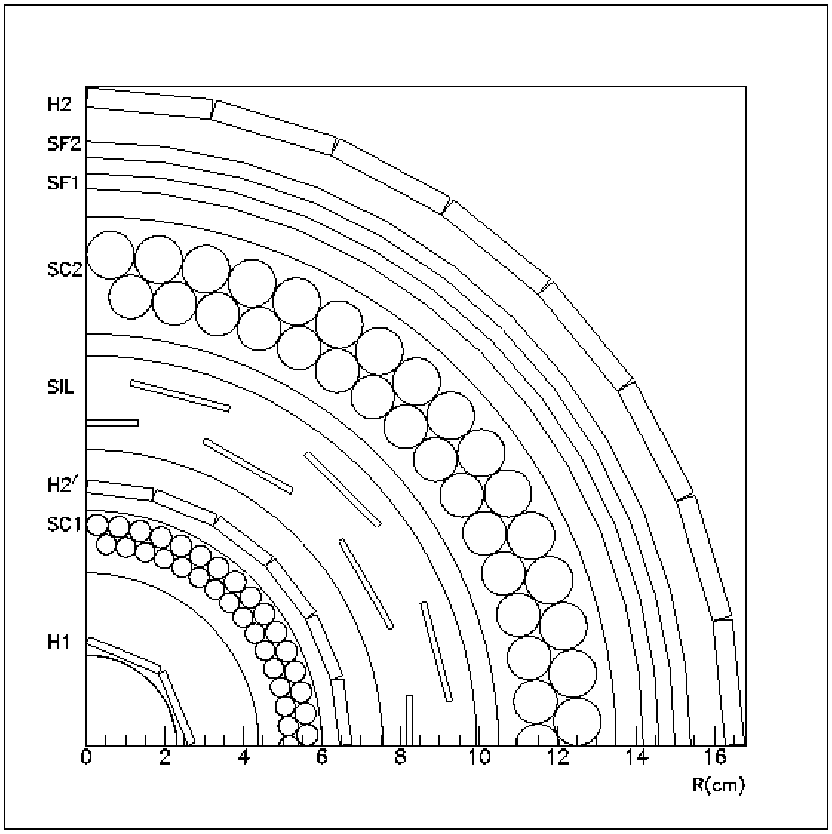

Figura 2.6: Sezione ortogonale al fascio della parte interna dell'apparato. A partire dal centro, si notano l'odoscopio H1, la camera a straws piccola, l'odoscopio H2′, il rivelatore al silicio, la camera a straws grande, le fibre scintillanti e l'odoscopio H2.

- H2 è come H2', ma dista dal centro 16.3 cm ed è costituito da 32 scintillatori 3 cm $\times$ 65 cm $\times$ 4 mm;

- FV (Forward Veto) è formato da 8 scintillatori piani trapezoidali, con i lati paralleli distanti 3.8 cm e 38 cm dalla linea degli antiprotoni, che compongono un ottagono disposto perpendicolarmente all'asse del fascio, a 178 cm dal vertice di interazione; è utilizzato come segnale di veto per il trigger.

La disposizione di H1 ed H2 è tale che ad un elemento del primo ne corrispondono quattro del secondo. H2$'$, invece, è sfalsato ripetto agli altri due. La sua denominazione diversa deriva dal fatto che nell'esperimento E760 c'erano due odoscopi analoghi ad H1 e ad H2, mentre H2$'$ è stato aggiunto in E835 insieme a diversi altri rivelatori interni per migliorare il tracciamento.

Il segnale degli odoscopi cilindrici è letto sia in modo digitale per il trigger di primo livello, che in modo analogico per osservare l'altezza degli impulsi, misurare la perdita di energia $\frac{dE}{dx}$ per ionizzazione e distinguere un elettrone singolo da una stretta coppia e^+e^-.

2.4.2 Camere a straw

Per la misura dell'angolo azimutale ϕ sono impiegate due camere di tubi proporzionali "straw" disposte nella direzione del fascio.

La camera interna dista dal tubo a vuoto 5.5 cm e copre la regione angolare tra 15° e 60°, formata da due strati, composti da 64 tubi di Mylar di diametro 5.0 mm e 5.4 mm. La camera esterna è analoga; dista dall'asse del fascio 12 cm, copre la regione tra 15° e 65°, ed ha tubi di diametro 11.1 mm e 12.2 mm.

Le pareti del tubo sono alluminate e tenute a massa. All'interno sono presenti un filo resistivo di diametro 18 μm, tenuto a tensione positiva (+ 1400 V), ed una miscela di gas, in continuo flusso. Al passaggio di una particella carica alcuni atomi del gas vengono ionizzati e le coppie elettrone-ione migrano verso gli elettrodi a causa della differenza di potenziale. La composizione della miscela (90% Ar, 9% CO_2 e 1% CH_4) è stata scelta allo scopo di saturare la velocità di deriva degli elettroni, assicurando una relazione lineare tra tempo di deriva e distanza percorsa.

La misura dell'angolo azimutale ϕ è effettuata con la precisione di 1.5 mrad tramite la lettura del tempo di deriva. I tubi sono disposti su due strati sfalsati di mezzo diametro, per ridurre l'inefficienza per tracce che passano tra due straw adiacenti e per risolvere l'ambiguità destra-sinistra nella misura del tempo di deriva. Ogni tubo è elettricamente isolato in modo che la rottura di un canale non pregiudichi il funzionamento dei vicini.

2.4.3 Rivelatore a pad di silicio

Per misurare l'angolo polare delle tracce cariche è stato costruito un rivelatore al silicio, descritto con maggior dettaglio nel paragrafo 3.2.

4608 diodi, con 2.85 mm $\times$ 23.9 mm di superficie attiva, sono disposti in modo da coprire tutto l'angolo azimutale e la regione che ha angolo polare compreso tra 15° e 65°. I sensori sono disposti su due strati sfalsati, per lo stesso motivo spiegato per le straws, e distano dal fascio 78 mm o 89 mm.

Attraversato da una particella carica, nel diodo passa una corrente portata dalle coppie elettrone-lacuna prodotte nel fenomeno di ionizzazione del semiconduttore. Il segnale è letto in modo digitale.

La risoluzione nella misura dell'angolo polare corrisponde al lato stretto dei diodi e vale quindi 0.8 mm.

2.4.4 Rivelatore a fibre scintillanti

La misura più precisa della coordinata z lungo il fascio di antiprotoni è affidata ad un rivelatore a fibre scintillanti. La necessità di sostenere l'alto tasso di interazioni previsto per E835 ha suggerito l'utilizzo di un rivelatore di tracciamento di questo tipo, per la rapidità con cui la risposta digitale può essere utilizzata nel trigger di primo livello. Inoltre la rottura di una fibra non compromette in alcun modo il funzionamento delle sue vicine.

Il rivelatore è formato da due strati concentrici di 430 fibre ottiche ciascuno, ciascuna delle quali descrive una spirale in un piano normale all'asse del cilindro.

La luce di scintillazione è rivelata da 144 VLPC (Visible Light Photon Counter), fotorivelatori a stato solido, che richiedono un sistema criogenico ad elio liquido per mantenerli a temperature non superiori a $\sim$ 6°K. I VLPC hanno alta efficienza quantica nella regione del visibile (0.7) ed un'elevata capacità di conteggio (fino a 10^8 γ per secondo per pixel).

La lettura delle fibre è effettuata su tutti i canali sia da un ADC, per misurare la perdita di energia $\frac{dE}{dx}$, sia da un TDC, per l'informazione temporale. Nella figura 2.7 si vede sulla sinistra l'intero sistema composto dalle fibre e dai VLPC e sulla destra lo spettro di altezza di impulso del segnale in un VLPC, in cui si notano il picco in corrispondenza del piedistallo (zero fotoelettroni), e quelli provocati da uno, due e tre fotoelettroni.

2.4.5 Contatore Cerenkov

Il contatore Cerenkov a soglia distingue gli elettroni dalle altre particelle cariche, ed in particolare dal fondo adronico prevalentemente costituito da pioni.

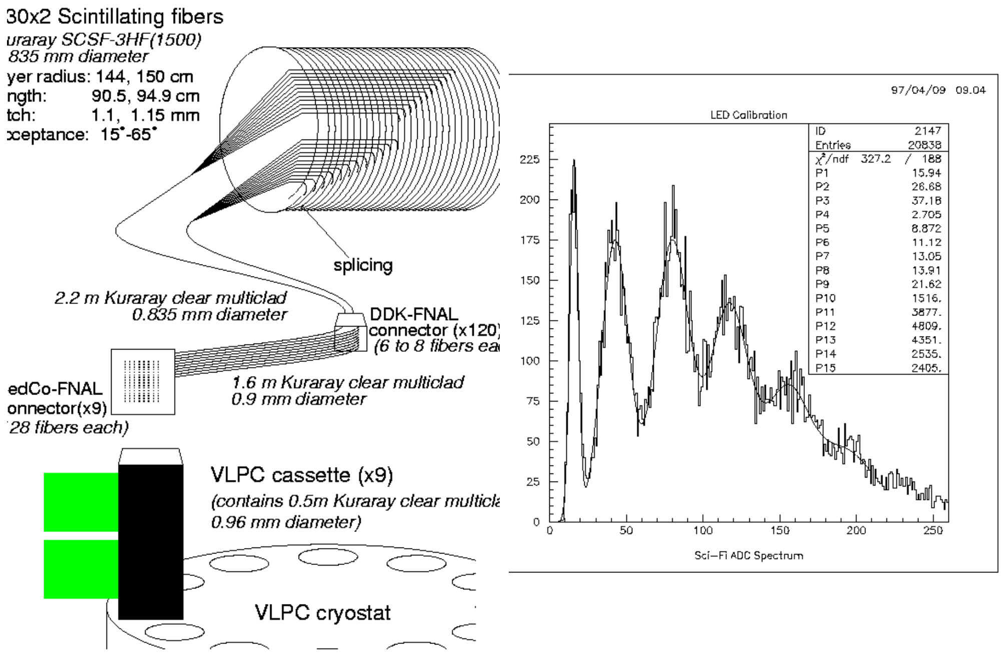

Figura 2.7: A sinistra schema del rivelatore a fibre scintillanti. A destra spettro di altezza di impulso del segnale in un VLPC; si notano i diversi picchi in corrispondenza del piedistallo (zero fotoelettroni), e di uno, due e tre fotoelettroni.

È stato disegnato per avere ampia accettanza ed elevata efficienza. È diviso in otto settori, in corrispondenza degli scintillatori di H1, ciascuno dei quali è diviso in due zone da un setto di alluminio posto a $\theta = 34°$. L'accettanza complessiva è tra 15° e 65°. L'intera struttura è realizzata in fibra di carbonio, come anche gli specchi. Questi sono stati ricoperti da un sottile strato di Plexiglas e quindi alluminati per garantire un'adeguata riflettività.

Quando una particella carica si muove più rapidamente della velocità della luce nel mezzo in cui si trova, data da $v = \frac{c}{n}$, emette un'onda d'urto elettromagnetica detta radiazione Cerenkov. Il numero di fotoni emessi per unità di lunghezza è proporzionale al fattore $\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right)$. In ciascun settore la luce viene raccolta ed inviata ad un fotomoltiplicatore che ne amplifica il segnale. Scegliendo un mezzo opportuno è possibile riconoscere gli elettroni dai pioni carichi con impulso simile sfruttando la differenza tra le loro masse.

Le zone in avanti sono riempite di CO_2 (indice di rifrazione 1.000410), quelle all'indietro di Freon13 (indice di rifrazione 1.00720); entrambi i gas sono a pressione e temperatura ambiente. I settori sono stati divisi in due zone per ottimizzare la reiezione del fondo. Infatti nelle zone a grandi θ il tragitto delle particelle è più breve e necessita quindi di un gas con indice di rifrazione più alto. In queste condizioni le soglie di rivelazione dei pioni sono 3.677 GeV e 4.873 GeV, rispettivamente per il settore a grandi angoli e per quello a piccoli angoli.

La luce Cerenkov è focalizzata su fotomoltiplicatori da specchi ellissoidali nelle zone a piccoli θ e da un sistema composto da uno specchio piano ed uno sferico in quelle a grandi angoli.

Nella figura 2.8 è mostrata la sezione di un settore. Si notano le due zone, il setto, gli specchi ed il fotomoltiplicatore.

2.4.6 Calorimetro centrale

Il calorimetro centrale è stato costruito per misurare l'energia degli sciami elettromagnetici prodotti da elettroni e fotoni.

È composto da 1280 blocchi di vetro-piombo (Schot F2) a tronco di piramide, che offrono una copertura totale nell'angolo azimutale e compresa tra 10.6° e 70° nell'angolo polare. I blocchi sono lunghi tra 38 e 50 cm (tra 12 e 16 lunghezze di radiazione) e sono puntati in modo da formare torri proiettive verso il vertice di interazione dai quali distano, a seconda dell'angolo polare, da 72 cm a 197 cm. Ogni blocco sottende un angolo azimutale costante di 5.625° ed un angolo polare variabile tra 1.1° e 5.2°, allo scopo di avere un valore costante di pseudorapidità $\Delta = 0.1$.

I blocchi sono disposti in modo che tutti quelli con lo stesso θ formano un anello di 64 unità, detto "ring", e tutti quelli con lo stesso ϕ formano una fetta

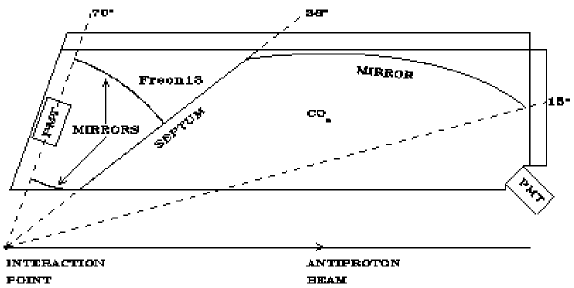

Figura 2.8: Sezione del contatore Cerenkov.

di 20 unità, detta "wedge" e sostenuta da un supporto di acciaio inossidabile, spesso 0.735 mm. Sono tutti avvolti in carta bianca e contenuti in una scatola di alluminio spessa 1.52 mm in ϕ e 0.25 mm in θ. La composizione del materiale scintillatore è 42.2% di piombo, 21.4% di silicio, 29.5% di ossigeno, 4.2% di potassio, 2.3% di sodio e 0.15% di arsenico.

I fotomoltiplicatori sono incollati direttamente sul vetro e rivelano la luce Cerenkov emessa dagli elettroni dello sciame elettromagnetico. Il segnale luminoso è proporzionale alla lunghezza dello sciame e quindi all'energia della particella che lo ha originato.

I segnali provenienti dal CCAL sono formati ed inviati a moduli ADC, per la lettura analogica dei segnali dei fotomoltiplicatori, e a moduli TDC, per il problema del "pile-up", descritto nel paragrafo 4.4.1. Inoltre sono opportunamente sommati per essere utilizzati nelle logiche di trigger.

Il CCAL viene calibrato ogni volta che si cambia l'energia nel centro di massa, selezionando eventi $\pi^0\pi^0$ ed imponendo che i cluster, cioè i gruppi dei blocchi associati alla stessa traccia, ricostruiscano la massa invariante di tali particelle. La risoluzione energetica è stata misurata e risulta essere

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{6\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 1.4\% \tag{2.18}$$

Nelle figure 2.9 si vede il calorimetro centrale da vari punti di vista.

2.4.7 Calorimetro in avanti

Il Calorimetro in avanti è formato da 144 elementi, ognuno dei quali realizzato in un sandwich di 148 strati di piombo e scintillatore plastico alternati. Su una faccia dei blocchi è incollato un wavelenght shifter, che raccoglie la luce e la porta al fotomoltiplicatore. I blocchi sono disposti su una griglia la cui copertura polare è $2^\circ < \theta < 12^\circ$.

2.4.8 Monitor di luminosità

La misura della luminosità , soprattutto quella relativa fra i vari punti in energia, è essenziale per una corretta misura dei parametri delle risonanze.

Si è scelto di contare i protoni di rinculo provenienti dal processo di diffusione elastica $p\overline{p}$ nella regione di interferenza tra l'interazione coulombiana e quella nucleare per avere una normalizzazione assoluta della luminosità. La sezione d'urto per lo scattering elastico è ben conosciuta per piccoli momenti trasferiti ($q < 0.05$ GeV/c), e la contaminazione dallo scattering inelastico è bassa in tale regime.

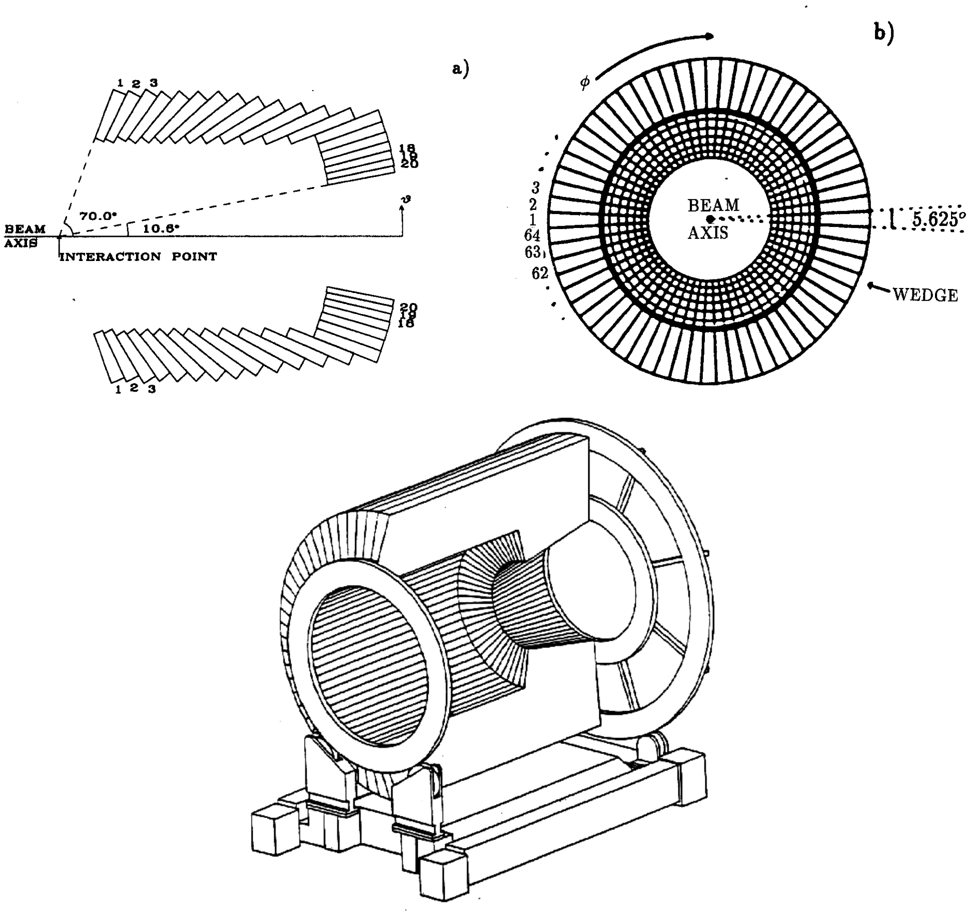

Figura 2.9: Sezione longitudinale e trasversale, e visione tridimensionale del calorimetro centrale.

Detti p_1, p_2 e p_3, p_4 i quadrimpulsi iniziali e finali della coppia $p\overline{p}$, la variabile di Mandelstam t è

$$t = (p_1 - p_3)^2 = -4k^2 sin^2(\phi/2), \tag{2.19}$$

con ϕ angolo di diffusione e k impulso del sistema nel centro di massa. Per piccoli valori di t domina lo scattering coulombiano:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim 4\pi(\alpha/t)^2, \quad |t| \ll |t_{int}|, \tag{2.20}$$

mentre a grandi t domina lo scattering nucleare:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim Ae^{-bt}, \quad A = \sigma_T^2/16\pi, \qquad\qquad |t| \gg |t_{int}|, \tag{2.21}$$

dove t_{int} è il valore di t per cui è massima l'interferenza delle due ampiezze:

$$|t| \sim \frac{8\pi\alpha}{\sigma_T} = \frac{0.071}{\sigma_T(mb)}. \tag{2.22}$$

La luminosità L ed il rate di conteggio N sono legati dalla relazione:

$$N = L\frac{d\sigma_{elastic}}{dt}\frac{dt}{d\Omega}\Delta\Omega,$$

dove $dt/d\Omega$ è un fattore geometrico dato da:

$$\frac{dt}{d\Omega} = \frac{p_r^2}{\pi sin\theta_r}.$$

La luminosità istantanea è dunque data da:

$$L = \frac{N\pi \sin\theta_r}{p_r^2 d\sigma/dt\Delta\Omega}.$$

La misura è effettuata tramite alcuni rivelatori al silicio posizionati $\sim$ 150 cm sotto la beam pipe: due sono fissi su lati opposti dell'asse del fascio, per poter apprezzare spostamenti del punto di interazione dalla posizione nominale; un terzo è montato su un carrello e si può muovere lungo l'asse del fascio, in modo da poter variare t e determinare l'andamento del fondo in funzione dell'energia. Le sorgenti di errore nella misura della luminosità sono dovuti alla statistica (0.25%), all'incertezza sulla sezione d'urto $p\overline{p}$ ($\sim$ 2%), a quella sulla misura di posizione (0.02%), alla definizione dell'area attiva del rivelatore (0.05%) ed infine agli errori dovuti alla deviazione del vertice di interazione dalla posizione nominale. Una valutazione conservativa dell'errore totale è 3% della misura.

2.4.9 Il sistema di trigger

Il sistema di trigger raccoglie le informazioni provenienti dai vari rivelatori per generare il comando elettronico che abilita l'acquisizione di tutti i segnali.

Il trigger di primo livello utilizza le informazioni degli odoscopi, delle fibre scintillanti, del Cerenkov e del calorimetro centrale. Il trigger di terzo livello opera un'analisi preliminare sui dati.

Il compito del trigger consiste nell'effettuare una prima selezione degli eventi in base a criteri di natura cinematica e topologica, allo scopo di ridurre il numero di eventi registrati dal sistema di acquisizione.

I canali studiati da E835 contengono o una coppia di elettroni ad alta massa invariante o un coppia di fotoni provenienti dal decadimento di un mesone pesante. Tutti i processi sono quindi caratterizzati da una coppia di cluster nel calorimetro, molto energetici, segnalati dal sistema di tracciamento soltanto nel caso degli elettroni. Per questo motivo ci sono due catene logiche indipendenti che formano il segnale di trigger per stati finali neutri e per stati finali carichi.

La selezione effettuata dal trigger di primo livello si basa sulle seguenti grandezze logiche:

- $PBG1$: la richiesta $PBG1$ è soddisfatta se due dei segnali sommati provenienti dai 40 super-moduli[5] hanno superato i valori di soglia ed inoltre sono coplanari, ovvero provengono da super-wedge opposti, come ci si aspetta che avvenga in un decadimento a due corpi.

- $PBG3$: come $PBG1$, ma la richiesta di coplanarità viene estesa, nel senso che viene ritenuta soddifatta se il secondo segnale proviene o dal super-wedge opposto al primo, o da uno dei due ad esso adiacente.

- E_{tot}: per questa richiesta viene impiegato un secondo set di somme parallelo ed analogo a quello sopra descritto, ma in cui manca la sovrapposizione dei contatori (per formare i super-wedge, ad esempio, vengono sommati i contatori $1 \div 8$, $9 \div 16$, etc.). Le somme sono inviate a due gruppi di discriminatori, i quali hanno le soglie calcolate in modo da riconoscere se l'energia rilasciata nel CCAL corrisponde ripettivamente al 70% o all'80% dell'energia totale.

Buona parte delle logiche di trigger si basa sugli odoscopi e sul rivelatore Cerenkov, combinando diverse richieste sui contatori:

- $1e, 2e$, ovvero uno o due elettroni. Si chiede la coincidenza di un elemento di H1 con uno dei quattro corrispondenti elementi di H2, piú i due adiacenti, e del corrispondente settore del rivelatore Cerenkov.

[5]I segnali provenienti dal CCAL sono 1280. Per introdurre una logica di trigger sufficientemente veloce, essi vengono sommati analogicamente per produrre una matrice di 40 *super-moduli*, 8 "super-wedge" in ϕ per 5 "super-ring" in θ.

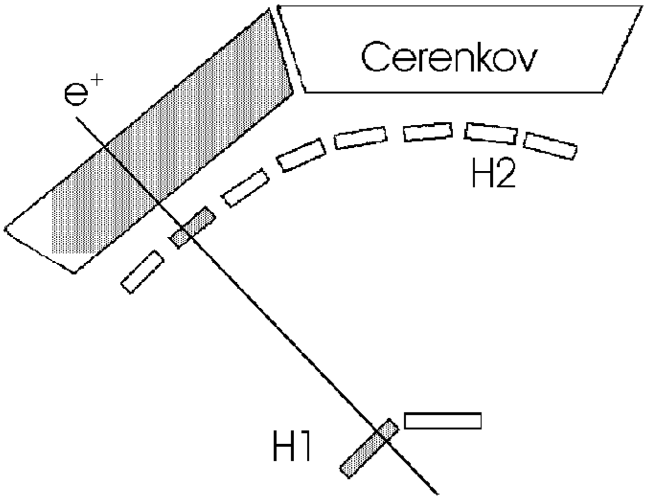

Figura 2.10: Coincidenza tra i segnali degli odoscopi e del Cerenkov.

- $1h, 2h$, ovvero uno o due adroni. Come $1e, 2e$, ma con il segnale dal rivelatore Cerenkov in anticoincidenza.
- Altre logiche, come $H2 = 2$ o $\overline{(H1 * H2')_{OR}}$.

Il principio dell'allineamento tra odoscopi e Cerenkov è illustrato in figura 2.10. I significati delle sigle sono raccolti in tabella 2.1.

Il trigger carico

I principali tipi di trigger carico di E835 sono il trigger e^+e^-, il trigger $\phi\phi$, il trigger $p\overline{p}$.

La logica del trigger e^+e^- è:

$$[2e*(H2<6)+2e*(H2=2)*COPL]\cdot PBG3+2e*(H2=2)*COPL*\overline{FCH_{OR}}.$$

I trigger $\phi\phi$ e $p\overline{p}$ hanno logiche piú complesse, riassunte con tutte le altre nella tabella 2.3).

Il trigger neutro

Il trigger neutro può essere essenzialmente di due tipi : $\gamma\gamma$ o E_{tot}.

Il trigger $\gamma\gamma$ è ottimizzato per la rivelazione dei decadimenti in due fotoni del charmonio. La logica è :

$$PBG1 * \overline{FCH_{OR}} * \overline{(H1 * H2')_{OR}}.$$

simbolo	*significato*
1h	# tracce cariche ≥ 1
2h	# tracce cariche ≥ 2
H2=2	# elementi di H2 colpiti $= 2$
H2>2	# elementi di H2 colpiti > 2
H2=2 clus	# clusters di H2 colpiti $= 2$
H2>4	# elementi di H2 colpiti > 4
H1>2	# elementi di H1 colpiti > 2
H1>4	# elementi di H1 colpiti > 4
1e	# celle del Cerenkov colpite ≥ 1
2e	# celle del Cerenkov colpite ≥ 2
COPL	2 elementi coplanari in H2
FCH OR	# elementi del veto in avanti colpiti ≥ 1
FCAL OR	# elementi del FCAL colpiti ≥ 1

Tabella 2.1: Sigle utilizzate nelle condizioni del trigger. Ciascuna di esse rappresenta una particolare coincidenza temporale e spaziale di alcuni segnali, riconosciuta dalla veloce elettronica del trigger.

Input
1. $PBG1$
2. $PBG3$
3. $E_{tot\ 70\%}$
4. $E_{tot\ 80\%}$
5. $\overline{(H1 * H2')_{OR}}$
6. $FCAL_{OR}$
7. $H2 > 2$
8. FCH_{OR}

Tabella 2.2: Ingressi della Master MLU

Il trigger E_{tot} è invece studiato per il riconoscimento di eventi multigamma. La logica è :

$$E_{tot\ 80\%} * \overline{FCH_{OR}} * \overline{(H1 * H2')_{OR}}.$$

Il trigger software

Gli eventi segnalati dal trigger sono processati dal sistema di acquisizione, che decide se e dove registrarli con un filtro software, opportunamente programmato.

Output	
GM1 e^+e^-	: $(In(9) * In(2)) * In(2) + In(10)$
GM2 $p\overline{p}$ 90°	: $In(11) * In(15)$
GM3 $\phi\phi$	: $In(12) * In(15)$
GM4 $\gamma\gamma$	: $PBG1 * \overline{FCV_{OR}} * \overline{(H1 * H2')_{OR}}$
GM5 E_{tot}	: $E_{tot\ 80\%} * \overline{FCV_{OR}} * \overline{(H1 * H2')_{OR}}$
GM6 $p\overline{p}$ 55°	: $In(12) * In(16)$
GM7	: $E_{tot\ 80\%} * (\overline{H2 >= 2})$
GM8	: $E_{tot\ 70\%} * \overline{FCV_{OR}} * \overline{(H1 * H2')_{OR}}$
GM9 CCAL laser	: $(2e * \overline{H2 > 4}) + (1e * 2h * H2 = 2 * COPL)$
GM10	: $2e * COPL * H2 = 2 * \overline{FCH_{OR}}$
GM11	: $2h * (COPL) * \overline{FCH_{OR}} * \overline{FCAL_{OR}}$
GM12 minimum bias	: $2h * H2 = 2(COPL) * \overline{FCH_{OR}} * \overline{FCAL_{OR}}$
GM13 test/pedestal	: $\overline{1e} * 2h * H2 = 2 * COPL$
GM14	: $\overline{Bundle1} * \overline{Bundle2} * \overline{H2_{LOGIC}} * (H2 = 3,4)*$
	$*(SF = 3,4) * (\overline{SF = 3 * H2 = 3}) * KIN2B$
GM15	: $(Bundle8 + Bundle9) * (\overline{H2_{LOGIC}}) * (SF = 1)$
GM16	: $(Bundle2 + Bundle17) * (\overline{H2_{LOGIC}}) * (SF = 2)$

Tabella 2.3: Uscite della Master MLU, ovvero trigger hardware

Il trigger software ha tre compiti:

- riconoscere quale trigger ha causato l'acquisizione di un dato evento e indirizzare la scrittura di tale evento verso il flusso di dati opportuno e quindi al giusto nastro;
- assegnare agli eventi un codice identificativo in base ad una prima veloce analisi online;
- selezionare gli eventi più facilmente riconoscibili in base ad una prima veloce analisi online delle loro caratteristiche cinematiche, per scriverli su disco come "golden data".

Il filtro consiste di un programma in linguaggio Fortran e C che gira su una macchina dell'acquisizione dotata di quattro processori. Il filtro prevede un rudimentale riconoscimento dei cluster nel calorimetro centrale, ed in base a tale "clusterizzazione" effettua delle scelte. Per assegnare agli eventi un codice identificativo, il programma si basa sui seguenti criteri:

- INVM : almeno una coppia di cluster forma massa invariante sopra la soglia stabilita;

10:	GM1 autopass freq. 10000000 [e^+e^-]
11:	GM1
12:	GM1 * INVM > 2.0 GeV
13:	GM1 * INVM > 2.2 GeV
20:	GM2 autopass freq. 1 [$p\overline{p}$ 90°]
30:	GM3 autopass freq. 1 [$\phi\phi$]
40:	GM4 autopass freq. 1000 [$\gamma\gamma$]
41:	(GM4 + GM5) * INVM > 2.0 GeV
42:	(GM4 + GM5) * INVM > 2.0 GeV * ETA * < 7 clusters
43:	(GM4 + GM5) * INVM > 2.0 GeV * ETA * < 7 clusters
44:	(GM4 + GM5) * INVM > 2.0 GeV * MCL1 * < 6 clusters
45:	(GM4 + GM5) * INVM > 2.0 GeV * MCL1 * < 6 clusters
47:	GM4 * INVM > 2.5 GeV
48:	(GM4 + GM5) * INVM > 2.5 GeV
50:	GM5 autopass freq. 1000
51:	(GM4 + GM5) * E_{tot} * $\overline{\text{INVM} > 2.0\ \text{GeV}}$
52:	(GM4 + GM5) * E_{tot} * ETA * $\overline{< 7\ \text{clusters} * \text{INVM} > 2.0\ \text{GeV}}$
53:	(GM4 + GM5) * E_{tot} * ETA * $\overline{< 7\ \text{clusters} * \text{INVM} > 2.0\ \text{GeV}}$
54:	(GM4 + GM5) * E_{tot} * MCL1 * $\overline{< 6\ \text{clusters} * \text{INVM} > 2.0\ \text{GeV}}$
55:	(GM4 + GM5) * E_{tot} * MCL1 * $\overline{< 6\ \text{clusters} * \text{INVM} > 2.0\ \text{GeV}}$
60:	GM6 autopass freq. 1 [$p\overline{p}$ control]
70:	GM7 autopass freq. 1 [E_{tot} * $\overline{H2 > 2}$]
80:	GM8 autopass freq. 1
90:	GM9 autopass freq. 1 [CCAL laser]
120:	GM12 autopass freq. 1 [minimum bias]
130:	GM13 autopass freq. 1 [10 KHz test/pedestal pulser]

Tabella 2.4: Identificatori del filtro software

- selezioni in base al numero di cluster nel CCAL;
- KIN : i due cluster piú energetici soddisfano la cinematica di un decadimento a due corpi entro 100 mrad;
- MCL1 : la massa invariante del cluster piú energetico maggiore di 100 MeV;
- PI0, ETA : una coppia di cluster forma la massa invariante nella regione del π^0 o di η.

Il significato dei vari codici è riportato in tabella 2.4.

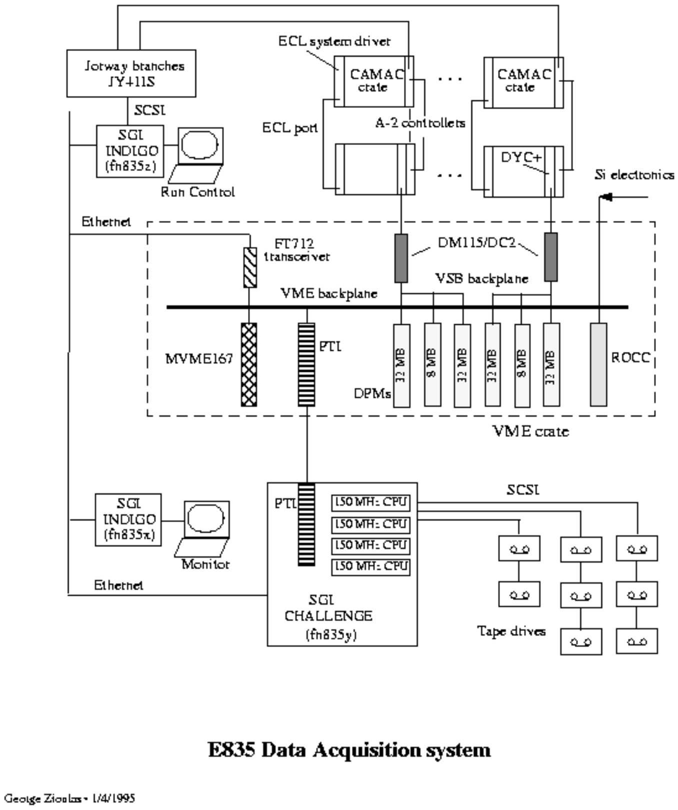

Figura 2.11: Schema del sistema di acquisizione di E835.

2.4.10 Il sistema di acquisizione dati

Il sistema di acquisizione dati dell'esperimento, schematizzato in figura 2.11, è caratterizzato da tempi di lettura di ogni modulo particolarmente brevi, grazie all'impiego di logica ECL[6]. È stato impiegato un sistema di memorizzazione intermedio[7], che riceve i dati da moduli FERA (ADC) e li indirizza a sistemi di

[6]Emitter Coupled Logic: a segnali logici -0.9 V (alto) e -1.75 V (basso); questo standard si distingue per il bassissimo ritardo di propagazione del segnale e l'alta frequenza di funzionamento.

[7]La memorizzazione è realizzata da moduli DYC (Damned Yankee Controller) che registrano ingressi a 16 bit e generano segnali FIFO (First In First Out) di 32 bit a cui viene aggiunta tra l'altro un'intestazione che comprende diverse informazioni sul contenuto del segnale.

memorizzazione VME più capienti. Questo protocollo di trasmissione offre una velocità di trasferimento dell'ordine di 100 nsec/parola.

L'Acquisizione Dati di E835 è composta da rami Camac, buffer di memoria VME e tre elaboratori elettronici : un SGI Indy per il run control, un SGI Challenge per l'event building e per il filtraggio, un SGI Indigo per il monitor.

I rami Camac sono tre, di cui due in serie (i flussi di dati sono quindi due), per un totale di 19 Crate. I Crate, connessi in daisy-chain all'interno di un ramo, contengono moduli ADC (FERA) e TDC, e vengono letti tramite la porta ECL da un controller detto DYC, il quale registra i dati nella sua memoria FIFO finchè non vengono estratti. I due flussi di dati pervengono ad un crate VME, il quale contiene un processore Motorola MVME167 e quattro buffer di memoria Access Dynamics DC2, i quali, a due a due, funzionano in "ping-pong" sotto la supervisione del processore Motorola: mentre un modulo viene riempito dai dati in arrivo, l'altro viene letto dal Challenge, e a lettura completata si invertono i ruoli. Un filtro software risiedente nel Challenge si occupa di riempire quattro diversi nastri (Exabyte) per i trigger neutri, carichi, $\phi\phi$ e la calibrazione (essenzialmente una preselezione di eventi $\pi^0\pi^0$), oltre che di scrivere su disco una selezione di eventi reputati interessanti per lo studio del charmonio.

Capitolo 3

Il rivelatore a cristalli di silicio

In questo capitolo, dopo un cenno alle caratteristiche generali dei rivelatori a semiconduttore, descrivo quello costruito dalla sezione genovese dell'INFN per l'esperimento E835 ed in particolare il suo sistema di monitoraggio e controllo remoto, realizzato da me.

3.1 Rivelatori a semiconduttore

Nella fisica delle alte energie i rivelatori a semiconduttore sono molto usati per ricostruire la posizione di tracce cariche nelle vicinanze della regione di interazione. Si distinguono, infatti, per risoluzione spaziale (fino a 10 μm), tempo di risposta (10 ns) e resistenza alle radiazioni (fino al Mrad). Si fondano sul fenomeno della ionizzazione provocata dal passaggio di particelle cariche in materiali semiconduttori (Si, Ge) e sulla misura della corrente prodotta dalle coppie di portatori create nel processo.

3.1.1 Materiali semiconduttori

La struttura periodica dei cristalli impone ai livelli di energia permessi per gli elettroni di formare delle bande di energia separate da intervalli proibiti.

Nello stato fondamentale (T = 0 °K), gli elettroni occupano i livelli disponibili in ordine crescente di energia. Per un gas di elettroni liberi, tutti livelli sono accessibili e vengono occupati sino al cosiddetto "livello di Fermi" . In presenza del potenziale periodico di interazione elettrone-reticolo, tipico dei cristalli, quando il livello di Fermi cade dentro una banda permessa, il materiale è un metallo ed è un buon conduttore; se invece si trova in una zona proibita la conduzione allo zero assoluto non può avvenire. Il cristallo può diventare semiconduttore a temperatura ambiente, se la distanza in energia tra le bande accessibili (E_{gap}) è dell'ordine di

~ 1 eV. Infatti l'energia di eccitazione termica permette agli elettroni nella banda inferiore di saltare in quella superiore, permettendo di condurre a loro stessi spostandosi nella banda raggiunta, e agli altri occupando i livelli lasciati liberi; quest'ultimo fenomeno è schematizzabile introducendo quasi particelle di carica positiva dette "lacune". La creazione di una coppia elettrone-lacuna, avviene con probabilità

$$P(T) \propto T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_{gap}}{2KT}\right) \tag{3.1}$$

In un campo elettrico esterno elettroni e lacune si muovono provocando un passaggio di corrente. La continua creazione di coppie da parte dell'eccitazione termica è bilanciata dal fenomeno della ricombinazione, in cui l'elettrone e la lacuna annichilano emettendo un fotone.

In semiconduttori puri il numero di coppie di portatori di corrente creati dalla eccitazione termica a temperatura ambiente è piuttosto basso ($\sim 10^{10}$ nel silicio, $\sim 10^{13}$ nel germanio). Per aumentarlo e per rendere dominante un tipo rispetto all'altro, i materiali vengono "drogati", ovvero si fa assorbire una piccola quantità di sostanza con valenza chimica diversa. In questo modo si raggiungono concentrazioni dell'ordine di 10^{17} cm^{-3}, dominate dai portatori aggiunti col drogaggio.

3.1.2 Proprietà delle giunzioni

La corrente nei materiali semiconduttori è fortemente contaminata da un rumore provocato dalla natura stocastica dei processi di creazione ed annichilazione e proporzionale alla sua intensità. Per questo motivo si utilizzano le giunzioni, in cui regioni adiacenti nello stesso semiconduttore vengono drogate in maniera differente. A causa della diversa concentrazione di portatori di carica positivi e negativi, elettroni e lacune si ridistribuiscono, diffondendo dalla zona in cui predominano verso l'altra. Nella regione di confine non c'è più neutralità locale; perciò si crea un campo elettrico stazionario e una regione di "svuotamento", priva di portatori di corrente. In queste condizioni solo i portatori minoritari sono favoriti nel superare la barriera di potenziale provocata dal campo.

Polarizzando inversamente le giunzioni, la regione di svuotamento si allarga; inoltre il generatore di tensione permette il passaggio continuo di una corrente molto piccola, dovuta ai portatori minoritari.

3.1.3 Applicazioni nella fisica delle particelle

Quando una particella carica di grande energia attraversa un sottile strato di semiconduttore un grande numero di atomi vengono ionizzati. Gli elettroni liberati si muovono creando lacune e generando con queste un segnale in ~ 10 ns. L'energia necessaria per creare una coppia di portatori nel silicio (~ 3 eV) permette ad una particella carica di provocare un segnale significativo anche con cristalli molto sottili.

Per ridurre i problemi di rumore accennati nel paragrafo 3.1.2, la zona di svuotamento può essere estesa a tutto il cristallo, applicando una differenza di potenziale adeguata. Questa condizione è di particolare utilità per gli effetti sul tempo di risposta e sulla capacità di giunzione. Infatti un elevato campo elettrico allontana rapidamente i portatori prima che ricombinino nel cristallo; inoltre riduce la capacità della giunzione e con essa il rumore in ingresso all'amplificatore provocato dalle fluttuazione della corrente di perdita.

3.2 Il rivelatore al silicio di E835

Il rivelatore a cristalli di silicio dell'esperimento E835 è nato per fornire una precisa misura di z, particolarmente utile nello studio dei processi

$$p\overline{p} \to \eta_c \to \phi\phi \to K^+K^-K^+K^- \tag{3.2}$$
$$p\overline{p} \to \eta_c' \to \phi\phi \to K^+K^-K^+K^- \tag{3.3}$$
$$p\overline{p} \to^1 P_1 \to \phi\phi\gamma \to K^+K^-K^+K^-\gamma \tag{3.4}$$

Le sue veloci informazioni di posizione possono essere utilizzate nel trigger di terzo livello dei canali $\phi\phi$; inoltre forniscono intrinsecamente l'associazione tra l'angolo polare e quello azimutale, semplificando notevolmente l'algoritmo di tracciamento. Sono quindi determinanti nel rigettare il fondo adronico.

3.2.1 Descrizione del rivelatore

Il rivelatore al silicio, in figura 3.1 prima dell'installazione, è collocato intorno al tubo a vuoto in cui circolano gli antiprotoni, tra l'odoscopio H2$'$ e le straws SC2; ha raggio compreso tra 7.5 e 10.0 cm; contiene 4608 diodi e parte dell'elettronica di lettura; ha accettanza completa (360°) nell'angolo azimutale ϕ e compresa tra 15° e 65° nell'angolo polare θ; permette una risoluzione di $2.85/\sqrt{12}$ mm nella coordinata z (misura di precisione lungo la direzione del fascio) e di 23.9 mm in ϕ (utile nel tracciamento).

I sensori del rivelatore ("pads") sono piastrine rettangolari 2.85×23.9 mm^2. Il cristallo è composto da silicio drogato con fosforo (semiconduttore di tipo n); in corrispondenza di ogni "pad" c'è un diodo a giunzione realizzato diffondendo boro (tipo p) sulla superficie del semiconduttore. Ogni gruppo di 8 pads è stato ottenuto dalla lavorazione di un monocristallo di silicio 26.0×25.6 mm^2, spesso

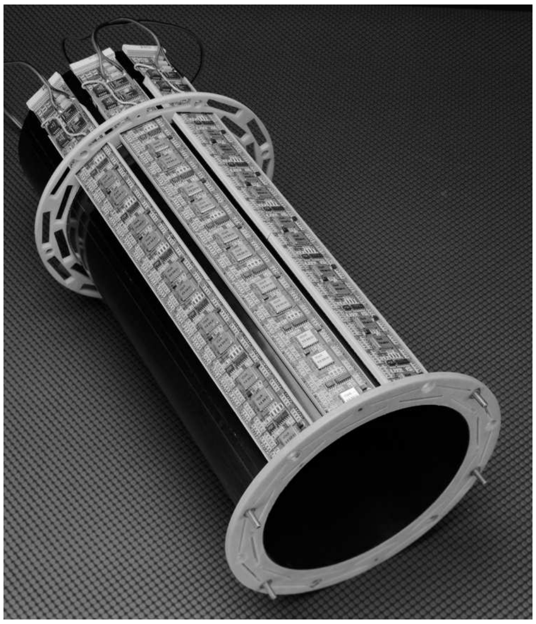

Figura 3.1: Il rivelatore a silicio di E835 in fase di montaggio delle slab.

350 μm. Le dimensioni dei pads e dei cristalli, ed in particolare lo spessore, sono state scelte come compromesso tra le richieste di alta risoluzione ($\sim$ mm), bassa capacità delle giunzioni polarizzate ($\leq$ 25 pF), piccola lunghezza di radiazione (0.37% X_0 per incidenza normale), basso peso del rivelatore (2.2 kg senza cavi di lettura) e costi (250000 Lit a cristallo).

La corrente di perdita che attraversa la giunzione è la principale fonte di disturbo del segnale. La sua componente volumica è portata dalle coppie generate per eccitazione termica nella zona di svuotamento. Sulla superficie invece può scorrere una corrente in particolari condizioni di umidità, scarsa pulizia o accumulo di carica statica sullo strato di ossido che di solito protegge i diodi. Per limitare questi problemi è stato usato un anello di guardia che raccoglie la corrente di perdita superficiale prima dell'ingresso nell'amplificatore e riduce il rumore sul segnale (figura 3.2).

Ciascun cristallo è ricoperto sul lato non sensibile da un foglio di alluminio, che gli porta la tensione di polarizzazione, ed è incollato a due piccoli circuiti stampati di vetronite. I contatti dei diodi e dell'anello di guardia con l'elettronica di "front end" sono stati realizzati doppi e in alluminio con la tecnica del "wire

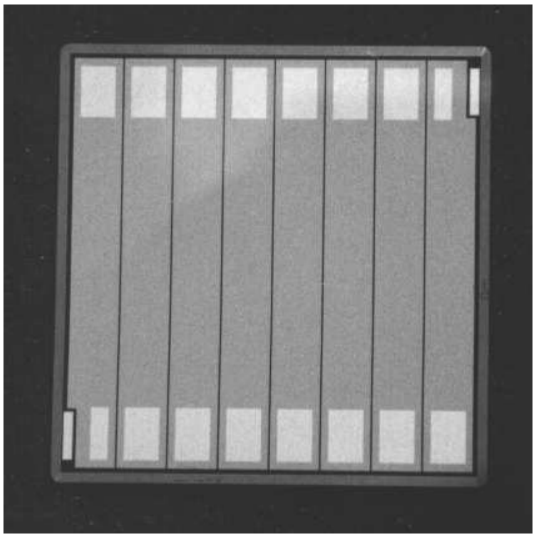

Figura 3.2: Particolare del cristallo.

bonding"[1]. I cristalli sono montati, a gruppi[2] di 24, su strutture longitudinali ("slabs") $380 \times 34 \times 0.5\,\mathrm{mm}^3$, in modo che il lato corto dei pads sia parallelo all'asse z. Sono stati disposti su due piani da 12, sfalsati di mezzo cristallo, perché la separazione tra i cristalli (~ 0.5 mm) e la presenza del "guard ring" (~ 2 mm) non riducessero l'accettanza del rivelatore (figura 3.3). Per lo stesso motivo si è scelto di disporre le slabs su due cilindri concentrici sfalsati, che coprono tutto l'angolo ϕ (figura 3.4).

Ogni slab è protetta da luce, polvere e rumore elettromagnetico per mezzo di un coperchio di fibra di carbonio ed è rinforzata da bande laterali di vetronite. In figura 3.5 si osserva un ingrandimento in sezione della struttura descritta.

Un cilindro in fibra di carbonio sostiene tutte le slabs tramite due flange in stesalite. Vincolata saldamente al resto dell'apparato sperimentale (figura 3.6), la flangia a monte sostiene il rivelatore a silicio; inoltre è forata in sei punti per permettere il flussaggio di aria raffreddata per smaltire il calore dissipato dall'elettronica di "front end" (~ 130 W). Infine un cilindro di vetronite rivestito di fibra di carbonio riveste tutta la struttura.

Tutti i dettagli numerici sono riportati nella tabella 3.1, mentre la descrizione

[1]Il wire bonding permette di impiantare, per qualche μm, sottili fili di metallo dentro al substrato in alluminio dei diodi, utilizzando degli ultrasuoni.

[2]poiché ciascuna slab ha un'unica linea di alimentazione, i cristalli sono stati suddivisi secondo le tensioni di completo svuotamento, per minimizzare contemporaneamente l'inefficienza provocata dal parziale svuotamento di un cristallo ed il rumore causato da una differenza di potenziale troppo alta.

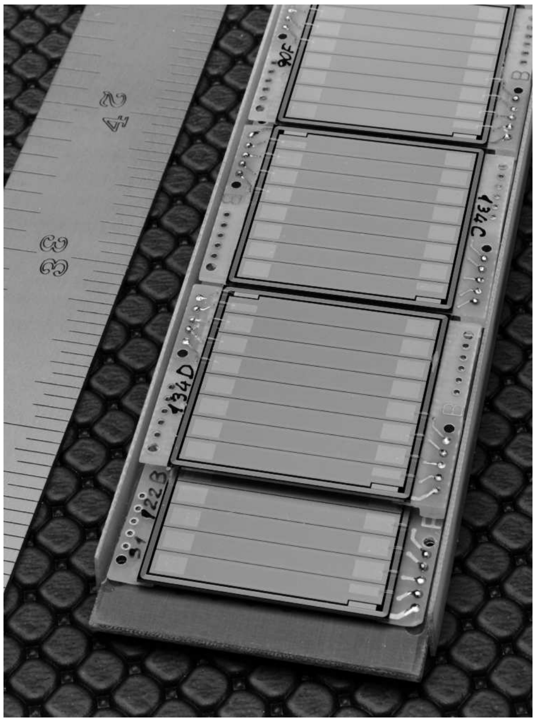

Figura 3.3: I cristalli sono disposti su due strati sfasati per garantire l'accettanza completa nelle dimensioni fisiche del rivelatore.

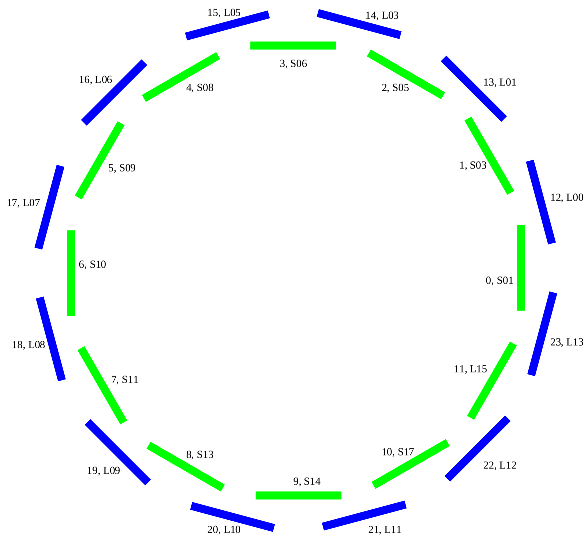

Figura 3.4: Disposizione delle slab: per ottenere un'accettanza completa in ϕ sono state disposte su due ideali cilindri concentrici e sfalsati. La sezione è ortogonale alla direzione del fascio.

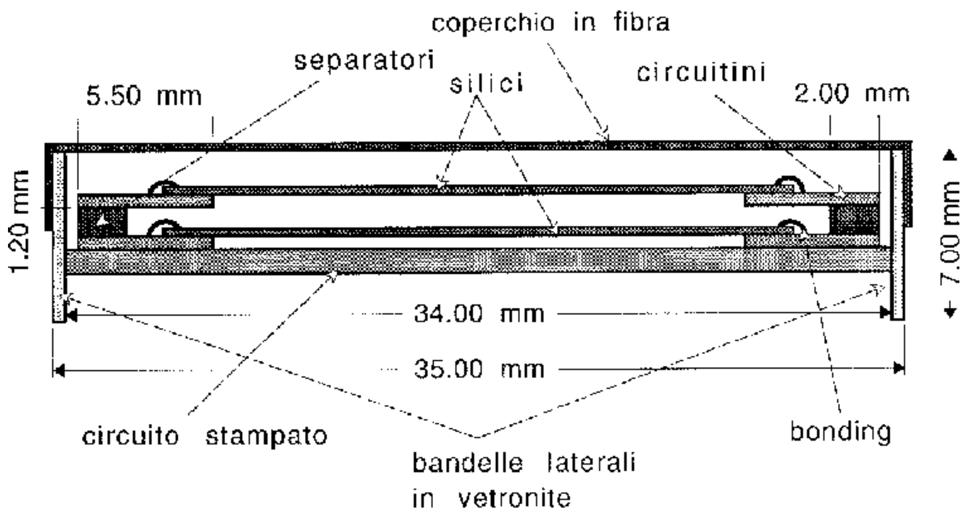

Figura 3.5: Sezione di una slab.

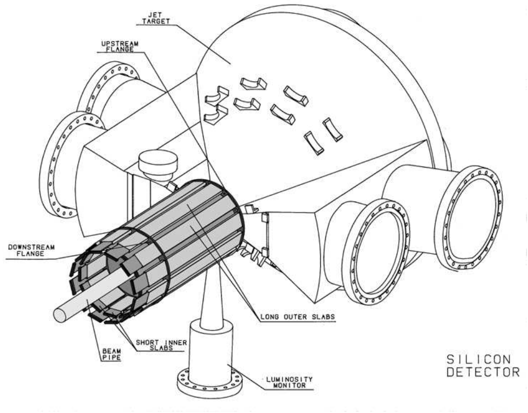

Figura 3.6: Posizione del rivelatore a silicio rispetto al bersaglio ad idrogeno.

completa del rivelatore si trova in [24] e in [25].

3.2.2 Acquisizione dei segnali

La lettura dei diodi è organizzata in tre fasi di trattamento del segnale.

Il primo stadio si trova sulle slab. L'elemento principale è ICAR16, un circuito integrato capace di leggere in parallelo 16 segnali e mandarli in uscita in modo seriale, dopo averne amplificato e riformato il segnale analogico. ICAR ha nello stadio di uscita un circuito "Track and Hold", che memorizza i segnali in ingresso in un certo istante e li comunica serialmente tramite un "multiplexer" analogico. Il processo per un singolo canale avviene in un tempo di 200 ns; quindi per i 2 cristalli letti da ciascun ICAR sono necessari 3.2 μs. I controllo digitali di ICAR sono generati esternamente dal modulo FBI, descritto successivamente, e gli arrivano insieme alle linee di alimentazione. Successivamente l'uscita di ICAR entra in un comparatore molto veloce, che la confronta con una soglia fornita da un convertitore digitale-analogico indipendentemente per ogni ICAR. Le soglie digitali sono caricate serialmente attraverso una linea RS422, controllata dall'elettronica di lettura. Le tensioni di riferimento, invece, provengono dall'esterno, insieme alle alimentazioni e ai segnali di controllo per ICAR. In figura 3.7 è mostrato lo schema a blocchi della lettura di un ICAR. Data l'alta frequenza di interazione dell'esperimento, il segnale di memorizzazione per ICAR deve essere generato in corrispondenza di un evento selezionato dal trigger carico. Il tempo minimo richiesto per la formazione del segnale da parete della logica di trigger principale è $\sim$ 360 ns [26]. Come si vede nella figura 3.8, il rapporto segnale/rumore è massimo per un ritardo di 300 ns tra il passaggio della particella nel silicio e il segnale di memorizzazione per ICAR. Si vede inoltre che per 360 ns il rapporto

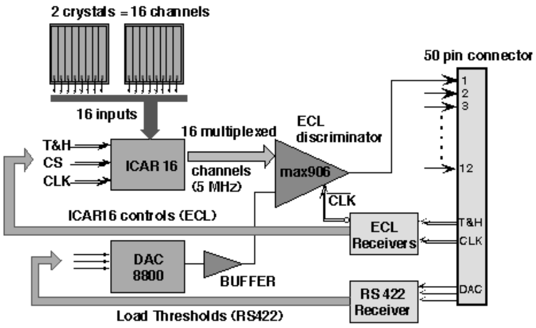

Figura 3.7: Schema dell'elettronica di "front end": i segnali di due cristalli trattati da un ICAR vengono comparati con la soglia memorizzata in un convertitore digitale-analogico e quindi trasferiti attraverso una linea seriale ECL alla fase successiva di lettura.

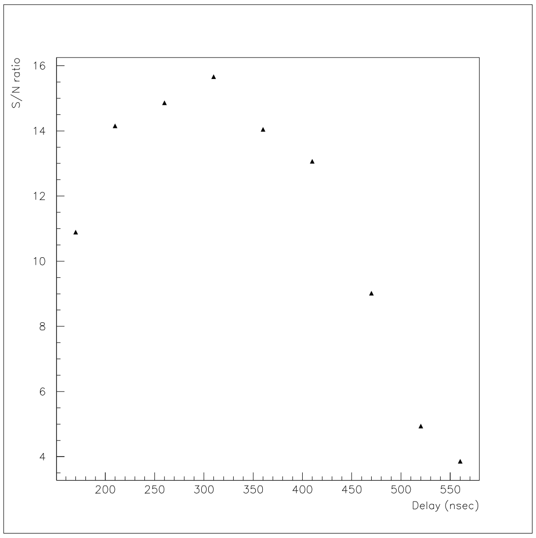

Figura 3.8: L'ampiezza del rapporto segnale/rumore è massima per un ritardo tra il trigger e lo strobe di circa 300 ns.

Cristalli di silicio		
Dimensioni pad		23.9×2.85 mm^2
Separazione tra pads		100 μm
Separazione tra pad e anello di guardia		100 μm
Larghezza anello di guardia		950 μm
Dimensioni cristallo		$26000 \pm 50 \times 25600 \pm 50$ μm^2
Dimensioni area attiva		23900×23500 μm^2
Lunghezza di radiazione per incidenza normale		0.37% X_0
Resistivita'		$3000 \div 8000$ Ω cm
Costo (per cristallo)		200000 Lit
Profondita' zona drogata p		5 μm
Spessore strato alluminio		1 μm
Separazione tra cristalli		0.3 mm
Slabs		
Dimensioni circuiti piccoli	vetronite	$25.8 \times 5.5 \times 0.5$ mm^3
Dimensioni circuito principale[3]	vetronite	$380 \times 34.0 \times 0.5$ mm^3
Diametro contatti normali	tungsteno dorato	100 μm
Diametro contatti bonding	alluminio	20 μm
Bandelle laterali	vetronite	$34.0 \times 7.0 \times 0.5$ mm^3
Lunghezza di radiazione per incidenza normale[4]		0.8% X_0
Struttura di sostegno		
Spessore cilindro	fibra di carbonio	0.6 mm
Spessore flangia a monte	stesalite	5 mm
Spessore flangia a valle	stesalite	3 mm
Lunghezza di radiazione per incidenza normale		0.3% X_0
Caratteristiche generali		
Raggio interno		7.5 cm
Raggio esterno		10.0 cm
Peso (senza componenti e cristalli)		33.5 g
Peso (senza cavi)		2.2 kg
Numero pads		4608 (8 per cristallo)
Numero cristalli		576 (24 per slab)
Numero slabs		24
Accettanza polare		$15^\circ \div 65^\circ$
Accettanza azimutale		$0^\circ \div 360^\circ$ (completa)
Lunghezza di radiazione per incidenza normale		0.37% X_0

Tabella 3.1: Dati del rivelatore a silicio di E835

segnale/rumore è ridotto del 30%. Per questo motivo è stata costruita una scheda che riproduce la stesse equazioni logiche del trigger carico in un tempo inferiore e fornisce un segnale di "strobe" con il ritardo desiderato di 300 ns.

Il secondo stadio di lettura è collocato in un crate vicino al gruppo di rivelatori ed è attuato da 9 schede. Otto di queste (SCB) sono dedicate alla lettura delle 24 slab; ricevono in parallelo i segnali degli ICAR, sopprimono gli zeri, codificano i segnali sopra soglia in indirizzi e trasferiscono le informazioni all'acquisizione. La nona (FBI) interfaccia la scheda centrale di acquisizione (ROC) con le SCB e genera i segnali di controllo per ICAR ed altri componenti dell'elettronica di "front end".

La gestione della lettura del rivelatore è affidata alla scheda ROC, che si trova nella zona centrale del sistema di acquisizione dell'esperimento. All'arrivo di un segnale di trigger, invia a FBI i comandi opportuni per la lettura del sistema, riceve le informazioni richieste dalle SCB e le scrive in memorie accessibili ad un processore dedicato, che le trasmette al sistema di acquisizione centrale. ROC gestisce anche il caricamento delle soglie digitali sui convertitori.

3.3 Controllo remoto

Il rivelatore a silicio descritto nei paragrafi precedenti si trova, insieme al resto dell'apparato, in un locale rigorosamente chiuso durante la fase di presa dati. Inoltre il limitato spazio a disposizione (appena 2.5 cm tra $H2'$ e lo strato esterno di straws) impedisce un raffreddamento adeguato dell'elettronica di "front end". È stato quindi realizzato un sistema di controllo remoto.

3.3.1 Motivazioni

Il sistema svolge tutte le funzioni di controllo relative al rivelatore al silicio:

- controlla automaticamente una serie di parametri indicativi dello stato del rivelatore e delle condizioni in cui lavora;
- esegue adeguate operazioni di sicurezza in completa autonomia, nel caso le misure si discostino significativamente da valori memorizzati;
- registra periodicamente lo stato del sistema;
- dà istruzioni all'elettronica inaccessibile durante la presa dati;
- permette all'operatore di interagire con tutte le funzioni descritte e accedere ai dati registrati tramite un'interfaccia grafica di facile utilizzo.

Slab	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Tensioni (V)	65	30	65	35	60	55	55	55	60	60	60	30
Slab	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Tensioni (V)	50	30	50	35	50	50	40	35	50	40	35	60

Tabella 3.2: Tensioni di polarizzazione ottimali per ciascuna slab.

Parametri di polarizzazione dei diodi

Per mantenere il rivelatore nelle migliori condizioni di lavoro, è necessario tenere sotto controllo sia la tensione ai capi dei diodi che la corrente di perdita.

Le tensioni di polarizzazione ottimali, scelte in fase di caratterizzazione e raggruppamento dei cristalli, sono elencate nella tabella 3.2.

Il sistema di controllo permette di accendere le alimentazioni dei cristalli, portandole automaticamente ai valori ottimali ($30 \div 65$ V) con la gradualità necessaria[5] per ridurre al minimo il deterioramento. Si occupa inoltre di spegnerle con analoghe attenzioni, su richiesta dell'utente o in condizioni di emergenza, e di modificare ogni alimentazione, anche a rivelatore acceso, senza coinvolgere le altre. Infine misura periodicamente la differenza di potenziale ai capi del generatore.

La corrente assorbita da ciascuna slab nelle migliori condizioni di lavoro è nel range $0.5 \div 3$ μA e deve essere controllata per rilevarne eventuali drift o bruschi cambiamenti e conoscere quindi le condizioni di lavoro del rivelatore.

Il sistema di controllo misura periodicamente la corrente assorbita da ciascun alimentatore dedicato alla polarizzazione, cioè la corrente che attraversa i 24 cristalli di ciascuna "slab"; la confronta quindi con soglie opportune, segnalando eventuali discrepanze significative.

Lettura analogica di ICAR

Il segnale analogico fornito dai diodi al sistema di lettura perde una parte dell'informazione in esso contenuta nella digitalizzazione attuata dal comparatore. Eventuali alterazioni della forma d'onda in uscita al chip ICAR, come un drift del livello di fondo, potrebbero facilmente rendere inutilizzabili cristalli perfettamente funzionanti. La possibilità di vedere i segnali prima dell'elaborazione operata dal sistema di lettura permette di prendere opportuni provvedimenti in una situazione del genere e, in generale, può fornire informazioni interessanti per comprendere e risolvere problemi relativi alla comunicazione tra i diodi e il comparatore.

[5] La gradualità è realizzata tramite rampe che variano la tensione di polarizzazione di 1 V ogni 5 (1) secondi in salita (in discesa).

Per osservare il comportamento del circuito integrato anche durante la presa dati, è stata predisposta per il primo[6] ICAR di ogni slab una lettura analogica, indipendente dall'acquisizione e direttamente accessibile al sistema di controllo. Dall'andamento temporale delle forme d'onda emesse in corrispondenza di trigger fisici, si può dedurre l'effetto della radiazione e in generale dell'usura sulla degradazione del rapporto segnale/rumore.

In corrispondenza di uno strobe[7] i 24 segnali sono acquisiti e registrati dal sistema di controllo e su di essi viene fatta un'analisi preliminare delle principali caratteristiche (valore e scarto quadratico medi).

Temperatura dell'elettronica

La presenza di 4608 canali indipendenti impone che una parte dell'elettronica di lettura si trovi a ridosso dei generatori di segnale per compattare subito l'informazione e trasmetterla in maniera efficiente agli stadi successivi. I circuiti collocati sugli slab dissipano $\sim$ 130 W in un volume di appena qualche litro. Senza un adeguato sistema di raffreddamento, componenti e cristalli si surriscalderebbero rapidamente, provocando i primi problemi nell'acquisizione e i secondi un aumento di corrente di perdita intollerabile ai fini dell'estrazione del segnale dal rumore. Inoltre il fatto provocherebbe danni irreversibili ad entrambi.

È stato quindi predisposto un sistema di raffreddamento ad aria ed il controllo della temperatura vicino alle posizioni più critiche.

La salvaguardia del rivelatore è affidata ad uno strumento programmabile, in grado di misurare la temperatura in diversi punti del rivelatore e sospendere l'alimentazione di tutta l'elettronica di "front end" in caso di surriscaldamento eccessivo. Indipendentemente tale strumento comunica i risultati delle sue misure al centro di controllo, che decide di conseguenza l'operazione più opportuna in caso di problemi.

Operazioni generali

Oltre alla gestione dei parametri descritti e delle situazioni anomale, il sistema di controllo compie una serie di operazioni utili ad ottimizzare l'utilizzo del rivelatore.

Le misure effettuate e le operazioni compiute sul sistema vengono in parte registrate su disco per conservare una storia completa del rivelatore; inoltre se ne permette la consultazione all'interno del principale programma interattivo.

Una periodica verifica del funzionamento di tutta la strumentazione coinvolta ne assicura la continuità.

[6] Si è scelto di osservarne uno solo per slab per motivi di spazio.

[7] Lo strobe è un trigger veloce generato dalla scheda descritta nel paragrafo 3.2.2.

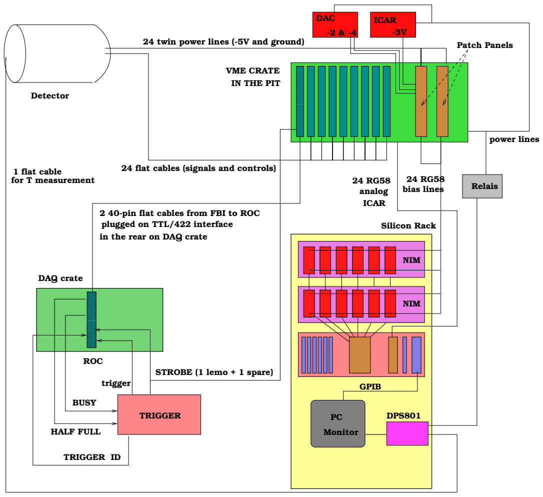

Figura 3.9: Schema dettagliato dei componenti e dei principali collegamenti.

3.3.2 Descrizione del sistema

Il sistema, gestito da un PC con interfaccia GPIB, controlla in remoto:

- un misuratore di temperatura multicanale (OMEGA DPS801), collegato a 4 sensori nel rivelatore;
- diversi moduli CAMAC, tramite il controllore del crate;
- 24 generatori di tensione programmabili;
- l'alimentazione di tutta l'elettronica del rivelatore.

Uno schema dettagliato dei componenti e dei principali collegamenti si trova in figura 3.9.

Il sistema è gestito da un calcolatore Penthium 133. È stato utilizzato LabView 4, un pacchetto software strutturato ad oggetti, scelto per la sua versatilità nell'acquisizione di segnali e nella comunicazione con periferici; nel caso descritto, infatti, sono impiegati 3 protocolli diversi (CAMAC, GPIB, RS232).

Controllo della temperatura

Il raffreddamento è affidato ad un compressore che eroga un flusso d'aria a temperatura ambiente di 300 l/min, a due refrigeratori che la raffreddano a 15 °C ed a un filtro deumidificatore. Un misuratore di flusso comunica al centro di controllo se l'aria all'uscita del compressore ha la velocità prevista; per questa misura viene utilizzato lo strumento DPS801 che opera principalmente sulle temperature ed è descritto successivamente.

Per misurare le condizioni di operazione del rivelatore, quattro termocoppie sono collocate nei punti più rappresentativi, all'ingresso e all'uscita dell'aria e vicino ai componenti che riscaldano di più.

Il loro segnali analogici arrivano direttamente al DPS801, che li campiona, li converte in temperatura tramite una calibrazione interna, li confronta con valori di riferimento e, se l'esito è negativo, interrompe automaticamente un relais cui sono state collegate l'alimentazione dell'elettronica del rivelatore e le tensioni di riferimento per ICAR e per i DAC. Inoltre lo strumento riceve anche il segnale logico del flussimetro e , in assenza di circolazione forzata dell'aria, compie analoghe operazioni di sicurezza.

Tramite il protocollo di comunicazione RS232, il DPS801 è completamente programmabile e trasmette, su richiesta del PC l'esito delle misure e dei confronti effettuati in forma seriale. Periodicamente (ogni 10 secondi) il programma principale raccoglie le informazioni relative alla temperatura e le confronta a sua volta con soglie più restrittive. In caso di situazioni indesiderate avvia la procedura di spegnimento graduale delle tensioni di polarizzazione e sospende l'alimentazione dell'elettronica del rivelatore.

Controllo delle tensioni di polarizzazione e delle correnti di perdita

Per la polarizzazione dei cristalli sono stati impiegati 24 alimentatori NIM, costruiti a Genova. Possono essere controllati localmente o in remoto, grazie ad un collegamento in "daisy chain", pilotato da un registro CAMAC. La linea trasporta su 5 bit l'indirizzo dell'alimentatore di cui si vuole cambiare la tensione, un clock che ne impone la variazione di 1 V ed un bit di direzione del cambiamento. La tensione fornita dal generatore può aumentare o diminuire di 1 V nel range $0 \div 100$ V. Il registro CAMAC ed alcuni altri moduli sono comandati da un controller che comunica col PC tramite il protocollo GPIB.

Lo spegnimento delle tensioni di polarizzazione, da effettuarsi prima di ogni periodo di accumulazione di antiprotoni, viene realizzato con gradualità per non danneggiare i cristalli, tramite opportuni comandi al registro CAMAC. Analogamente avviene l'accensione, durante la quale ciascun generatore viene portato ad una tensione caratteristica memorizzata. In condizioni normali le due procedure necessitano di un comando esterno; in condizioni di rischio segnalate dal controllo di temperatura, le tensioni vengono abbassate in modo automatico.

Sul "frontalino" di ciascun generatore sono fornite inoltre due uscite analogiche: l'una è la tensione ai capi dei cristalli scalata di un fattore 100, l'altra è una differenza di potenziale proporzionale alla corrente erogata, che è la somma delle correnti di perdita nei cristalli della slab alimentata. Periodicamente (ogni

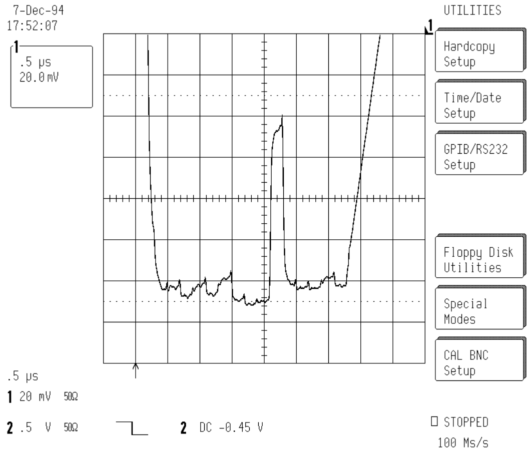

Figura 3.10: Forma d'onda in uscita ad ICAR osservata con un oscilloscopio.

30 minuti) sono selezionate da tre registri, lette da un convertitore analogico digitale e confrontate con i valori memorizzati. In caso di discrepanza rilevante, viene richiamata l'attenzione dell'operatore.

Osservazione delle forme d'onda di ICAR

Il circuito integrato ICAR, descritto nel paragrafo 3.2.2, raccoglie i segnali di 16 diodi in una forma d'onda generata a seguito di un segnale di strobe. Nella figura 3.10 si può osservare il canale acceso sul fondo. All'arrivo dello strobe l'uscita in continua di ICAR scende dalla tensione di riferimento per trasmettere i segnali analogici dei diodi in modo seriale. Questa fase dura $\sim 3.2\ \mu$s, dopodichè ICAR si porta nello stato "three state" ed il livello torna al riferimento in un tempo determinato dall'elettronica esterna. La sua uscita va quindi in un comparatore, opportunamente temporizzato, che riduce l'informazione analogica a una scelta digitale tra canale acceso e spento.

Le variazioni della forma d'onda durante il corso della presa dati possono essere interessanti per caratterizzare l'effetto della radiazione sul rivelatore o per facilitarne la messa a punto dopo l'installazione. A questo scopo il primo ICAR di ciascuna slab è fornito di un uscita analogica supplementare acquisita periodicamente da un analizzatore di forma d'onda CAMAC.

Il segnale viene campionato in 316 punti, distanti 25 ns, per un tempo totale di 7.9 μs centrato sulla regione interessante. La sincronizzazione con l'emissione della forma d'onda è ottenuta utilizzando una copia del segnale di strobe destinato a comunicare ad ICAR la presenza di un trigger fisico. Il ritardo tra lo strobe in partenza dalla scheda dedicata ed i segnali di ritorno dal rivelatore (~ 250 ns) è più

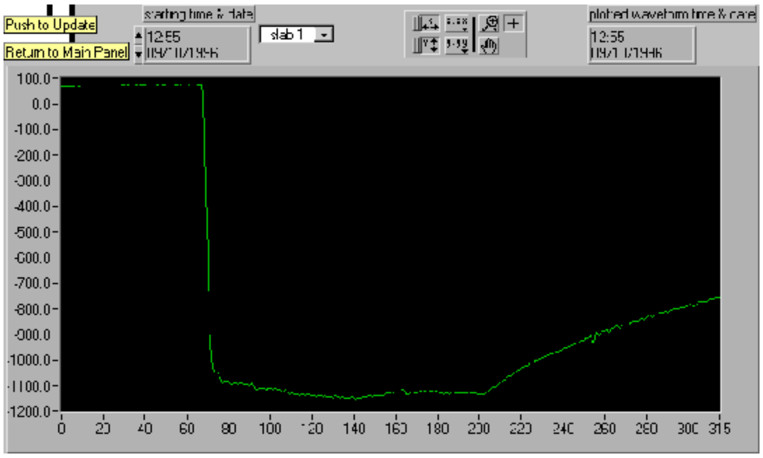

Figura 3.11: Forma d'onda in uscita ad ICAR acquisita dal sistema di controllo.

che sufficiente per avviare in tempo il campionamento; regolando opportunamente il tempo di inizio, si è potuto ottenere il risultato in figura 3.11.

Sulle forme d'onda acquisite viene effettuata un'analisi preliminare che calcola la media e la varianza del livello di fondo.

Gestione del sistema

Il programma si occupa di trattare l'insieme delle misure effettuate e di corredarle con ulteriori informazioni, allo scopo di assicurare le condizioni ideali e una storia completa per il rivelatore. La gestione del materiale raccolto comporta diversi compiti.

Un ciclo automatico e periodico esegue e registra tutte le misure, controlla la presenza di valori anomali, compie eventuali operazioni di soccorso, informa l'operatore dello stato del sistema e ne compila una storia.

Il pannello di controllo permette l'immediata consultazione dello stato del sistema e l'accesso ad una serie di operazioni interattive.

Durante l'esecuzione del programma è possibile:

- accendere le tensioni di polarizzazione a valori prestabiliti, e spegnerle;
- registrare lo stato del momento indipendentemente dalla procedura automatica;
- resettare temporaneamente gli allarmi in attesa delle misure successive;
- fermare il programma che gestisce il sistema senza compromettere il rivelatore e la parte più importante del controllo di temperatura.

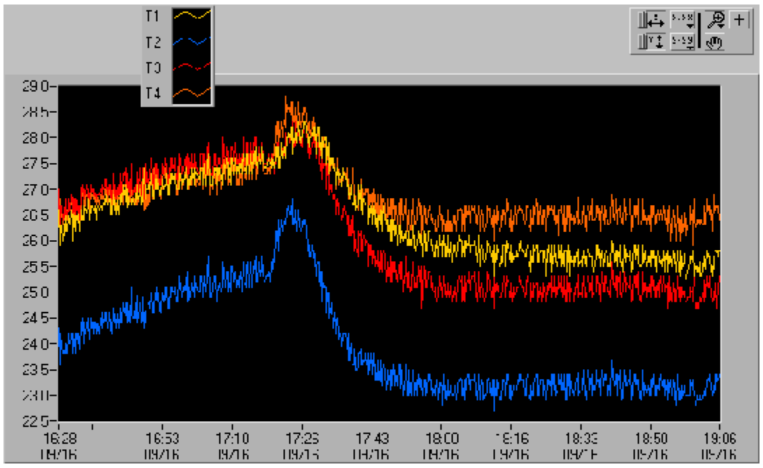

Figura 3.12: Grafico dell'andamento temporale della temperatura misurata dai quattro sensori. Poco prima dell'inizio del periodo illustrato, il rivelatore è stato acceso, mentre il flussaggio di aria fredda era attivo; si vede quindi la temperatura salire lentamente verso un asintoto di equilibrio. Verso le 17:20, viene sospeso il raffeddamento a scopo di test e la temperatura sale rapidamente. Poco dopo l'elettronica del rivelatore viene spenta e i valori tornano alle condizioni ambiente. Si notano una traccia più bassa, in corrispondenza della misura riferita all'aria che entra nel rivelatore, e altre tre, sostanzialmente sovrapposte a rivelatore acceso e leggermente differenziate, a rivelatore spento, dalla diversa circolazione dell'aria.

Inoltre per interagire direttamente con il sistema e i dati da esso raccolti, sono state realizzate alcune funzioni interattive, utilizzabili durante l'esecuzione del programma principale tramite pannelli di controllo secondari. Ciò consente di compiere le seguenti operazioni:

- modificare temporaneamente le tensioni di polarizzazione dei cristalli, senza alterare i valori memorizzati;
- osservare una mappa dettagliata ed aggiornata dello stato del rivelatore e del sistema di controllo;
- visualizzare i grafici dell'andamento in funzione del tempo di tutte le variabili misurate, selezionando il periodo desiderato; un esempio si trova nella figura 3.12;
- visualizzare ciascun segnale di ICAR acquisito, fornendo i dati temporali relativi alla richiesta;

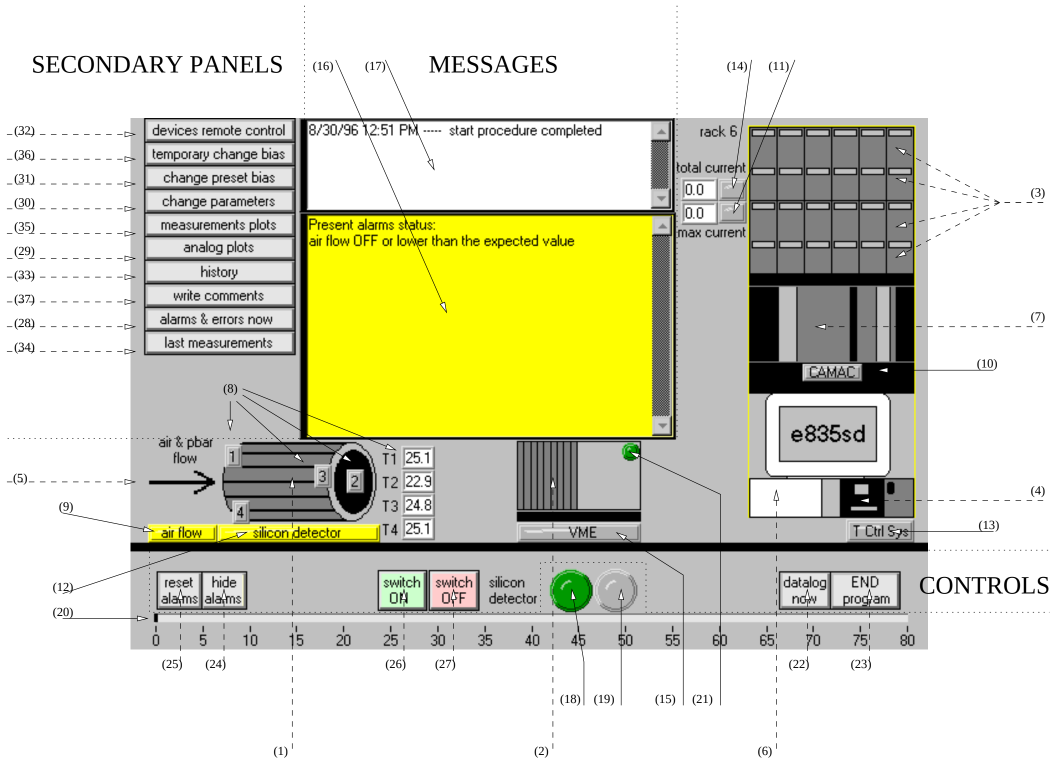

Figura 3.13: Pannello di controllo principale durante l'esecuzione del programma; sulla sinistra in alto si può accedere ai pannelli secondari, al centro si trova una descrizione verbale dello stato del sistema e sulla fascia a sinistra e in basso si vedono gli indicatori luminosi riferiti ai componenti del rivelatore e del controllo.

- configurare tutti parametri del sistema di controllo (tensioni di polarizzazione, intervalli di tempo,soglie, locazioni di memoria, costanti di calibrazione);
- impartire qualsiasi comando alle periferiche del sistema (DPS801 e CAMAC controller);
- consultare e aggiungere commenti alla storia del sistema.

Una descrizione più dettagliata del sistema si trova nelle note interne dell'esperimento [27] e [28].

Nella figura 3.13 si vede il pannello di controllo principale durante l'esecuzione del programma.

Capitolo 4

Rapporti di decadimento dello stato ψ'

In questo capitolo descrivo il lavoro di analisi dati che ho svolto per misurare i rapporti di decadimento della risonanza ψ' nei canali con stati finali elettromagnetici.

4.1 Metodo della misura

In un insieme di dati raccolto all'energia E ci si aspetta di trovare, per ciascun canale C di decadimento della risonanza formata, un numero di eventi

$$N = \alpha^C \epsilon^C \int_0^{\infty} \left[\sigma_f(E') + \sigma_{BW}^C(E')\right] G(E' - E)\, dE' \int \mathcal{L}\, dt, \tag{4.1}$$

in cui si ripresentano le grandezze descritte a proposito della 2.10. Questa relazione vale purchè il comportamento dell'apparato di rivelazione sia lo stesso nei confronti dei diversi canali.

In linea di principio i rapporti di decadimento dello stato ψ' potrebbero essere misurati direttamente dalla 4.1 e dalla sezione d'urto di Breit-Wigner (formula 2.11, introdotta a pagina 35). Questa procedura, però, dipenderebbe fortemente dalla conoscenza della distribuzione in energia nel centro di massa $G(E)$, ovvero da quella in impulso del fascio, e del rapporto del canale di formazione della risonanza. Queste due grandezze non sono molto ben note ed impediscono quindi la misura diretta dei rapporti di decadimento.

Procedendo in un altra maniera, si può osservare che la sezione d'urto di Breit-Wigner è proporzionale al prodotto $B_{in}B_{out}$ tramite un fattore che dipende soltanto da E_{cdm}.

Utilizzando i valori

$$B(\psi' \to J/\psi X) = (57 \pm 4)\%$$

$$B(J/\psi \to e^+e^-) = (6.02 \pm 0.19)\%,$$

misurati dagli esperimenti a collider ([29]) con precisione molto superiore a E835, si possono misurare i rapporti di decadimento della risonanza ψ' dal rapporto tra il numero di eventi nel canale specifico $\psi' {\to} C$ e quello nel canale J/ψ inclusivo. Infatti l'effetto della distribuzione in impulso del fascio, la luminosità integrata e i fattori della formula di Breit-Wigner, tutti tranne B_{out}, si semplificano. Inoltre è stato verificato che anche alcuni fattori di efficienza dell'analisi, che riguardano la selezione di eventi contenenti una coppia e^+e^-, non dipendono dal canale e nel calcolo dei rapporti si semplificano.

La relazione utilizzata proviene dalla 4.1, in cui si tiene conto della completa catena di decadimenti che porta all'osservazione dei prodotti finali:

$$\frac{N_C}{N_{J/\psi X}} = \frac{[\alpha\ \epsilon]_C}{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi X}} \frac{B(\psi' \to C) B(C \to \text{prodotti finali})}{B(\psi' \to J/\psi X) B(J/\psi \to e^+e^-)} \tag{4.2}$$

$$B(\psi' \to C) = \frac{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi X}}{[\alpha\ \epsilon]_C} \frac{B(\psi' \to J/\psi X) B(J/\psi \to e^+e^-)}{B(C \to \text{prodotti finali})} \frac{N_C}{N_{J/\psi X}}. \tag{4.3}$$

Nei decadimenti dello stato ψ' che contengono una coppia e^+e^- di alta massa invariante, la formula 4.2 diventa:

$$B(\psi' \to \chi\gamma) = \frac{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi X}}{[\alpha\ \epsilon]_{\chi\gamma}} \frac{B(\psi' \to J/\psi X)}{B(\chi \to J/\psi\gamma)} \frac{N_{\chi\gamma}}{N_{J/\psi X}} \tag{4.4}$$

$$B(\psi' \to e^+e^-) = \frac{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi X}}{[\alpha\ \epsilon]_{e^+e^-}} B(\psi' \to J/\psi X) B(J/\psi \to e^+e^-) \frac{N_{e^+e^-}}{N_{J/\psi X}}$$

$$B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0) = \frac{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi X}}{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi\pi^0\pi^0}} \frac{B(\psi' \to J/\psi X)}{B^2(\pi^0 \to \gamma\gamma)} \frac{N_{J/\psi\pi^0\pi^0}}{N_{J/\psi X}}$$

$$B(\psi' \to J/\psi\eta) = \frac{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi X}}{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi\eta}} \frac{B(\psi' \to J/\psi X)}{B(\eta \to \gamma\gamma)} \frac{N_{J/\psi\eta}}{N_{J/\psi X}}$$

$$B(\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-) = \frac{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi X}}{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi\pi^+\pi^-}} B(\psi' \to J/\psi X) \frac{N_{J/\psi\pi^+\pi^-}}{N_{J/\psi X}}$$

$$B(\psi' \to J/\psi\pi^0) = \frac{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi X}}{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi\pi^0}} \frac{B(\psi' \to J/\psi X)}{B(\pi^0 \to \gamma\gamma)} \frac{N_{J/\psi\pi^0}}{N_{J/\psi X}}. \tag{4.5}$$

Con l'analisi descritta in questa tesi sono stati misurati i rapporti di decadimento $B(\psi' \to e^+e^-)$, $B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0)$, $B(\psi' \to J/\psi\eta)$ e $B(\psi' \to J/\psi\pi^0)$, ottenendo risultati compatibili con le precedenti misure e migliorandone nei primi due casi la precisione.

Il canale $\psi'\to J/\psi\pi^+\pi^-$è caratterizzato dallo scattering multiplo dei due adroni carichi nella beam pipe. Questo fenomeno richiede uno studio dell'efficienza di tracciamento per tracce di basso momento non affrontato in questa tesi.

Con il canale $\psi'\to\chi\gamma$ si intende l'insieme dei processi simili che passano attraverso uno dei tre stati χ_0 (3415 MeV), χ_1 (3510.5 MeV) e χ_2 (3556.2 MeV). L'esperimento E835 non ha la risoluzione in energia sufficiente per distinguerli. I tre stati χ decadono in $J/\psi\gamma$ con probabilità molto diverse:

$$B(\chi_i \to J/\psi\gamma) \simeq 0.66\%\ (i=0), 27.3\%\ (i=1), 13.5\%\ (i=2).$$

Risulta quindi impossibile misurare il rapporto $B(\chi \to J/\psi\gamma)$, perché la risoluzione in energia impedisce di effettuare tre misure separate per ciascuna χ. Si può, invece, misurare la grandezza

$$\sum_{i=1,2,3} B(\psi' \to \chi_i\gamma)B(\chi_i \to J/\psi\gamma) = \frac{[\alpha\ \epsilon]_{J/\psi X}}{[\alpha\ \epsilon]_{\chi\gamma}}\ B(\psi' \to J/\psi X)\frac{N_{\chi\gamma}}{N_{J/\psi X}}, \tag{4.6}$$

utile prova di consistenza dell'analisi effettuata.

Per effettuare la misura, sono stati estratti dai dati raccolti da E835 gli eventi di tipo $\psi'\to e^+e^-$e $\psi'\to J/\psi\mathrm{X}\to e^+e^-\mathrm{X}$:

$$\begin{array}{ll} p\overline{p}\to\psi'\to J/\psi\mathrm{X} & (\sim\ \ 11300) \\ p\overline{p}\to\psi'\to e^+e^- & (\sim\ \ \ 2800), \end{array}$$

Gli eventi $\psi'\to J/\psi\mathrm{X}$, sono stati analizzati per riconoscere la natura di X e, quando tutti i prodotti finali erano stati osservati dai rivelatori, sono stati ulteriormente classificati in:

$$\begin{array}{l} \psi' \to \chi\gamma \to J/\psi\gamma\gamma \to e^+e^-\gamma\gamma \\ \psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0 \to e^+e^-\gamma\gamma\gamma\gamma \\ \psi' \to J/\psi\eta \to e^+e^-\gamma\gamma \\ \psi' \to J/\psi\pi^0 \to e^+e^-\gamma\gamma \end{array}$$

Al numero di eventi classificati in ciascun canale si è dovuto sottrarre il fondo non risonante e quello provocato da eventi J/ψ inclusivi diversi. Inoltre si è tenuto conto dell'accettanza geometrica del sistema di rivelatori e dell'efficienza della selezione degli eventi. Dai risultati di questa indagine sono state infine ricavate le misure dei rapporti di decadimento.

Gli eventi selezionati provengono da 10300 nb^{-1} raccolti all'energia di formazione dello stato ψ' (3686.0 MeV), tra 3685.0 e 3687.0 MeV. L'esperimento E835

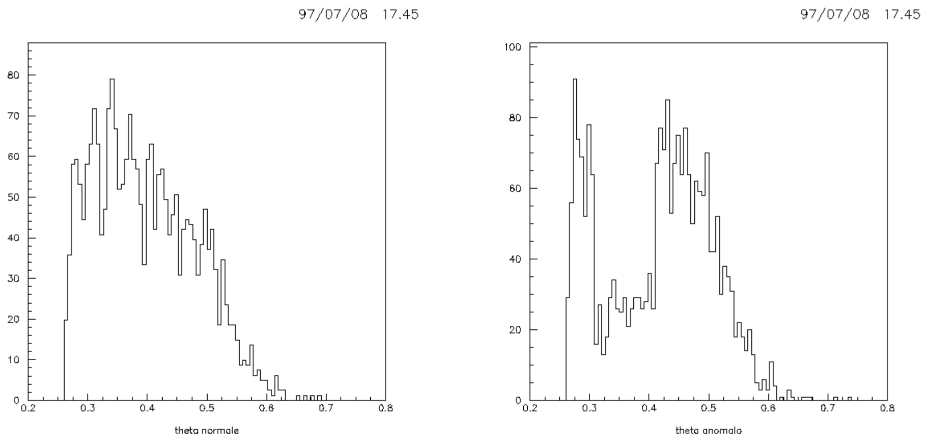

Figura 4.1: Confronto tra la distribuzione della variabile θ per dati provenienti da uno stack normale e dal settimo. Convertendo la scala da radianti a gradi, si vede chiaramente l'inefficienza nella regione angolare tra 17.5° e 23.5°.

ha lavorato in questa regione di energia in dieci diversi periodi ("stack"), tra Novembre '96 e Agosto '97. L'intera procedura del calcolo dei rapporti di decadimento è stata eseguita separatamente per ciascuno "stack", per controllare a più livelli l'omogeneità dei dati ed evidenziare eventuali cambiamenti delle condizioni sperimentali.

Due "stack" sono stati esclusi dalla misura. Di questi uno ha una statistica molto bassa ed è stato in assoluto il primo insieme di dati acquisito. Era ancora in corso la messa a punto dei rivelatori. Nell'altro, invece, a causa di un problema di elettronica, mancava al trigger uno dei segnali del calorimetro, il super-ring 4, in corrispondenza dei blocchi compresi tra 17.5° e 23.5°; pertanto l'accettanza angolare e l'efficienza di trigger risultano gravemente compromesse, come si vede in figura 4.1. In entrambi i casi i dati potrebbero essere utilizzati ricalcolando per ciascuno tutte le efficienze e le accettanze angolari. Dal momento che l'errore statistico sulle misure più interessanti $B(\psi' \to e^+e^-)$ e $B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0)$ è inferiore a quello sistematico, tale trattamento non comporterebbe un sensibile miglioramento dei risultati e pertanto non è stato fatto.

Per la stima del fondo sono stati utilizzati 22600 nb^{-1} dati presi fuori dal picco di risonanza, tra 3600 e 3660 MeV.

Nell'analisi sono stati utilizzati criteri di selezione e classificazione abbastanza severi, favorendo la reiezione del fondo rispetto all'efficienza dell'analisi. Questa scelta è giustificata dal fatto che le misure effettuate sono rapporti e non valori assoluti e, quindi, una minor efficienza riduce la statistica disponibile senza alterare il risultato finale.

Infine, sono stati utilizzati soltanto i segnali del calorimetro centrale, degli odoscopi e del Cerenkov, sufficienti allo studio dei canali con stati finali composti esclusivamente da fotoni ed elettroni, senza considerare i rivelatori del tracciamento. Questa scelta riduce le cause di errore sistematico.

4.2 Selezione degli eventi

Tutti i processi che si vuole riconoscere sono caratterizzati da una coppia di elettroni tra i prodotti di decadimento. La selezione avviene tramite un trigger carico ed alcune condizioni, poste sulle coincidenze temporali dei segnali e sugli indicatori della natura elettronica delle due tracce.

4.2.1 Il trigger carico

La struttura generale del trigger è descritta nel paragrafo 2.4.9. Il trigger carico seleziona eventi con due elettroni considerando i segnali degli odoscopi, del contatore Cerenkov e del calorimetro centrale. Il significato delle sigle utilizzate a proposito del trigger è stato descritto nella tabella 2.1. La richiesta per attivare il trigger e^+e^- inclusivo è data dalla condizione

$$CMLU1 \cdot PBG3 + CMLU2 \tag{4.7}$$

in cui compaiono le variabili logiche CMLU1 e CMLU2 così definite:

$$CMLU1 = 2e * (H2 < 6) + 1e * 2h * (H2 = 2) * COPL \tag{4.8}$$
$$CMLU2 = 2e * (H2 = 2) * COPL * \overline{FCH_{OR}}. \tag{4.9}$$

e PBG3, che richiede due grandi depositi di energia nel calorimetro centrale, che soddisfino, entro una certa tolleranza, le condizioni di decadimento a due corpi (θ e ϕ opposti nel centro di massa del sistema $p\overline{p}$).

4.2.2 L'efficienza del trigger

L'efficienza del trigger e^+e^-, cioè la probabilità che l'acquisizione veda correttamente un evento che contiene due elettroni, è in generale una funzione del canale di decadimento. Questo accade perché i segnali su cui sono poste le condizioni di trigger vengono determinati anche dagli altri prodotti. Nel nostro caso è evidente la differenza tra un evento $\psi' \rightarrow e^+e^-$ ed uno di tipo $J/\psi\pi^+\pi^-$. Se per il primo devono esserci ben quattro segnali spuri nello scintillatore H2 per superare il limite H2<6, per il secondo ne sono sufficienti due e la probabilità che venga scartato per questo motivo è molto più grande.

L'efficienza del trigger e^+e^- è stata misurata [30] su 132 nb^{-1} di dati, acquisiti all'energia di formazione dello stato J/ψ (3096 MeV), usando un trigger speciale disegnato appositamente per registrare eventi con almeno un elettrone:

$$CMLU1_{temp} = 1e + 1e * 2h * (H2 = 2) * COPL. \tag{4.10}$$

Detta ϵ l'efficienza del trigger nel riconoscere un elettrone, la probabilità di vederli entrambi è ϵ^2, di vederne uno su due è $2\epsilon(1-\epsilon)$, di non vederne alcuno è $(1-\epsilon)^2$. Il rapporto tra gli eventi che passano la condizione di trigger standard e quelli che superano la condizione temporanea

$$\frac{N_{std}}{N_{temp}} = \frac{\epsilon^2}{\epsilon^2 + 2\epsilon(1-\epsilon)} = R \tag{4.11}$$

permette di stimare l'efficienza per il singolo elettrone con la relazione

$$\epsilon = \frac{2R}{1+R}. \tag{4.12}$$

L'errore sul generico rapporto R[1] tra gli oggetti di un campione e quelli con una particolare caratteristica può essere calcolato nell'ipotesi di conteggi governati da una distribuzione binomiale. In questo caso la migliore approssimazione della probabilità di successo p è il rapporto tra il numero di eventi N_{cut} che possiedono la caratteristica (in questo caso superano il taglio) e quello totale N_{tot}. Dalle relazioni su valor medio e varianza di una distribuzione binomiale, si ricava che l'efficienza ed i suoi errori statistici assoluto e relativo valgono

$$R = \frac{N_{cut}}{N_{tot}} \simeq p \tag{4.13}$$

$$\sigma_R = \sqrt{\frac{p(1-p)}{N_{tot}}} \simeq \sqrt{\frac{N_{cut}(N_{tot} - N_{cut})}{{N_{tot}}^3}} \tag{4.14}$$

$$\frac{\sigma_R}{R} = \sqrt{\frac{1}{N_{cut}} - \frac{1}{N_{tot}}} \tag{4.15}$$

[1] Tale rapporto può essere l'efficienza di un'analisi o di un rivelatore, l'accettanza geometrica o un più generico rapporto come in questo caso.

L'errore sull'efficienza trovata nella 4.12 dipende da quello sul rapporto $\frac{N_{std}}{N_{temp}}$ secondo la legge generale per la propagazione degli errori statistici

$$\sigma_f(x_i) = \sqrt{\sum_i \left|\frac{\partial f}{\partial x_i}\right|^2 \sigma_i^2}. \tag{4.16}$$

Utilizzando la 4.14 e la 4.16 nella 4.12 si ottiene

$$\sigma_\epsilon = \frac{2}{1+\left(\frac{N_{std}}{N_{temp}}\right)^2}\sqrt{\frac{N_{std}(N_{temp}-N_{std})}{N_{temp}^3}} \tag{4.17}$$

Tra i dati con il trigger temporaneo, è stato selezionato un campione pulito di 1502 eventi $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ richiedendo solo due "cluster" (regioni del calorimetro in cui è stata depositata dell'energia) e un segnale abbastanza alto ($>$ 3 fotoelettroni) nei due settori Cerenkov corrispondenti. Di 1502 eventi segnalati dal trigger, 1367 hanno superato la condizione CMLU1 standard 4.8, di cui 1288 attraverso il primo termine e 1157 attraverso il secondo. Dalla frazione di eventi che hanno passato il primo ricaviamo con la 4.12 e con la 4.17 l'efficienza nel riconoscere un elettrone e la sua incertezza.

$$\epsilon = \frac{2}{1+\frac{1502}{1288}} \simeq 0.92$$
$$\sigma_\epsilon = \frac{2}{1+\left(\frac{1288}{1502}\right)^2}\sqrt{\frac{1288(1502-1288)}{1502^3}} \simeq 0.01$$

L'efficienza del primo termine è

$$\epsilon_{J/\psi\pi^+\pi^-} = \frac{1288}{1502} = 0.86.$$

Il numero di eventi in accettanza $N_{\overline{ee}}$, in cui nessuno dei due elettroni è stato visto, è stimabile approssimando il numero totale N_{tot} di e^+e^- prodotti col numero $N_{e\overline{e}}$ in cui almeno uno è stato riconosciuto:

$$N_{\overline{ee}} = (1-\epsilon)^2 N_{tot} \simeq (1-\epsilon)^2 N_{e\overline{e}} = (1-0.92)^2 1502 \simeq 10$$

Dal rapporto tra gli eventi che hanno superato la condizione $CMLU1_{std}$ completa e tutti quelli in accettanza, si ricava l'efficienza di tale condizione per gli eventi e^+e^- esclusivi:

$$\epsilon_{e^+e^-} = \frac{1367}{1502+N_{\overline{ee}}} \simeq 0.90.$$

Canale	*Efficienze*
$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	0.90 ± 0.01
$\psi' \rightarrow e^+e^-$	0.90 ± 0.01
$\psi' \rightarrow J/\psi\pi^0$	0.89 ± 0.01
$\psi' \rightarrow J/\psi\eta$	0.89 ± 0.01
$\psi' \rightarrow \chi\gamma$	0.89 ± 0.01
$\psi' \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$	0.88 ± 0.01
$\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$	0.86 ± 0.01
$\psi' \rightarrow J/\psi$X	0.87 ± 0.01

Tabella 4.1: Efficienze del trigger nell'esperimento E835

La dipendenza dal canale di decadimento è dovuta al fatto che gli eventi con due sole tracce cariche e^+e^- superano entrambe le condizioni in $CMLU1$, mentre i $J/\psi\pi^+\pi^-$ e i J/ψ inclusivi con uno o più γ convertiti in una coppia di elettroni passano solo la prima.

Per gli eventi $J/\psi\pi^+\pi^-$ il secondo termine è soppresso e l'efficienza si riduce a quella del primo termine.

Per eventi J/ψ inclusivi che producono fotoni γ, esiste la possibilità che questi convertano in una coppia di elettroni in diverse parti dell'apparato sperimentale. Se questo avviene prima di H2, la situazione si riconduce al caso $J/\psi\pi^+\pi^-$, in cui solo il primo termine contribuisce all'efficienza. Stimando al 10% la probabilità di conversione, si ottiene un'efficienza intermedia, funzione del numero N_γ di fotoni prodotti

$$\epsilon = \epsilon_{e^+e^-} - N_\gamma \frac{10}{100}(\epsilon_{e^+e^-} - \epsilon_{J/\psi\pi^+\pi^-}). \tag{4.18}$$

Applicando la formula 4.18 a tutti i canali di decadimento J/ψ inclusivi si ottengono i risultati raccolti in tabella 4.1. L'errore è dell'ordine dell'1%, a causa della limitata statistica.

4.2.3 Il filtro software

Il filtro software è descritto nel paragrafo 2.4.9.

Per l'analisi dei decadimenti dello stato ψ' sono analizzati gli eventi contrassegnati dagli identificatori 13 o 48, secondo i codici riassunti nella tabella 2.4, ovvero quando al trigger e^+e^- è associata una massa invariante dei candidati elettroni, cioè dei due cluster più energetici nel CCAL, INVM > 2.2 GeV oppure ai trigger $\gamma\gamma$ ed E_{tot} è associata INVM > 2.7 GeV.

L'efficienza con cui eventi correttamente riconosciuti dal trigger hardware superano il filtro software è prossima al 100 %; è stata misurata analizzando gli

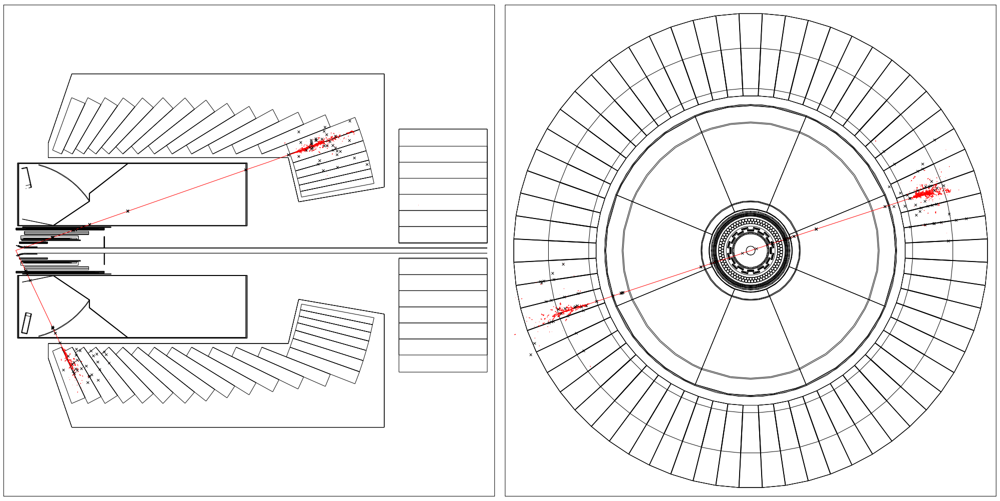

Figura 4.2: Simulazione Montecarlo del rivelatore colpito dai prodotti di un decadimento $\psi' \to e^+e^-$: sezione laterale e frontale. Le linee rappresentano le traiettorie delle particelle, le crocette gli hits. Si può osservare la coincidenza tra odoscopi, Cerenkov e calorimetro centrale lungo la traiettoria rettilinea dei presunti elettroni

eventi selezionati dal trigger e scartati dal filtro online. Nella misura dei rapporti di decadimento si semplifica perché non dipende dal canale di decadimento.

4.2.4 La selezione preliminare

La selezione offline ha più tempo a disposizione per identificare gli elettroni di alta energia e separarli dal fondo, dovuto principalmente alla conversione di fotoni in coppie e^+e^- con angolo di apertura troppo piccolo per essere risolto. L'informazione analogica di alcuni rivelatori (odoscopi, Cerenkov e calorimetro centrale) viene utilizzata per costruire un indicatore statistico (EW), che misura il rapporto fra la probabilità che la traccia sia dovuta ad un elettrone o al fondo. Nell'appendice A e nel documento [31] si trova una descrizione più dettagliata dell'argomento.

I dati scritti su disco sono sottoposti ad una selezione preliminare in cui si richiede, per identificare le tracce dei candidati elettroni, che ad un cluster nel calorimetro centrale siano associati i segnali del Cerenkov e degli odoscopi nei settori corrispondenti (figura 4.2). Quando almeno due tracce verificano questa condizione, se ne calcola l'indicatore EW e si richiede la condizione EW(1)*EW(2)>0.1.

L'efficienza della selezione descritta è stata misurata su un campione di eventi

χ_2 e valutata $(94 \pm 1)\%$. Come per il filtro software, anche questa componente dell'efficienza di selezione non dipende dal canale di decadimento e nelle misure finali si semplifica.

4.2.5 La selezione finale

L'analisi svolta da me inizia a questo stadio. Prima di procedere con un'elaborazione più lunga ed accurata, gli eventi vengono ancora filtrati richiedendo che la massa invariante della coppia e^+e^- sia superiore a 2.5 GeV; inoltre entrambi i candidati elettroni devono soddisfare le seguenti condizioni:

- l'angolo polare deve essere compreso tra 15° e 60°; la limitazione è da ricondurre alle dimensioni della regione in cui l'efficienza del Cerenkov e dei contatori è uniforme;

- la traccia deve provenire con più probabilità da un elettrone vero piuttosto che dal fondo, secondo il criterio dell' "electron weight" EW(1)*EW(2)>1;

- come sopra, secondo la "Nearest Neighbour Rule", un metodo[2] classico non parametrico che associa alle tracce elettroniche un indicatore di qualità utilizzando in maniera diversa le stesse informazioni dell'EW; la condizione è NNR(1)+NNR(2)>6.

I valori per i tagli sono stati scelti osservandone l'effetto sui dati e cercando di ottimizzare il rapporto segnale/fondo.

L'efficienza del taglio sulla massa invariante non può essere calcolata sui dati perché nelle condizione per la scrittura (paragrafo 4.2.3) c'è già un taglio più debole sulla stessa grandezza; perciò nessun campione potrebbe essere selezionato con criteri indipendenti e la misura dell'efficienza ne risulterebbe alterata.

L'efficienza del taglio sull'angolo, invece, viene influenzata dalla limitata accettanza angolare del rivelatore e non è misurabile sui dati per lo stesso motivo. Le due grandezze, allora, sono state comprese nel fattore di accettanza angolare, la cui stima è descritta nel paragrafo 4.3.3.

L'efficienza del taglio combinato EW-NNR non è rilevante ai fini della misura dei rapporti di decadimento, perché colpisce nello stesso modo tutti i canali trattati; è stata comunque valutata su dati all'energia dello stato χ_2. Un campione di eventi $\chi_2 \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ è stato selezionato considerando la topologia (tre tracce di cui due cariche) e la probabilità del χ^2 delle grandezze misurate[3]

[2] Il riconoscimento di particelle con la "Nearest Neighbour Rule" è descritto in dettaglio nell'appendice A e nei documenti [32] e [33].

[3] Il significato di questa probabilità è descritto nel paragrafo 4.4.2.

($P_{\chi^2}(\chi_2 \rightarrow J/\psi\gamma) > 0.1$). Dei 1202 eventi così selezionati, 1062 hanno passato il taglio combinato EW-NNR. La misura dell'efficienza è quindi

$$\epsilon = \frac{1062}{1202} = 0.884 \pm 0.009.$$

4.3 Calcolo delle accettanze

Il rivelatore copre solo una parte delle direzioni accessibili ai prodotti del decadimento dello stato ψ'. Si crea quindi una dipendenza dell'accettanza dal canale, a causa di due fattori caratteristici:

- il diverso numero di particelle uscenti che penalizza i canali più "popolati";
- la distribuzione angolare dei prodotti, legata alla conservazione di alcuni numeri quantici e caratteristica di ogni canale.

Sono considerate in accettanza le tracce elettroniche comprese[4] tra 15° e 60° (regione in cui il Cerenkov ed i contatori sono efficienti) e le non elettroniche tra 11° e 70° (dimensioni del calorimetro centrale). Dalla simulazione di tutti i canali esclusivi sono state calcolate le accettanze angolari ed i rapporti con quella di $\psi' \rightarrow J/\psi X$. Se ne è poi osservata la dipendenza dalle distribuzioni angolari.

4.3.1 Simulazione Montecarlo

Lo scopo principale delle simulazione è quello di studiare il comportamento dei rivelatori e dell'analisi dei dati conoscendo a priori la natura dell'evento trattato. Nel nostro caso è l'unico strumento per stimare il fondo interno, le accettanze e l'efficienza della selezione per alcuni canali.

La simulazione si svolge in tre fasi. Inizialmente, fissate la natura delle particelle coinvolte, la distribuzione angolare dei prodotti di decadimento e la catena completa di decadimenti che porta ai prodotti finali, un programma genera "casualmente" la cinematica di un evento. Quindi viene simulata la risposta dei rivelatori all'evento generato, considerando le caratteristiche del vertice (dimensioni e distribuzione della zona dove avviene l'interazione) e la possibilità per i fotoni di convertire in coppie e^+e^- in diversi strati dell'apparato sperimentale. Infine i segnali simulati vengono processati dal programma di ricostruzione ("offline") e dall'analisi come i dati reali.

[4] Si tratta dell'angolo polare θ, tra la traiettoria della traccia e l'impulso degli antiprotoni.

4.3.2 Distribuzioni angolari

Calcolando l'elemento di matrice per i processi $p\overline{p}\rightarrow\psi'\rightarrow e^+e^-$ e per i vari canali J/ψ inclusivi nel formalismo dell'elicità, si dimostra [34][35][36] che la conservazione dell'elicità, della parità e della C-parità impongono alla distribuzione angolare del decadimento $\psi'\rightarrow e^+e^-$ la forma $1+\lambda cos^2\theta^*_{e^-}$, dove λ è un parametro che può variare tra -1 e 1 e $\theta^*_{e^-}$ è l'angolo tra l'elettrone e l'impulso dell'antiprotone incidente nel sistema della ψ'. È stato inoltre calcolato [34] che λ dipende solamente dalle ampiezze di formazione della risonanza ψ'.

Il decadimento $\psi'\rightarrow J/\psi\pi\pi$ è supposto[5] in onda S, con il sistema $\pi\pi$ caratterizzato da $J^P=0^+$ e la J/ψ emessa in modo isotropo, che porta via tutto lo spin della ψ'. In questa ipotesi si deduce [34] che la distribuzione angolare dell'angolo dell'elettrone è la stessa del caso $\psi'\rightarrow e^+e^-$, ma nel sistema della J/ψ.

Calcoli teorici prevedono per λ valori come 0.59 [38] e 0.72 [39]; l'esperimento E760 ha misurato [22] $\lambda=(0.69\pm0.26)$.

La grande incertezza relativa con cui è noto il parametro λ ($\sim 40\%$) può far nascere il dubbio che il conseguente errore sulla misura di accettanza limiti fortemente il calcolo dei rapporti di decadimento. Infatti gli eventi $J/\psi\pi\pi$ costituiscono il 90% delle interazioni J/ψ inclusive ed hanno un ruolo determinante nella misura finale. In realtà nell'analisi effettuata in questa tesi il problema non sussiste. Infatti, poiché la distribuzione angolare dei canali $\psi'\rightarrow e^+e^-$ e $\psi'\rightarrow J/\psi\pi\pi$ è la stessa, una variazione di λ colpisce in maniera analoga tutte le accettanze e nei rapporti si fattorizza, provocando effetti inferiori alle altre fonti di errore.

Il processo $\psi'\rightarrow J/\psi\eta$ costituisce soltanto il 5% degli eventi $\psi'\rightarrow J/\psi$X. La sua distribuzione angolare è irrilevante ai fini dell'accettanza J/ψ inclusiva, ma acquista importanza nel calcolo dell'accettanza specifica del canale. La situazione è analoga al caso $J/\psi\pi\pi$, a meno del fatto che η ha parità dispari, mentre il sistema $\pi\pi$ è pari. Se ne deduce [34] [40] che la J/ψ viene emessa con distribuzione $1+\lambda cos^2\theta$ nel sistema della ψ' e gli elettroni con distribuzione $1+\frac{5}{4}\lambda-\lambda cos^2\theta^*$ nel sistema della J/ψ.

Per processi $\psi'\rightarrow\chi\gamma$ non è stata calcolata la distribuzione angolare ed, in fase di simulazione, si è utilizzata una distribuzione isotropa. Questo fatto non riguarda i rapporti di decadimento misurati, ma soltanto il canale per cui si è fatta una misura di controllo, descritta a pagina 81. L'unica conseguenza è che il rapporto tra l'accettanza del canale $\psi'\rightarrow J/\psi$X e $\psi'\rightarrow\chi\gamma$ è affetto da un errore sistematico superiore agli altri.

[5]Esistono conferme sperimentali di queste ipotesi [37][1].

4.3.3 Accettanza dei canali esclusivi

Con il metodo descritto nel paragrafo 4.3.1, sono stati simulati 2500000 eventi per ciascun canale, con la distribuzione angolare opportuna. Il parametro λ è stato considerato 0.69 e l'effetto del suo errore statistico è descritto a parte nel paragrafo 4.3.5. Per i processi $\psi' \to e^+e^-$, $\psi' \to J/\psi\pi\pi$, $\psi' \to J/\psi\eta$ e $\psi' \to J/\psi\pi^0$ sono state utilizzate le distribuzioni descritte nel paragrafo 4.3.2; per $\psi' \to \chi\gamma$ l'uniformità nello spazio delle fasi è la migliore ipotesi a priori per le distribuzioni sconosciute.

Dividendo il numero di eventi completamente in accettanza con massa invariante della coppia di elettroni superiore a 2.5 GeV per quello totale di eventi generati, si ottiene il prodotto dell'accettanza angolare per l'efficienza del taglio più severo su $\mathrm{M}(e^+e^-)$. Il secondo termine è stato incluso nella stima dell'accettanza angolare perché non può essere stimato sui dati (paragrafo 4.2.5). È importante non trascurarlo perché, agendo in maniera diversa sulle coppie di elettroni provenienti da una J/ψ o da una ψ', non si fattorizza nel calcolo del rapporto di decadimento $\psi' \to e^+e^-$.

Nella tabella 4.2 sono raccolti i risultati delle simulazioni effettuate per tre valori rappresentativi[6] del parametro λ. Nella prima parte della tabella 4.2 c'e il numero di eventi risultati in accettanza geometrica, tra i 2500000 simulati. Da questi dati sono state calcolate le accettanze dei canali esclusivi presenti nella prima parte della tabella 4.3 , insieme al loro errore statistico ed a quello sistematico provocato dall'incertezza su λ. L'errore statistico è stato valutato come nel paragrafo 4.2.2, ipotizzando cioè una distribuzione binomiale per i conteggi; quello sistematico scegliendo la massima distanza tra il valore centrale e gli estremi.

4.3.4 Accettanza del canale J/ψ inclusivo

In questo caso non è possibile utilizzare il metodo descritto nel paragrafo 4.3.3. Infatti la natura intrinsecamente mista degli eventi J/ψX ne impedisce la simulazione con il programma a disposizione. La composizione è ricavabile dai rapporti di decadimento presentati dal PDB 1996 [29]; in ordine decrescente:

[6] I valori provengono dalla misura di E760 [22] $\lambda = 0.69 \pm 0.23$. Sono stati scelti come rappresentativi il centrale e i due estremi. Nel fare ciò si è supposto che nella zona di incertezza di λ accettanze e rapporti di accettanza restino entro i valori calcolati per gli estremi.

$B(\psi'\to J/\psi X)$	$\simeq 0.57$	
$B(\psi'\to J/\psi\pi^+\pi^-)$	$\simeq 0.324$	$\simeq 56.8\%$ $B(\psi'\to J/\psi X)$
$B(\psi'\to J/\psi\pi^0\pi^0)$	$\simeq 0.184$	$\simeq 32.3$
$B(\psi'\to J/\psi\eta)$	$\simeq 0.027$	$\simeq 4.7$
$B(\psi'\to\chi_1\gamma)\times B(\chi_1\to J/\psi\gamma)$	$\simeq 0.023$	$\simeq 3.5$
$B(\psi'\to\chi_2\gamma)\times B(\chi_2\to J/\psi\gamma)$	$\simeq 0.0105$	$\simeq 1.8$
$B(\psi'\to J/\psi\pi^0)$	$\simeq 0.00097$	$\simeq 0.17$
$B(\psi'\to\chi_0\gamma)\times B(\chi_0\to J/\psi\gamma)$	$\simeq 0.0006$	$\simeq 0.11.$

Nell'89% dei casi la X è una coppia di pioni neutri (32%) o carichi (57%)[7]. Questo implica che le proprietà del canale J/ψ inclusivo sono adeguatamente descritte da una media di quelle dei canali $\psi'\to J/\psi\pi^0\pi^0$ e $\psi'\to J/\psi\pi^+\pi^-$, pesata dai rispettivi rapporti di decadimento ($B_{J/\psi\pi^0\pi^0}, B_{J/\psi\pi^+\pi^-}$).

Una stima del numero di eventi J/ψ inclusivi che hanno i due elettroni in accettanza è quindi la media pesata sui valori trovati nelle simulazioni $J/\psi\pi^+\pi^-$

$$N_{accJ/\psi} = \frac{B_{J/\psi\pi^+\pi^-}N^{\pi^+\pi^-}_{accJ/\psi} + B_{J/\psi\pi^0\pi^0}N^{\pi^0\pi^0}_{accJ/\psi}}{B_{J/\psi\pi^+\pi^-} + B_{J/\psi\pi^0\pi^0}} \tag{4.20}$$

Utilizzando per $N^{\pi^0\pi^0}_{J/\psi}$ e per $N^{\pi^+\pi^-}_{J/\psi}$ i valori nella seconda parte della tabella 4.2, si calcola l'accettanza e l'errore per il canale J/ψ inclusivo, con la formula di propagazione 4.16. Si ottiene

$$\alpha(J/\psi X) = 0.5160 \pm 0.0002_{stat} \pm 0.023_{sist}.$$

4.3.5 Rapporti al variare di λ

Nel calcolo della accettanze, è stato scelto il valore misurato dall'esperimento E760 (0.69) per il parametro λ della distribuzione angolare.

Per studiare l'effetto del grande errore percentuale (38%) di questa grandezza sulle accettanze e sui rapporti di decadimento, tutte le simulazioni e le stime di accettanze e rapporti sono state effettuate utilizzando sia il valore centrale di λ (0.69) che gli estremi (0.45, 0.95). Come errore sistematico sulle accettanze è

[7]Nel decadimento $p\bar{p}\to\psi'\to J/\psi\pi\pi$ la coppia di pioni viene emessa nello stato ad isospin definito, con $I=0$,

$$|I=0, I_3=0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(|i_3^I=1, i_3^{II}=-1\rangle - |i_3^I=0, i_3^{II}=0\rangle + |i_3^I=-1, i_3^{II}=1\rangle\right) \tag{4.19}$$

motivando così il fatto che il rapporto di decadimento del canale $\psi'\to\pi^+\pi^-$è circa il doppio del $\psi'\to\pi^0\pi^0$.

Canale	$\lambda = 0.43$	$\lambda = 0.69$	$\lambda = 0.95$
$\psi' \rightarrow$	N_{acc}		
$\chi_0\gamma$	759995	728084	700075
$\chi_1\gamma$	751878	720328	692303
$\chi_2\gamma$	742899	711598	683594
e^+e^-	1429548	1370435	1320567
$J/\psi\pi^0\pi^0$	333833	319791	307073
$J/\psi\eta$	1006155	1025871	1039269
$J/\psi\pi^+\pi^-$	865901	828648	796839
$J/\psi\pi^0$	824644	815349	803469
	$N_{acc\,J/\psi}$		
$J/\psi\pi^0\pi^0$	1348140	1290145	1239604
$J/\psi\pi^+\pi^-$	1348271	1289981	1240182

Tabella 4.2: Per tre valori diversi di λ (parametro delle distribuzioni angolari), simulando 2500000 eventi con il Montecarlo, sono stati stimati il numero di eventi completamente in accettanza N_{acc} ed il numero di eventi con almeno i due elettroni in accettanza $N_{acc\,J/\psi}$.

stata scelta la massima differenza tra quelle calcolate col valore centrale e con gli estremi. L'errore relativo sulle accettanze ha per quasi tutti i canali una componente sistematica del 4%, contro quella statistica che va dallo 0.057% per $\psi' \rightarrow e^+e^-$ allo 0.16% per $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$.

I risultati sono raccolti nella tabella 4.3. Per i canali $\psi' \rightarrow J/\psi\eta$ e $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^0$ la componente sistematica è un po' più bassa ($\sim 2\%$); si può osservare che questi sono i due canali che hanno distribuzione angolare diversa dagli altri.

Le grandezze usate nella misura a cui è finalizzata questa analisi non sono le accettanze assolute, bensì i rapporti R_α tra l'accettanza del canale J/ψ inclusivo e quelle dei canali esclusivi. Dai dati della tabella 4.2 , tali rapporti R_α sono stati direttamente calcolati, dividendo per il numero di eventi completamente in accettanza il numero di eventi con i due elettroni, ottenuto come media pesata secondo le modalità già descritte nel paragrafo 4.3.4:

$$R_\alpha = \frac{N_{accJ/\psi}}{N_{acc}} = \frac{B_{J/\psi\pi^+\pi^-} N^{\pi^+\pi^-}_{accJ/\psi} + B_{J/\psi\pi^0\pi^0} N^{\pi^0\pi^0}_{accJ/\psi}}{N_{acc}(B_{J/\psi\pi^+\pi^-} + B_{J/\psi\pi^0\pi^0})} \tag{4.21}$$

Si utilizza, al solito, la formula 4.14 per l'errore statistico e la 4.16 per quello sistematico dovuto ai rapporti di decadimento $B_{J/\psi\pi^+\pi^-}$ e $B_{J/\psi\pi^0\pi^0}$. L'errore sistematico dovuto al parametro λ è la massima distanza tra il valore centrale e gli estremi, come per le accettanze.

Canale	$\lambda = 0.43$	$\lambda = 0.69$	$\lambda = 0.95$		
$\psi' \to$	$\alpha \pm \sigma_{stat}$			$\sigma_{sist\ \lambda}$	$\sigma_{sist\ \lambda}/\alpha$
$\chi_0\gamma$	0.3040±0.0003	0.2912±0.0003	0.2800±0.0003	0.013	0.044
$\chi_1\gamma$	0.3008±0.0003	0.2881±0.0003	0.2769±0.0003	0.013	0.044
$\chi_2\gamma$	0.2972±0.0003	0.2846±0.0003	0.2734±0.0003	0.013	0.044
e^+e^-	0.5718±0.0003	0.5482±0.0003	0.5282±0.0003	0.024	0.043
$J/\psi\pi^0\pi^0$	0.1335±0.0002	0.1279±0.0002	0.1228±0.0002	0.006	0.044
$J/\psi\eta$	0.4025±0.0003	0.4103±0.0003	0.4157±0.0003	0.008	0.019
$J/\psi\pi^+\pi^-$	0.3464±0.0003	0.3315±0.0003	0.3187±0.0003	0.015	0.045
$J/\psi\pi^0$	0.3299±0.0003	0.3261±0.0003	0.3214±0.0003	0.005	0.015
$\chi\gamma$	0.2997±0.0003	0.2871±0.0003	0.2759±0.0003	0.013	0.044
J/ψX	0.5393±0.0002	0.5160±0.0002	0.4960±0.0002	0.023	0.045
	$R_\alpha \pm \sigma_{stat-sist\ B}$			$\sigma_{sist\ \lambda}$	σ_{sist}/R_α
$\chi_0\gamma$	1.7740±0.0019	1.7718±0.0019	1.7712±0.0020	0.0022	0.0012
$\chi_1\gamma$	1.7931±0.0019	1.7909±0.0020	1.7911±0.0020	0.0022	0.0012
$\chi_2\gamma$	1.8148±0.0019	1.8129±0.0020	1.8139±0.0021	0.0019	0.0011
e^+e^-	0.9431±0.0007	0.9413±0.0007	0.9390±0.0007	0.0024	0.0025
$J/\psi\pi^0\pi^0$	4.0386±0.0067	4.0340±0.0069	4.0380±0.0071	0.0046	0.0011
$J/\psi\eta$	1.3400±0.0012	1.2575±0.0011	1.1931±0.0011	0.0825	0.0656
$J/\psi\pi^+\pi^-$	1.5570±0.0015	1.5568±0.0016	1.5561±0.0016	0.0007	0.0004
$J/\psi\pi^0$	1.6349±0.0016	1.5822±0.0016	1.5433±0.0016	0.0527	0.0333
$\chi\gamma$	1.7993±0.0019	1.7971±0.0020	1.7976±0.0020	0.0021	0.0012

Tabella 4.3: Dai numeri contenuti nella tabella precedente e' stata calcolata per ciascun canale l'accettanza angolare α ed il rapporto R_α tra l'accettanza del canale J/ψ inclusivo e quella del canale considerato.

I risultati dei calcoli sono illustrati nella seconda parte della tabella 4.3. Si può notare che, contrariamente alle accettanze singole, il rapporto R_α è scarsamente influenzato dall'incertezza sul parametro λ. Infatti l'errore sistematico introdotto dal parametro è solo dello 0.1%, contrariamente al 4% sulle accettanze. Anche in questo caso i canali con diversa distribuzione angolare $\psi' \to J/\psi\eta$ e $\psi' \to J/\psi\pi^0$ si comportano in modo diverso.

4.4 La classificazione degli eventi

Riconosciuta la coppia di elettroni, è necessario decidere se proviene da fondo residuo, da un processo $\psi' \to e^+e^-$o da uno $\psi' \to J/\psi X \to e^+e^-X$. In quest'ultimo caso, si osservano le altre tracce segnalate dai rivelatori, per risalire, quando è possibile, alla natura di X e completare la classificazione degli eventi selezionati. Questi passi vengono realizzati usando fit cinematici e le informazioni sul numero di tracce associate all'evento.

4.4.1 Informazione temporale

L'elevata luminosità e il fatto che il fascio è continuo portano ad una probabilità del 10% circa di avere un altro evento entro il tempo di integrazione dei segnali del calorimetro ($\sim$ 150 ns). Trascurare questa eventualità favorirebbe l'associazione di tracce che si riferiscono ad eventi diversi. Inoltre eventuali interazioni estranee, che avvengano contemporaneamente o quasi all'evento selezionato dal trigger, aggiungono tracce spurie nel rivelatore. Tali tracce aggiuntive possono talvolta verificare le condizioni cinematiche richieste dalla selezione.

Per evitare questi problemi, tutti i blocchi del calorimetro sono letti anche da TDC che registrano il fronte di salita del segnale con una risoluzione di $\sim$ 3 ns. Un segnale di bassa energia non segnalato nel TDC risulta essere nel 99% dei casi un segnale "in tempo" di ampiezza troppo bassa rispetto alla soglia del TDC. Per questo nell'analisi descritta in questa tesi sono stati considerati tutti e soltanto i segnali non giudicati espressamente "fuori tempo".

4.4.2 Fit cinematici

I fit cinematici sono algoritmi che esprimono con un numero la compatibilità dei dati relativi ad un evento (energia e direzione delle tracce) con un'ipotesi cinematica prescelta. Lo stato finale del processo in considerazione è caratterizzato da un certo numero N di grandezze osservabili indipendenti $x_1, ..., x_N$, una parte delle quali (N_{mis}) viene misurata nel rivelatore con errore σ. Le variabili sono collegate tra loro da alcuni vincoli imposti dalla fisica coinvolta, come la conservazione del quadrimpulso totale e l'uguaglianza della massa di una particella con la massa invariante del sistema dei prodotti del suo decadimento.

Utilizzando i moltiplicatori di Lagrange nel metodo dei minimi quadrati, si cerca sull'ipersuperficie determinata dalle equazioni di vincolo il minimo della funzione χ^2. Il generico vincolo g si può esprimere con un'equazione $g(x_1, ..., x_N) = 0$, che contiene le N grandezze. L'algoritmo utilizza una parte di tali condizioni per stimare le variabili non misurate; quindi ricerca il minimo della funzione χ^2, così ridefinita in presenza di vincoli:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{mis}} \frac{(x_i - \overline{x_i})^2}{\sigma_i^2} + \sum_{k=1}^{N_{vinc}} \lambda_k g_k \tag{4.22}$$

al variare dei parametri $\overline{x_1}, ..., \overline{x_N}$ (valori veri) e $\lambda_1, ..., \lambda_{N_{vinc}}$ (pesi dei vincoli).

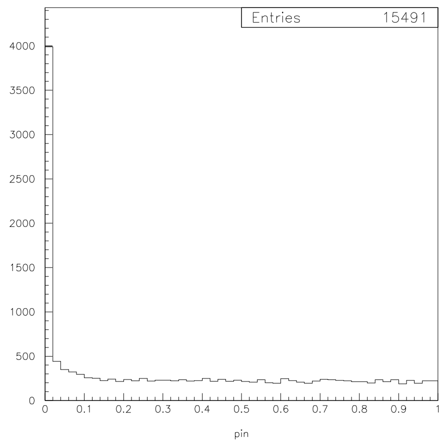

Figura 4.3: Distribuzione della probabilità del χ^2 calcolato dal fit cinematico nell'ipotesi di eventi $\psi' \to J/\psi$X. Si può vedere bene come tende molto rapidamente all'asintoto orizzontale.

Quando gli errori sulle misure sono gaussiani, il valore trovato χ^2_{min} segue una distribuzione di χ^2 per $\nu = N - (N_{vinc} - (N - N_{mis}))$ gradi di libertà[8]. Integrando tale distribuzione tra χ^2_{min} e $+\infty$ e dividendo per l'area totale si ricava la probabilità P_{χ^2} di trovare un χ^2 più grande e quindi un accordo peggiore. Su un campione di eventi del tipo ipotizzato, se gli errori fossero esattamente gaussiani ci si aspetterebbe una distribuzione piatta della probabilità P_{χ^2}. Con errori reali deve tendere ad un asintoto orizzontale per $P_{\chi^2} \to 1$. Se la varianza della gaussiana è sottostimata, ovvero la richiesta sulla distanza dal fit dei punti misurati è troppo forte, la distribuzione diminuisce continuamente anche ad alte probabilità; viceversa, se è sovrastimata scende fino ad un minimo e risale oltre l'asintoto, perché il fit giudica buono l'evento con troppa facilità.

Una descrizione più dettagliata dell'utilizzo del metodo dei minimi quadrati in presenza di vincoli si trova nel testo [41].

Nella fase di classificazione di ciascun evento, la probabilità del χ^2 viene calcolata per diversi tipi di decadimento e confrontata con opportune soglie. Quando l'esito è favorevole, l'evento riceve l'etichetta corrispondente all'ipotesi. La varianza della distribuzione gaussiana risulta ben scelta, a giudicare dall'andamento asintotico illustrato nella figura 4.3.

L'efficienza di un taglio $P_{\chi^2} > P_{cut}$ sulla probabilità del χ^2 dipende dalla forma della sua distribuzione. Se questa fosse piatta (errori esattamente gaussiani),

[8] I gradi di libertà corrispondono in effetti al numero di grandezze osservabili diminuito del numero di vincoli non utilizzati nella stima di quelle mancanti.

coinciderebbe con il valore $1-P_{cut}$. Nel caso reale, illustrato nella figura 4.3, risulta un po' meno, a causa dell'innalzamento della distribuzione in prossimità dello 0. Non disponendo di un modello adeguato per le distribuzioni di probabilità, è necessario misurare le efficienze di volta in volta su eventi reali o simulati.

Nulla impedisce ad un evento di superare più di una selezione. Questo fatto accade soprattutto per fit cinematici relativi a processi con prodotti finali uguali o simili, nel nostro caso i $\psi' \to ... \to e^+e^-\gamma\gamma$. Una scelta possibile è quella di tenere per ciascun evento soltanto il fit con probabilità maggiore, per rendere univoca la classificazione. Questo criterio, però, si priva di tutta l'informazione associata ai test superati meno brillantemente. In questo modo compie una scelta che dipende in maniera cruciale dall'accuratezza del calcolo delle probabilità e rischia grosse inefficienze nel caso dei canali "delicati" (con pochi eventi o sommersi da fondo). Per evitare questi problemi, si è scelto di mantenere tutte le etichette, considerando poi il contributo della sovrapposizione dei canali come descritto nel paragrafo 4.4.4.

4.4.3 Identificazione dei canali

Combinando l'informazione temporale e quella proveniente dai fit cinematici si giunge alla classificazione completa di $\sim$ 4500 su $\sim$ 15400 eventi con due elettroni. La maggior parte dei J/ψ inclusivi non classificati è costituita dai casi in cui almeno una particella (non elettrone) prodotta è uscita dall'accettanza del rivelatore e dagli eventi $J/\psi\pi^+\pi^-$, non trattati in questa analisi.

In generale per identificare ciascun canale è stato richiesto che il numero di cluster nel calorimetro centrale fosse quello atteso e che la probabilità del χ^2 del fit cinematico superasse una soglia opportuna. Questo valore è stato scelto per ciascun fit osservando l'effetto del taglio sui dati, al fine di ottimizzare il rapporto segnale/fondo. In particolare per i canali in $\chi\gamma$, $J/\psi\eta$ e $J/\psi\pi^0$, in cui i prodotti del decadimento sono due elettroni e due fotoni, si è cercato un compromesso tra l'efficienza nel riconoscimento degli eventi veri e la reiezione dell'elevato fondo interno.

Le efficienze delle selezioni sono state misurate sui dati quando la statistica lo ha reso possibile, cioè per i canali $\psi' \to e^+e^-$, $\psi' \to J/\psi$X e $\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0$. Negli altri casi è stato necessario ricorrere alle simulazioni Montecarlo, descritte nel paragrafo 4.3.1. Per verificare la validità di questa scelta, l'efficienza del fit al canale $\psi' \to e^+e^-$ e di quello[9] a $\chi_2 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$ è stata valutata sia sui dati che sulle simulazioni. Le misure sono risultate compatibili, giustificando pienamente l'utilizzo delle simulazioni. Per i canali $\psi' \to J/\psi\eta$, $\psi' \to \chi\gamma$ e $\psi' \to J/\psi\pi^0$, l'efficienza

[9] Anche se questo fit non è coinvolto direttamente nell'analisi condotta in questa tesi, il suo funzionamento è molto simile a quelli di tipo $\psi' \to ... \to e^+e^-\gamma\gamma$.

della selezione è stata quindi stimata su eventi simulati nel modo descritto nel paragrafo 4.3.1.

Il canale $\psi' \to e^+e^-$

Il fit cinematico al canale $\psi' \to e^+e^-$ viene calcolato sempre. L'unico vincolo fisico imposto è la conservazione del quadrimpulso totale.
Per classificare un evento come $\psi' \to e^+e^-$, si richiede la condizione

- $P_{\chi^2}(e^+e^-) > 10^{-4}$.

L'efficienza della selezione degli eventi e^+e^- esclusivi è stata calcolata su un campione di processi $J/\psi \to e^+e^-$ con 2 sole tracce, cariche, e candidati elettroni di "ottima" qualità ($EW(1) * EW(2) > 10$ ed $NNR(1) + NNR(2) > 7$). I dati sono presi all'energia di J/ψ (3097 MeV) invece che di ψ' (3686 MeV), perché si può selezionare un campione pulito più grande con meno fondo e, ai fini dell'efficienza del fit e^+e^- esclusivo, la scelta dello stato di partenza è irrilevante.
Su 7634 eventi del campione, 7530 hanno passato la selezione. L'efficienza misurata è quindi:

$$\epsilon(\psi' \to e^+e^-) = 0.986 \pm 0.001.$$

Il canale $\psi' \to J/\psi \mathbf{X} \to e^+e^-\mathbf{X}$

Il fit cinematico al canale $\psi' \to J/\psi \mathrm{X} \to e^+e^-\mathrm{X}$ viene eseguito sempre. L'unico vincolo richiesto è che la massa invariante dei due elettroni sia uguale alla massa dello stato J/ψ (3096.88 MeV).
Per classificare un evento come $\psi' \to J/\psi \mathrm{X}$, si richiede:

- $P_{\chi^2}(J/\psi X) > 10^{-2}$;
- $P_{\chi^2}(e^+e^-) < 10^{-4}$.

L'efficienza della selezione J/ψ inclusiva è stata calcolata su un campione di processi $\chi_2 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$, selezionato con i già descritti tagli sulla qualità degli elettroni e richiedendo 3 tracce di cui 2 cariche.
Su 1102 eventi, 1070 hanno superato la selezione J/ψ inclusiva. La sua efficienza risulta quindi

$$\epsilon(\psi' \to J/\psi X) = 0.971 \pm 0.005.$$

Il canale $\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0 \to e^+e^-\gamma\gamma\gamma\gamma$

Il fit cinematico $\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0 \to e^+e^-\gamma\gamma\gamma\gamma$ viene eseguito solo se l'evento è stato classificato J/ψ inclusivo, se ci sono almeno 6 cluster nel calorimetro centrale e se

ce ne sono meno di 8 in tempo. I vincoli sono la conservazione del quadrimpulso totale, la massa invariante dei due elettroni provenienti dalla J/ψ e la massa invariante di due coppie di fotoni uguale alla massa della particella π^0.
Per classificare un evento come $\psi' \to J/\psi \pi^0 \pi^0$, si richiede:

- $P_{\chi^2}(J/\psi \pi^0 \pi^0) > 10^{-6}$
- esattamente 6 cluster nel calorimetro centrale.

La selezione $J/\psi \pi^0 \pi^0$ è stata testata su un campione di dati ψ' selezionato con i tagli sulla qualità degli elettroni e sul numero di tracce (6 di cui 2 cariche).
Su 143 eventi, 125 sono stati riconosciuti. L'efficienza della selezione è

$$\epsilon(\psi' \to J/\psi \pi^0 \pi^0) = 0.874 \pm 0.028.$$

Il canale $\psi' \to J/\psi \eta \to e^+ e^- \gamma\gamma$

Il fit cinematico $\psi' \to J/\psi \eta \to e^+ e^- \gamma\gamma$ viene eseguito se l'evento è stato classificato J/ψ inclusivo, se ci sono almeno 4 cluster nel calorimetro centrale e se ce ne sono meno di 6 in tempo. I vincoli sono la conservazione del quadrimpulso totale, la massa invariante dei due elettroni provenienti dalla J/ψ e quella dei due fotoni in cui decade la particella η.
Per classificare un evento come $\psi' \to J/\psi \eta$, si richiede:

- $P_{\chi^2}(J/\psi \eta) > 10^{-2}$
- esattamente 4 cluster nel calorimetro centrale.

Il taglio sul fit è pesante, ma necessario per abbattere il fondo interno generato dagli eventi $J/\psi \pi^0 \pi^0 \to e^+ e^- \gamma\gamma\gamma\gamma$ in cui solo due fotoni sono stati avvistati.
L'efficienza è stata calcolata su un campione di eventi simulati, completamente in accettanza, selezionato con tagli topologici sul numero di clusters. In questo caso non sono stati necessari i tagli sulla qualità degli elettroni perché non c'era fondo da rigettare.

Il canale $\psi' \to J/\psi \pi^0 \to e^+ e^- \gamma\gamma$

Il trattamento per il canale $\psi' \to J/\psi \pi^0$ ricalca quello usato per $\psi' \to J/\psi \eta$, sostituendo tutti i parametri di η con quelli di π^0. La condizione richiesta sul fit cinematico è:

- $P_{\chi^2}(J/\psi \pi^0) > 10^{-2}$.

Canale	N_{tot}	N_{cut}	$\epsilon \pm \sigma_\epsilon$
$\psi'\to e^+e^-$	7634	7530	0.986±0.001
$\psi'\to J/\psi X$	1102	1070	0.971±0.005
$\psi'\to J/\psi\pi^0\pi^0$	143	125	0.874±0.028
$\psi'\to\chi_0\gamma$	28380	21824	0.769±0.003
$\psi'\to\chi_1\gamma$	28208	23344	0.828±0.002
$\psi'\to\chi_2\gamma$	27924	22954	0.822±0.002
$\psi'\to J/\psi\eta$	37011	34685	0.937±0.001
$\psi'\to J/\psi\pi^0$	28544	25798	0.904±0.002

Tabella 4.4: Efficienza per ciascun canale della classificazione degli eventi. La linea orizzontale separa i canali per cui e' stata possibile la misura sui dati da quelli che hanno richiesto l'uso delle simulazioni.

Il canale $\psi'\to\chi\gamma\to J/\psi\gamma\gamma\to e^+e^-\gamma\gamma$

Nelle stesse condizioni descritte per il canale $\psi'\to J/\psi\eta$, vengono calcolati i tre fit cinematici $\psi'\to\chi\gamma\to J/\psi\gamma\gamma\to e^+e^-\gamma\gamma$, in corrispondenza degli stati χ_0, χ_1 e χ_2. I vincoli sono la conservazione del quadrimpulso totale, la massa invariante del sistema $J/\psi\gamma$ uguale alla massa dello stato χ corrispondente (χ_0 3415 MeV, χ_1 3510.5 MeV, χ_2 3556.2 MeV) e la massa invariante dei due elettroni provenienti dalla J/ψ. poiché l'esperimento E835 non possiede la risoluzione necessaria per separare in energia le tre risonanze, si considera soltanto la maggiore delle probabilità ottenute dai tre fit.
Per classificare un evento come $\psi'\to\chi\gamma$, si richiede:

- $P_{\chi^2}(\chi\gamma) > 10^{-1}$
- esattamente 4 cluster nel calorimetro centrale.

Le considerazioni sul taglio e sull'efficienza sono le stesse fatte per il canale $\psi'\to J/\psi\eta$.

Le efficienze, valutate per ciascun canale su dati veri o su simulazioni, sono raccolte nella tabella 4.4. La selezione descritta ha classificato i dati a disposizione fornendo i risultati nella tabella 4.5.

4.4.4 Stima fondo interno

Il fondo interno è provocato da altri decadimenti della risonanza, diversi da quello considerato ma sufficientemente simili da confonderli a livello di classificazione.

	$J/\psi X$	$\chi\gamma$	e^+e^-	$J/\psi\pi^0\pi^0$	$J/\psi\eta$	$J/\psi\pi^0$
stack 2	1806	73	506	133	30	19
stack 3	1255	76	344	80	22	16
stack 4	1501	89	340	113	33	12
stack 5	1279	73	332	84	26	7
stack 6	1608	72	396	100	32	9
stack 8	298	18	59	15	4	2
stack 9	2215	125	557	140	40	18
stack 10	1567	96	355	110	32	12
totale	11529	622	2889	775	219	95

Tabella 4.5: Risultati della selezione sui dati, prima dello studio del fondo. Il primo ed il settimo stack non sono utilizzati nella misura per motivi descritti nel testo.

Nel nostro caso il fenomeno è molto evidente per i canali che hanno come prodotti due elettroni e due fotoni. Ci sono tre canali distinti, con rapporti di decadimento abbastanza piccoli, che nello stato finale hanno le stesse particelle:

$$\psi' \to J/\psi\eta \to e^+e^-\gamma\gamma$$
$$\psi' \to J/\psi\pi^0 \to e^+e^-\gamma\gamma$$
$$\psi' \to \chi\gamma \to J/\psi\gamma\gamma \to e^+e^-\gamma\gamma$$

e possono sovrapporsi facilmente. L'effetto più marcato, però, è quello del canale $\psi'\to J/\psi\pi^0\pi^0\to e^+e^-\gamma\gamma\gamma\gamma$. Se tutti i quattro fotoni vengono visti dal calorimetro, il problema non sussiste; infatti la sovrapposizione con i canali con due fotoni viene evitata dal taglio sul numero esatto di cluster fatto all'ultima selezione. Se però solo due dei quattro fotoni sono in accettanza, i due che rimangono possono avere in qualche caso la cinematica dei canali $e^+e^-\gamma\gamma$. Questo effetto è molto favorito dal fatto che il decadimento $\psi'\to J/\psi\pi^0\pi^0$ è un terzo dei J/ψ inclusivi e dal fatto che le 6 particelle stabili prodotte difficilmente rimangono tutte in accettanza.

Per stimare il fondo interno, tutti i canali con due elettroni sono stati simulati. 100000 eventi di ogni tipo sono stati sottoposti alla selezione descritta nel paragrafo 4.4.3, producendo i risultati in tabella 4.6. A partire da questi, è stato stimato il numero di eventi da sottrarre ai dati selezionati. Si vede chiaramente come i fit con due fotoni ($\chi\gamma$, $J/\psi\eta$ e $J/\psi\pi^0$) si sovrappongono tra loro e risentono del canale $J/\psi\pi^0\pi^0$, mentre i fit e^+e^- e $J/\psi\pi^0\pi^0$ sono praticamente indisturbati dagli altri.

Il problema della sottrazione del fondo interno si può ricondurre ad uno più generale.

	$J/\psi X$	$\chi\gamma$	e^+e^-	$J/\psi\pi^0\pi^0$	$J/\psi\eta$	$J/\psi\pi^0$
$\psi'\to\chi_0\gamma$	49663	26430	280	0	3377	1434
$\psi'\to\chi_1\gamma$	49458	27080	175	0	2058	2803
$\psi'\to\chi_2\gamma$	49157	26779	202	0	322	5305
$\psi'\to e^+e^-$	654	0	54091	0	0	0
$\psi'\to J/\psi\pi^0\pi^0$	50527	728	280	12395	227	74
$\psi'\to J/\psi\eta$	63662	28835	503	0	39782	8
$\psi'\to J/\psi\pi^+\pi^-$	50350	118	185	0	0	88
$\psi'\to J/\psi\pi^0$	59758	24573	216	0	0	32121

Tabella 4.6: Risultati della selezione su 100000 eventi simulati, per ciascun canale contenente una coppia e^+e^-.

Si intende classificare, con un metodo non infallibile, un insieme misto di elementi appartenenti a tre categorie X, Y e Z. Un elemento può ricevere più di un'etichetta. Sono note le probabilità con cui un elemento di ciascuna categoria viene etichettato nei tre modi possibili e le percentuali di composizione dell'insieme. Si vuole stimare quante volte è stato erroneamente chiamato X un elemento di tipo diverso. Se si definiscono

- N il numero di elementi nell'insieme
- N_X^Y il numero di elementi Y chiamati per errore X
- $P_X(Y)$ la probabilità di chiamare X un elemento di tipo Y
- $B(X)$ la percentuale di X nell'insieme

allora, assegnando l'etichetta X, ci si sbaglierà un numero di volte

$$\begin{aligned} N_X^{\overline{X}} &= N_X^Y + N_X^Z = \\ &= P_X(Y)\cdot B(Y)\cdot N + P_X(Z)\cdot B(Z)\cdot N = \\ &= N(P_X(Y)B(Y) + P_X(Z)B(Z)), \end{aligned} \tag{4.23}$$

ovvero gli "Y" dell'insieme, che sono $B(Y)\cdot N$, verranno chiamati "X" un numero $P_X(Y)\cdot B(Y)\cdot N$ di volte; analoga sorte tocca agli "Z".

Il ragionamento si applica alla stima del fondo interno con le seguenti assegnazioni:

- N è il numero di eventi reali che hanno passato la selezione J/ψ inclusiva;
- N_X^Y è la miglior stima teorica per il numero di eventi reali che passano la selezione X pur essendo di tipo Y;

	$J/\psi X$	$\chi\gamma$		e^+e^-		$J/\psi\pi^0\pi^0$		$J/\psi\eta$		$J/\psi\pi^0$	
stack 2	1806	46	(27)	498	(8)	133	(0)	24	(6)	8	(11)
stack 3	1255	57	(19)	339	(5)	80	(0)	18	(4)	9	(7)
stack 4	1501	67	(22)	334	(6)	113	(0)	28	(5)	3	(9)
stack 5	1279	54	(19)	327	(5)	84	(0)	22	(4)	0	(7)
stack 6	1608	48	(24)	389	(7)	100	(0)	27	(5)	0	(9)
stack 8	298	14	(4)	58	(1)	15	(0)	3	(1)	0	(2)
stack 9	2215	92	(33)	548	(9)	140	(0)	33	(7)	5	(13)
stack 10	1567	73	(23)	348	(7)	110	(0)	27	(5)	3	(9)
totale	11529	451	(173)	2841	(49)	775	(0)	182	(39)	28	(67)

Tabella 4.7: Risultati della selezione sui dati, cui e' stato sottratto il fondo interno (tra parentesi).

- $P_X(Y)$ è il rapporto tra il numero di eventi simulati che hanno passato la selezione di tipo X pur essendo di tipo Y ed N;
- $B(X)$ è il rapporto di decadimento del canale X diviso quello di $\psi'\to J/\psi$X.

Nel fare ciò, supponiamo di non avere fondo sugli eventi J/ψ inclusivi. L'ipotesi regge perché l'unico canale con due elettroni non J/ψ inclusivo è $\psi'\to e^+e^-$, che ha un rapporto di decadimento molto più piccolo di $\psi'\to J/\psi$X ($\sim 1\%$) e viene etichettato J/ψX solo nello 0.7% dei casi, con un effetto complessivo totalmente trascurabile. Con questo metodo si ottengono i risultati illustrati in tabella 4.7.

4.4.5 Stima del fondo non risonante

Il fondo dovuto a interazioni estranee alla formazione della risonanza ψ' e contenenti, tra i loro prodotti, una coppia di elettroni che passi la selezione, è molto basso. Nella figura 4.4 si può osservare come viene rigettato efficientemente dai vari strati di filtraggio. Si è voluto comunque stimare il suo contributo per poterlo sottrarre agli eventi selezionati.

Come campione di fondo sono stati utilizzati 22600 nb^{-1} di dati acquisiti nella regione3600 $\div$ 3660 MeV. I risultati della selezione applicata al fondo, scalati per la luminosità accumulata in ogni stack, sono stati sottratti ai dati che hanno passato la selezione e la correzione per il fondo interno.

Il risultato finale della classificazione è mostrato nella tabella 4.8. Per stimare l'errore statistico sui numeri trovati, si è fatta l'ipotesi che il numero di eventi $\psi'\to e^+e^-$ e $\psi'\to J/\psi$X siano distribuiti secondo Poisson. Per i canali che contengono la J/ψ, invece, poiché per calcolare il fit specifico devono essere stati

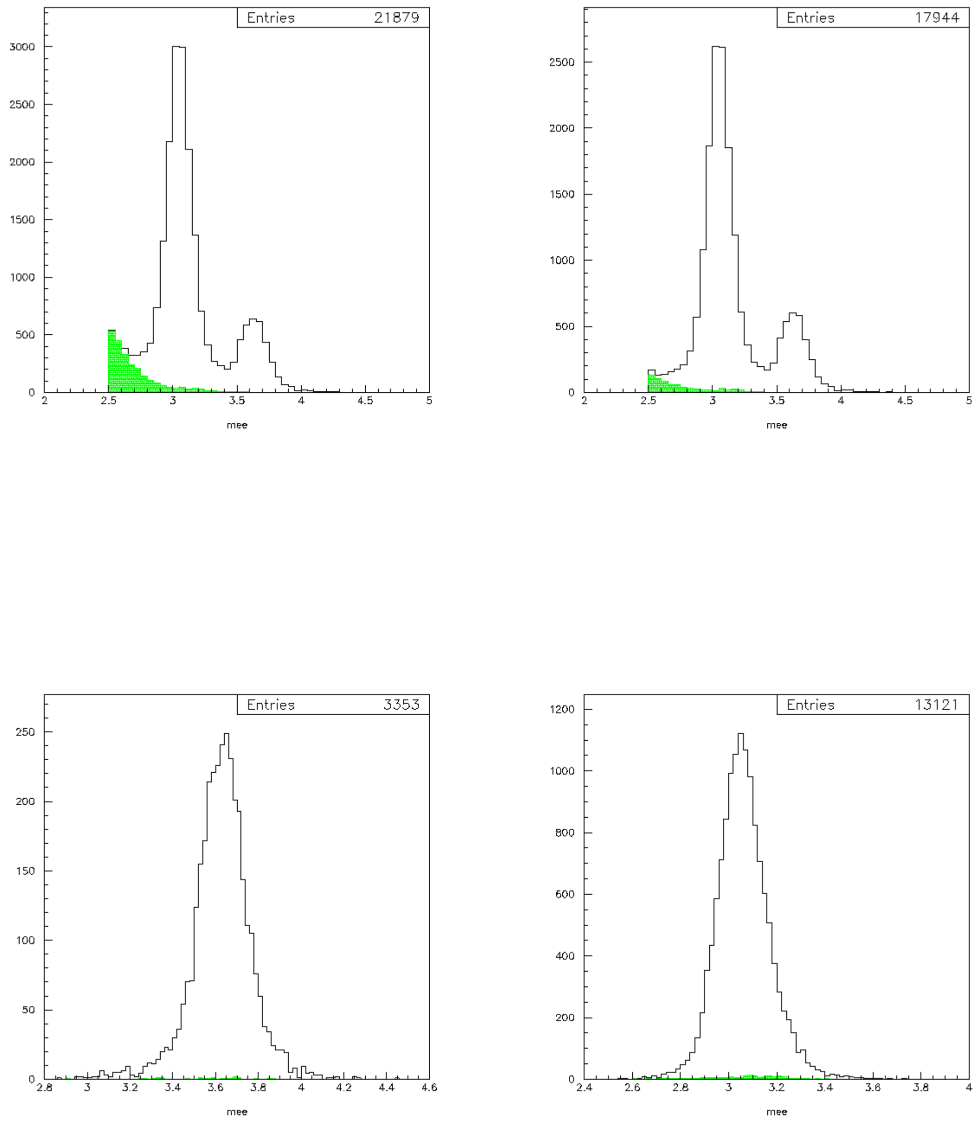

Figura 4.4: Il fondo, già basso in partenza per le coppie di elettroni provenienti dalla J/ψ, viene ulteriormente rigettato attraverso la selezione preliminare (in alto a sinistra) ed il taglio sugli indicatori di qualità EW e NNR (in alto a destra); la classificazione lo riduce definitivamente, come si vede in basso a sinistra per gli eventi J/ψX e a destra per gli e^+e^-. I risultati della selezione applicata al fondo sono stati scalati alla luminosità di ψ' a disposizione ($\sim 10300\ nb^{-1}$).

	$J/\psi X$		$\chi\gamma$		e^+e^-		$J/\psi\pi^0\pi^0$		$J/\psi\eta$		$J/\psi\pi^0$	
stack 2	1783	(23)	43	(3)	497	(1)	133	(0)	24	(0)	5	(3)
stack 3	1229	(26)	54	(3)	337	(2)	80	(0)	18	(0)	6	(3)
stack 4	1481	(20)	65	(2)	333	(1)	113	(0)	28	(0)	0	(3)
stack 5	1259	(20)	52	(2)	326	(1)	84	(0)	22	(0)	0	(3)
stack 6	1584	(24)	45	(3)	388	(1)	100	(0)	27	(0)	0	(3)
stack 8	284	(14)	12	(2)	57	(1)	15	(0)	3	(0)	0	(2)
stack 9	2189	(26)	89	(3)	546	(2)	140	(0)	33	(0)	1	(4)
stack 10	1534	(33)	69	(4)	346	(2)	110	(0)	27	(0)	0	(4)
totale	11343	(186)	429	(23)	2830	(12)	775	(3)	182	(0)	12	(25)

Tabella 4.8: Risultati della selezione sui dati, cui e' stato sottratto il fondo interno e quello non risonante (tra parentesi).

classificati come eventi J/ψX, allora si può usare la distribuzione binomiale con $N^{J/\psi X}$ come N_{tot} e N^C come N_{cut}. Utilizzando la relazione 4.15, si ottiene

$$\frac{\sigma_{N^C}}{N^C} = \sqrt{\frac{1}{N^C} - \frac{1}{N^{J/\psi X}}}. \tag{4.24}$$

4.5 Calcolo dei rapporti di decadimento

Una volta calcolati il numero di eventi classificati, le accettanze e le efficienze, si possono calcolare i rapporti di decadimento con la formula 4.2.

4.5.1 Riepilogo

Dai dati e dalle simulazioni sono state estratte per ciascun canale di decadimento le seguenti informazioni:

- l'efficienza del trigger
- il rapporto tra l'accettanza del canale $\psi'\to J/\psi$X e quella del canale considerato
- il numero di eventi osservati dall'esperimento
- l'efficienza della selezione.

Le grandezze coinvolte nella misura finale sono raccolte nella tabella 4.9.

	$J/\psi X$	$\chi\gamma$	e^+e^-	$J/\psi\pi^0\pi^0$	$J/\psi\eta$	$J/\psi\pi^0$
Numero di eventi osservati dall'esperimento E835						
stack 2	1783	43	497	133	24	5
stack 3	1229	54	337	80	18	6
stack 4	1481	65	333	113	28	0
stack 5	1259	52	326	84	22	0
stack 6	1584	45	388	100	27	0
stack 8	284	12	57	15	3	0
stack 9	2189	89	546	140	33	1
stack 10	1534	69	346	110	27	0
totale	11343	429	2830	775	182	12
Efficienza del trigger e della selezione						
ϵ_{trig}	0.87	0.89	0.90	0.88	0.89	0.89
ϵ_{sel}	0.971	0.826	0.986	0.87	0.937	0.904
Rapporti tra accettanze						
R_α	1.	1.797	0.941	4.034	1.26	1.58

Tabella 4.9: Riepilogo delle grandezze misurate per calcolare i rapporti di decadimento. Gli errori sono riportati nelle tabelle precedenti.

4.5.2 Misura finale dei rapporti di decadimento

La formula 4.3 può essere così esplicitata nei suoi termini:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\alpha_1\ \epsilon_1 B_{out1}}{\alpha_2\ \epsilon_2 B_{out2}} = \frac{[\alpha\ \epsilon_{trig}\ \epsilon_{ewdst}\ \epsilon_{M(e^+e^-)}\ \epsilon_{ew-nnr}\ \epsilon_{fit}\ B_{out}]_1}{[\alpha\ \epsilon_{trig}\ \epsilon_{ewdst}\ \epsilon_{M(e^+e^-)}\ \epsilon_{ew-nnr}\ \epsilon_{fit}\ B_{out}]_2} \tag{4.25}$$

I simboli relativi all'efficienza si riferiscono:

- ϵ_{trig} : capacità del trigger di riconoscere una coppia di elettroni;
- ϵ_{ewdst} : selezione precedente a questa analisi;
- $\epsilon_{M(e^+e^-)}$: condizione sulla massa invariante degli elettroni;
- ϵ_{ew-nnr} : taglio combinato sulle grandezze EW ed NNR;
- ϵ_{fit} : probabilità per il fit di riconoscere un evento in accettanza.

I contributi ϵ_{ewdst} ed ϵ_{ew-nnr} non dipendono dal canale[10]. La 4.25 diventa allora:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{[\alpha\ \epsilon_{M(e^+e^-)}\ \epsilon_{trig}\ \ \epsilon_{fit}\ B_{out}]_1}{[\alpha\ \epsilon_{M(e^+e^-)}\ \epsilon_{trig}\ \ \epsilon_{fit}\ B_{out}]_2} \tag{4.26}$$

[10]Questa affermazione è stata verificata sui canali di decadimento $\chi_2 \to e^+e^-\gamma$ e $\psi' \to e^+e^-$.

Per il canale $\psi' \to e^+e^-$ si ottiene quindi:

$$B(\psi' \to e^+e^-) = \frac{\left[\alpha\ \epsilon_{M(e^+e^-)}\ \epsilon_{trig}\ \epsilon_{fit}\right]_{J/\psi X}}{\left[\alpha\ \epsilon_{M(e^+e^-)}\ \epsilon_{trig}\ \epsilon_{fit}\right]_{e^+e^-}} \times\ B(\psi' \to J/\psi X)\ B(J/\psi \to e^+e^-) \times \frac{N_{e^+e^-}}{N_{J/\psi X}} \tag{4.27}$$

Per il canale $\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0$, invece, si ottiene :

$$B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0) = \frac{\left[\alpha\ \epsilon_{M(e^+e^-)}\ \epsilon_{trig}\right]_{J/\psi X}}{\left[\alpha\ \epsilon_{M(e^+e^-)}\ \epsilon_{trig}\ \epsilon_{fit}\right]_{J/\psi\pi^0\pi^0}} \times \frac{B(\psi' \to J/\psi X)}{B^2(\pi^0 \to \gamma\gamma)} \times \frac{N_{J/\psi\pi^0\pi^0}}{N_{J/\psi X}} \tag{4.28}$$

Tutti gli altri canali J/ψ inclusivi si comportano analogamente a $\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0$, a partire dalle equazioni 4.4-4.5.

Nel calcolo finale sono stati utilizzati i valori citati nella tabella di riepilogo 4.9, con i relativi errori statistici e sistematici, ed i seguenti rapporti ben noti dalla letteratura [29]:

$$B(\psi' \to J/\psi X) = (57 \pm 4) \cdot 10^{-2}$$
$$B(J/\psi \to e^+e^-) = (6.02 \pm 0.19) \cdot 10^{-2}$$

Le componenti sistematiche dell'errore derivano dai risultati di altri esperimenti utilizzati nell'analisi: λ [22], B($\psi' \to J/\psi$X) [29] e B($J/\psi \to e^+e^-$) [29]. A rigore, anche una parte delle incertezze sull'efficienza di trigger, e sull'accettanza del canale J/ψX è sistematica, perché tali grandezze sono ottenute come medie pesate dai rapporti di decadimento B($\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$) e B($\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0$), da [29]. Tutti i contributi sono stati sommati secondo la regola generale di propagazione. Non sono state considerate le imprecisioni interne alla simulazione Montecarlo.

Le componenti statistiche, invece, sono legate alla natura binomiale delle grandezze alla base delle stime di efficienza ed accettanza e a quella poissoniana/binomiale dei risultati della classificazione. I diversi contributi sono stati quindi sommati in quadratura, perché indipendenti.

I risultati del calcolo finale sono raccolti nelle tabelle 4.10 e 4.11. Dai valori ottenuti su ciascuno stack, è stata ricavata la media, pesata dall'errore,

$$\overline{B} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{stack}} \frac{B_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^{N_{stack}} \frac{1}{\sigma_i^2}}. \tag{4.29}$$

	e^+e^-	$J/\psi\pi^0\pi^0$	$J/\psi\eta$
stack 2	$(8.7\pm0.5\pm0.9)\cdot10^{-3}$	$(21.6\pm2.1\pm1.5)\cdot10^{-2}$	$(2.5\pm0.5\pm0.3)\cdot10^{-2}$
stack 3	$(8.6\pm0.5\pm0.9)\cdot10^{-3}$	$(18.9\pm2.2\pm1.3)\cdot10^{-2}$	$(2.7\pm0.6\pm0.4)\cdot10^{-2}$
stack 4	$(7.0\pm0.4\pm0.7)\cdot10^{-3}$	$(22.1\pm2.3\pm1.6)\cdot10^{-2}$	$(3.5\pm0.7\pm0.5)\cdot10^{-2}$
stack 5	$(8.1\pm0.5\pm0.8)\cdot10^{-3}$	$(19.3\pm2.2\pm1.4)\cdot10^{-2}$	$(3.3\pm0.7\pm0.4)\cdot10^{-2}$
stack 6	$(7.6\pm0.4\pm0.8)\cdot10^{-3}$	$(18.3\pm2.0\pm1.3)\cdot10^{-2}$	$(3.2\pm0.6\pm0.4)\cdot10^{-2}$
stack 8	$(6.3\pm0.9\pm0.7)\cdot10^{-3}$	$(15.3\pm4.0\pm1.1)\cdot10^{-2}$	$(2.0\pm1.1\pm0.3)\cdot10^{-2}$
stack 9	$(7.8\pm0.4\pm0.8)\cdot10^{-3}$	$(18.5\pm1.7\pm1.3)\cdot10^{-2}$	$(2.8\pm0.5\pm0.4)\cdot10^{-2}$
stack 10	$(7.0\pm0.4\pm0.7)\cdot10^{-3}$	$(20.8\pm2.1\pm1.5)\cdot10^{-2}$	$(3.3\pm0.6\pm0.4)\cdot10^{-2}$
media pesata	$(7.8\pm0.2\pm0.8)\cdot10^{-3}$	$(19.8\pm1.1\pm1.4)\cdot10^{-2}$	$(3.0\pm0.2\pm0.4)\cdot10^{-2}$

Tabella 4.10: Misura dei rapporti di decadimento per i canali e^+e^-, $J/\psi\pi^0\pi^0$ e $J/\psi\eta$.

	$\chi\gamma$	$J/\psi\pi^0$
stack 2	$(2.9\pm0.4\pm0.2)\cdot10^{-2}$	$(2.7\pm3.0\pm0.2)\cdot10^{-3}$
stack 3	$(5.2\pm0.7\pm0.4)\cdot10^{-2}$	$(4.7\pm3.1\pm0.4)\cdot10^{-3}$
stack 4	$(5.2\pm0.7\pm0.4)\cdot10^{-2}$	
stack 5	$(4.9\pm0.7\pm0.3)\cdot10^{-2}$	
stack 6	$(3.4\pm0.5\pm0.2)\cdot10^{-2}$	
stack 8	$(5.0\pm1.5\pm0.4)\cdot10^{-2}$	
stack 9	$(4.9\pm0.5\pm0.3)\cdot10^{-2}$	$(0.4\pm5.5\pm0.0)\cdot10^{-3}$
stack 10	$(5.4\pm0.7\pm0.4)\cdot10^{-2}$	
media pesata	$(4.5\pm0.2\pm0.3)\cdot10^{-2}$	$(1.0\pm1.8\pm0.1)\cdot10^{-3}$

Tabella 4.11: Misura dei rapporti di decadimento per i canali $\chi\gamma$ e $J/\psi\pi^0\pi^0$. Le caselle vuote indicano che nessun evento e' stato classificato nel canale corrispondente.

Le misure ottenute sono:

$$
\begin{aligned}
&B(\psi' \to e^+e^-) = (7.8 \pm 0.2_{stat} \pm 0.8_{sist}) \cdot 10^{-3} \\
&B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0) = (19.8 \pm 1.1_{stat} \pm 1.4_{sist}) \cdot 10^{-2} \\
&B(\psi' \to J/\psi\eta) = (3.0 \pm 0.2_{stat} \pm 0.4_{sist}) \cdot 10^{-2} \\
&B(\psi' \to J/\psi\pi^0) = (1.0 \pm 1.8_{stat} \pm 0.1_{sist}) \cdot 10^{-3} \\
&\sum_{i=1,2,3} B(\psi' \to \chi_i\gamma)B(\chi_i \to J/\psi\gamma) = (4.5 \pm 0.2_{stat} \pm 0.3_{sist}) \cdot 10^{-2}
\end{aligned}
$$

	E835 (Risultati)	*PDG*
$B(\psi' \to e^+e^-) \times 10^{-3}$	$7.8 \pm 0.2_{stat} \pm 0.8_{sist}$	8.8 ± 1.3
$B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0) \times 10^{-2}$	$19.8 \pm 1.1_{stat} \pm 1.4_{sist}$	18.4 ± 2.7
$B(\psi' \to J/\psi\eta) \times 10^{-2}$	$3.0 \pm 0.2_{stat} \pm 0.4_{sist}$	2.7 ± 0.4
$B(\psi' \to J/\psi\pi^0) \times 10^{-3}$	$1.0 \pm 0.3_{stat} \pm 0.1_{sist}$	0.97 ± 0.21
$\sum_{i=1,2,3} B(\psi' \to \chi_i\gamma)B(\chi_i \to J/\psi\gamma) \times 10^{-2}$	$4.5 \pm 0.2_{stat} \pm 0.3_{sist}$	3.5 ± 0.3

Tabella 4.12: Confronto tra valori del PDG ed i risultati di questa tesi.

La fonte più attendibile per un confronto con precedenti risultati è la tavola "$c\bar{c}$ mesons" del "Review of Particle Properties" [29]. Le sue stime sono:

$$
\begin{aligned}
B(\psi' \to e^+e^-) &= (8.8 \pm 1.3) \cdot 10^{-3} \\
B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0) &= (18.4 \pm 2.7) \cdot 10^{-2} \\
B(\psi' \to J/\psi\eta) &= (2.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-2} \\
B(\psi' \to J/\psi\pi^0) &= (9.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-4} \\
B(\psi' \to \chi_0\gamma) &= (9.3 \pm 0.8) \cdot 10^{-2} \\
B(\psi' \to \chi_1\gamma) &= (8.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-2} \\
B(\psi' \to \chi_2\gamma) &= (7.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-2} \\
B(\chi_0 \to J/\psi\gamma) &= (6.6 \pm 1.8) \cdot 10^{-3} \\
B(\chi_1 \to J/\psi\gamma) &= (27.3 \pm 1.6) \cdot 10^{-2} \\
B(\chi_2 \to J/\psi\gamma) &= (13.5 \pm 1.1) \cdot 10^{-2}
\end{aligned}
$$

e sono state ricavate per interpolazione dei risultati di tutti gli esperimenti che se ne sono occupati.

I risultati ottenuti per i rapporti $B(\psi' \to e^+e^-)$ e $B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0)$ sono compatibili con i valori forniti dal PDG (in tabella 4.12) e migliorano di poco la precisione con cui queste grandezze sono note dalle precedenti misure. L'errore relativo diminuisce:

$$
\begin{array}{lccc}
\frac{\sigma_B}{B}(\psi' \to e^+e^-) & 14.6\% & \to & 12.8\% \\
\frac{\sigma_B}{B}(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0) & 14.7\% & \to & 12.6\%
\end{array}
$$

Questi canali sono facilmente estraibili dal fondo e hanno rapporti di decadimento piuttosto alti. Per questo motivo l'analisi condotta ne ottiene una buona misura. I risultati sono limitati principalmente dall'errore sistematico sul rapporto $B(\psi' \to J/\psi X)$.

La misura di $B(\psi' \to J/\psi\eta)$ è significativa, compatibile con il valore del PDG. La precisione è simile a quella delle misure precedenti.

Nel caso del canale $\psi' \to J/\psi\pi^0$ il fondo combinatorio, la bassa statistica e l'incertezza sulle distribuzioni angolari portano inevitabilmente a grossi errori. Il risultato ottenuto è comunque compatibile con i valori forniti dal PDG.

Nel paragrafo 4.1, a pagina 81, è già stato spiegato il motivo per cui non si può misurare il rapporto $B(\psi' \to \chi\gamma)$. Inoltre l'accettanza angolare calcolata per questo canale non tiene conto della sua distribuzione angolare. Per questo motivo l'errore sulla misura di $\sum_{i=1,2,3} B(\psi' \to \chi_i\gamma)B(\chi_i \to J/\psi\gamma)$ è in realtà più grande di quello ricavato dalla semplice propagazione degli errori. Quindi il risultato ottenuto è compatibile col valore calcolato dai numeri del PDG e conferma la validità dell'analisi eseguita.

4.5.3 Precedenti risultati

Altre collaborazioni hanno fornito misure dei rapporti di decadimento considerati dai dati raccolti in diversi esperimenti. Tra questi:

- [42] [43] in DESY-140 ed in DESY-75-37, acceleratore DESY-DORIS 1976-1977, rivelatori DASP, PLUTO (1975);
- [44][45] in SLAC-SP-017 (Mark I), acceleratore SLAC-SPEAR, rivelatore MARK I, 1973-1976;
- [46] in SLAC-SP-029 (Mark II), acceleratore SLAC-SPEAR, rivelatore MARK II, 1976-1979;
- [47] in SLAC-SP-024 (SPEAR2), acceleratore SLAC-SPEAR, rivelatore Crystal-Ball, 1975-1979;
- [40] in FNAL-760 (E760), acceleratore FNAL 1985-1992, predecessore di E835.

I loro risultati, relativi alle misure di $B(\psi' \to e^+e^-)$, $B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0)$ e $B(\psi' \to J/\psi\eta)$, sono riassunti in tabella 4.13.

La statistica raccolta da E835 è limitata dal piccolo valore del rapporto di decadimento del canale di formazione $B(\psi' \to p\overline{p}) = (1.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$, che è circa 40 volte più piccolo del corrispondente $B(\psi' \to e^+e^-) = (8.8 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$ relativo agli esperimenti a collider e^+e^-. Questi ultimi, però, sono penalizzati da un più alto livello di fondosui canali che contengono una coppia e^+e^- nello stato finale, a causa di processi di QED (p. es. scattering elastico). Per questo motivo la misura in annichilazioni $p\overline{p}$ può fornire risultati più precisi.

	$e^+e^-(\cdot 10^{-3})$	$J/\psi\pi^0\pi^0(\cdot 10^{-2})$	$J/\psi\eta(\cdot 10^{-2})$
MarkI	9 ± 16	—	—
MarkII	—	—	2.5 ± 0.6
DESY	—	—	3.6 ± 0.5
Crystal ball	8.8 ± 1.3	—	2.18 ± 0.14
DASP	—	18 ± 6	—
E760	$8.3 \pm 0.5_{stat} \pm 0.7_{sist}$	$18.4 \pm 1.9_{stat} \pm 1.3_{sist}$	$3.2 \pm 1.0_{stat} \pm 0.2_{sist}$
PDG	8.8 ± 1.3	18.4 ± 2.7	2.7 ± 0.4
E835	$7.8 \pm 0.2_{stat} \pm 0.8_{sist}$	$19.8 \pm 1.1_{stat} \pm 1.4_{sist}$	$3.0 \pm 0.2_{stat} \pm 0.4_{sist}$

Tabella 4.13: Confronto tra valori citati da altre fonti ed i risultati di questa tesi. Le caselle vuote indicano che nessuna stima e' stata fornita per il rapporto corrispondente.

Conclusioni

In questa tesi è descritto il lavoro che ho svolto nell'ambito dell'esperimento E835 in corso al Fermi National Laboratory in Illinois.

Durante la fase di installazione dell'esperimento ho realizzato un sistema di controllo automatico per il rivelatore a pad di silicio di E835 costruito dal gruppo INFN di Genova e la documentazione per il suo utilizzo.

Il sistema è stato utilizzato in fase di test del rivelatore e in quella di presa dati. Ha permesso di compiere le operazioni necessarie per il corretto funzionamento del rivelatore ed il continuo controllo del suo stato e risponde a tutte le condizioni richieste in fase di progettazione.

Nella seconda parte del lavoro di tesi ho analizzato i dati raccolti tra Ottobre '96 e Agosto '97 allo scopo di misurare i rapporti di decadimento dello stato ψ' nei canali con stato finale elettromagnetico, ottenendo i seguenti risultati:

	Risultati	*Valori noti* [PDG]
$B(\psi' \to e^+e^-)$	$= (7.8 \pm 0.2_{stat} \pm 0.8_{sist}) \times 10^{-3}$	$[(8.8 \pm 1.3) \times 10^{-3}]$
$B(\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0)$	$= (19.8 \pm 1.1_{stat} \pm 1.4_{sist}) \times 10^{-2}$	$[(18.4 \pm 2.7) \times 10^{-2}]$
$B(\psi' \to J/\psi\eta)$	$= (3.0 \pm 0.2_{stat} \pm 0.4_{sist}) \times 10^{-2}$	$[(2.7 \pm 0.4) \times 10^{-2}]$
$B(\psi' \to J/\psi\pi^0)$	$= (1.0 \pm 1.8_{stat} \pm 0.1_{sist})) \times 10^{-3}$	$[(0.97 \pm 0.21) \times 10^{-3}]$

L'analisi consiste nel selezionare gli eventi che hanno le caratteristiche topologiche e cinematiche dei processi $\psi' \to e^+e^-$ e $\psi' \to J/\psi$X, classificarli in uno dei canali studiati, stimare e sottrarre il fondo, determinare per ciascun canale l'accettanza angolare del rivelatore e l'efficienza dell'analisi e calcolare quindi i rapporti di decadimento.

I due errori riportati indicano rispettivamente la componente statistica e quella sistematica. L'errore sistematico dipende dalle incertezze con cui sono noti da altri esperimenti i valori utilizzati nella misura, in particolare i rapporti di decadimento $B(\psi' \to J/\psi X)$ e $B(J/\psi \to e^+e^-)$, e le distribuzioni angolari dei singoli processi. Nelle prime tre misure il suo contributo è dominante rispetto a quello statistico e quindi un aumento della statistica disponibile non cambierebbe significativamente la precisione dei risultati ottenuti. Per il canale $\psi' \to J/\psi\pi^0$, invece, la bassa statistica accumulata costituisce il fattore limitante.

Tutte le misure ottenute sono compatibili con la media dei risultati degli esperimenti precedenti calcolata dal Particle Data Group.

In particolare per i canali $\psi' \to e^+e^-$ e $\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0$ il risultato migliora la precisione finora disponibile.

Ciò non avviene per il canale $\psi' \to J/\psi\eta$. In questo caso, infatti, il risultato ha una precisione simile alle misure di altri esperimenti, che conferma ma non migliora. La precisione su questa misura è limitata dall'errore sistematico provocato dall'incertezza sulla distribuzione angolare.

Infine per il canale $\psi' \to J/\psi\pi^0$ il rapporto segnale/rumore è troppo piccolo e la misure non è particolarmente significativa. Il risultato è comunque compatibile con il valore del PDG.

Appendice A

Il riconoscimento degli elettroni: EW e NNR

L'abilità nel riconoscere una coppia di elettroni con alta massa invariante è un elemento fondamentale per il programma di fisica cui si è dedicato E835.

L'apparato sperimentale è stato progettato per ottimizzare l'osservazione dei canali di decadimento elettromagnetici, in particolare $J/\psi \to e^+e^-$. L'importanza di questo canale proviene dal fatto che tutti gli stati del charmonio (tranne η_c, che ha massa inferiore) vi decadono spontaneamente e possono quindi essere osservati tramite il processo

$$p\overline{p} \to ... \to J/\psi X \to e^+e^-X.$$

Per facilitare il riconoscimento delle coppie di elettroni provenienti dalla J/ψ, sono stati ideati due metodi indipendenti che riassumono l'informazione contenuta nei segnali dei rivelatori in un indicatore di qualità per le tracce elettroniche:

- l' "electron weight" (EW);
- il "numero dei primi vicini" (NNR).

A.1 L' "electron weight" EW

Il metodo è una applicazione del test di Neyman-Pearson ed è descritto nella nota [31]. È stato ideato per E760 ed è attualmente utilizzato in E835 per assegnare il peso EW alle tracce costruite dall'offline, applicando i principi della statistica classica legati al concetto di verosimiglianza.

A.1.1 Il metodo del rapporto tra verosimiglianze

Secondo un metodo classico [48], dovendo scegliere tra due ipotesi complementari (se la traccia proviene da un elettrone oppure da un non-elettrone), si preferisce quella con la maggior verosimiglianza. Equivalentemente, il lemma di Neyman-Pearson, molto usato in problemi di classificazione, afferma che esaminando un campione si sbaglia il minor numero di volte se si sceglie per tutti gli elementi l'ipotesi più probabile.

La definizione della verosimiglianza $\mathcal{L}$ è necessariamente legata alle variabili x_i a disposizione per la scelta (i segnali dei rivelatori associati alla traccia esaminata):

$$\mathcal{L} = f(x_i) \tag{A.1}$$

Il rapporto ρ fra verosimiglianze di ipotesi diverse indica qual'è la più probabile. Inoltre se il campione in esame verifica già qualche condizione nota C (la selezione preliminare descritta nel paragrafo 4.2.4), allora si utilizzano le probabilità condizionate:

$$\rho = \frac{\mathcal{L}(\text{ipotesi 1})}{\mathcal{L}(\text{ipotesi 2})} = \frac{f_{ip1}(x_i|C)P_{ip1}(C)}{f_{ip2}(x_i|C)P_{ip2}(C)}. \tag{A.2}$$

Infine, la regola di decisione di Bayes [49] implica che , anche se la probabilità della condizione C non è nota, su un campione di eventi che la verificano si può scegliere osservando l'indicatore ridotto

$$\rho' = \frac{f_{ip1}(x_i|C)}{f_{ip2}(x_i|C)}. \tag{A.3}$$

A.1.2 La scelta tra elettroni e fondo

Il criterio di scelta descritto nel paragrafo precedente deve essere adattato al problema reale dell'estrazione del segnale (elettroni) dal rumore (fondo). A questo punto è necessario osservare che:

- le probabilità assolute sono inadatte a trattare processi con una certa sezione d'urto; per questo si seleziona preliminarmente un campione con alcune caratteristiche, e su di esso viene calcolato l'indicatore ρ';

- il metodo del rapporto tra verosimiglianze prevede il massimo numero di decisioni giuste ma non il massimo rapporto segnale/rumore, vero scopo dell' "electron weight"; perciò il taglio sulla grandezza ρ' non è 1, come prevedrebbe la teoria, ma deve essere deciso empiricamente osservando i dati.

Le variabili a disposizione sono nove grandezze ricavate dai segnali dei rivelatori:

- dE/dx in H1
- dE/dx in H2′
- dE/dx in H2
- numero di fotoelettroni nel Cerenkov
- secondo momento in θ del cluster associato nel calorimetro; è definito[1] come

$$\frac{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)(r-r_0)^2}{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)} \tag{A.4}$$

- come sopra, in ϕ:

$$\frac{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)(w-w_0)^2}{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)} \tag{A.5}$$

- rapporto tra le energie depositate nella griglia 3×3 e nella 5×5, centrate intorno al blocco più energetico del cluster
- come sopra per le griglie 2×2 e 4×4 intorno ai due blocchi più energetici
- massa invariante del sistema dei blocchi che compongono il cluster.

La verosimiglianza $\mathcal{L}$ è la distribuzione di probabilità delle misure sulle variabili considerate, condizionata dalla richiesta C imposta al campione. Nel nostro caso il suo andamento è sconosciuto a priori e viene ricavato dai dati. Essendo una funzione di nove variabili, è necessario fattorizzare[2] i contributi di ciascuna, trascurando ogni possibile correlazione. La condizione C della formula A.3 è posta dal trigger e dalla selezione preliminare descritta nel paragrafo 4.2.4.

Le distribuzioni reali dei segnali in un campione di elettroni e in uno di fondo, che superano la selezione preliminare, sono la miglior stima possibile della distribuzione di probabilità teorica. Gli elettroni sono stati prelevati da processi $\chi_2 \to e^+e^-\gamma$ ed il fondo dai dati all'energia dell'${}^1P_1$ (3526 MeV), in cui il segnale ha una sezione d'urto molto bassa. Le distribuzioni reali così ottenute sono illustrate nelle figure A.1.

[1] Nella definizione r e w sono rispettivamente il numero di "ring" e di "wedge", cioè le coordinate discrete che identificano ciascun blocco del calorimetro. In particolare r_0 e w_0 si riferiscono al blocco centrale del cluster 3×3.

[2] Questa approssimazione è certamente valida per gli elettroni, ma non è ottimale per il fondo. I motivi sono discussi in [31].

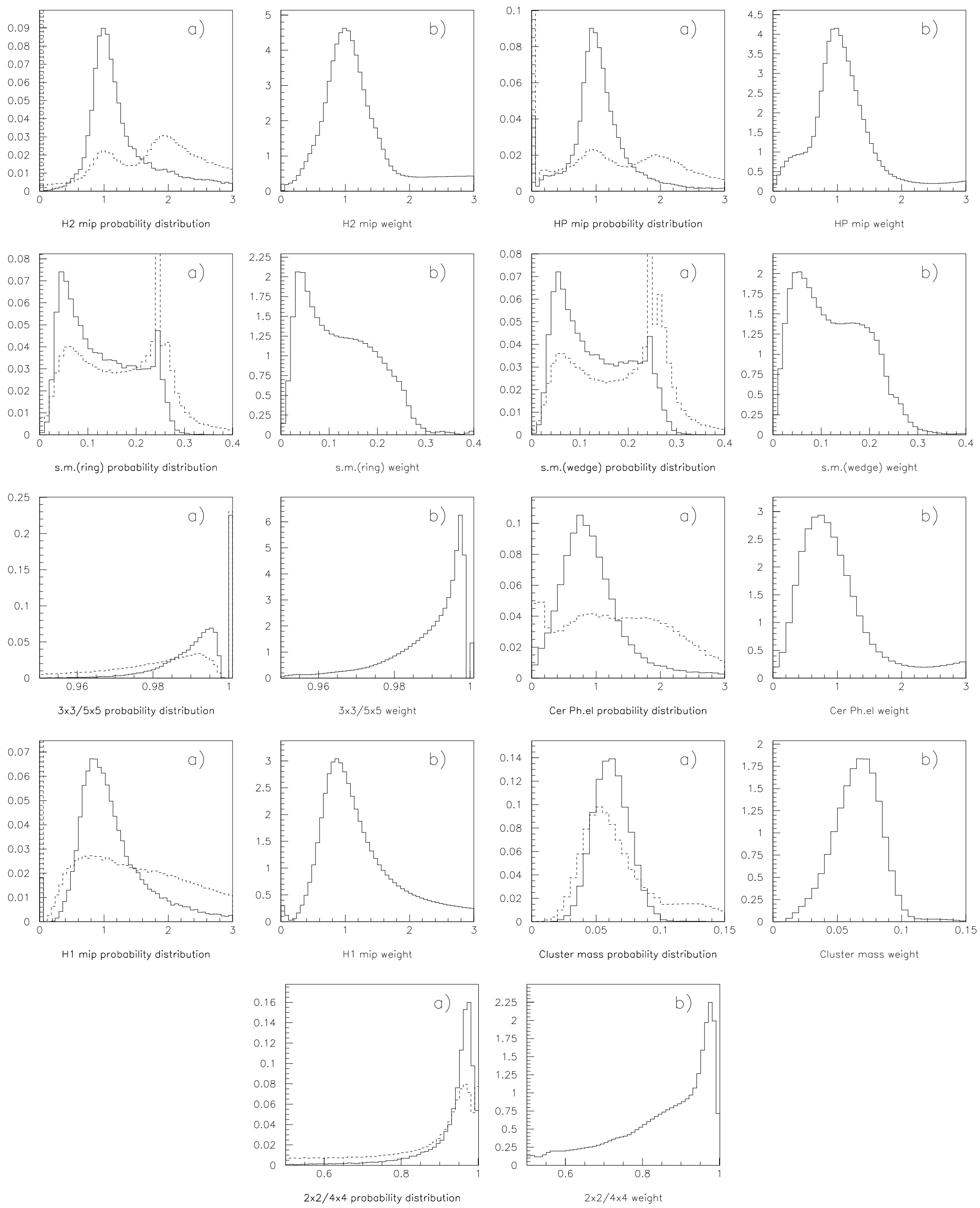

Figura A.1: Distribuzioni delle variabili utilizzate per l' "electron weight". La linea continua si riferisce ad un campione pulito di elettroni, quella tratteggiata al fondo; la differenza tra le due permette la classificazione di un evento come segnale o fondo.

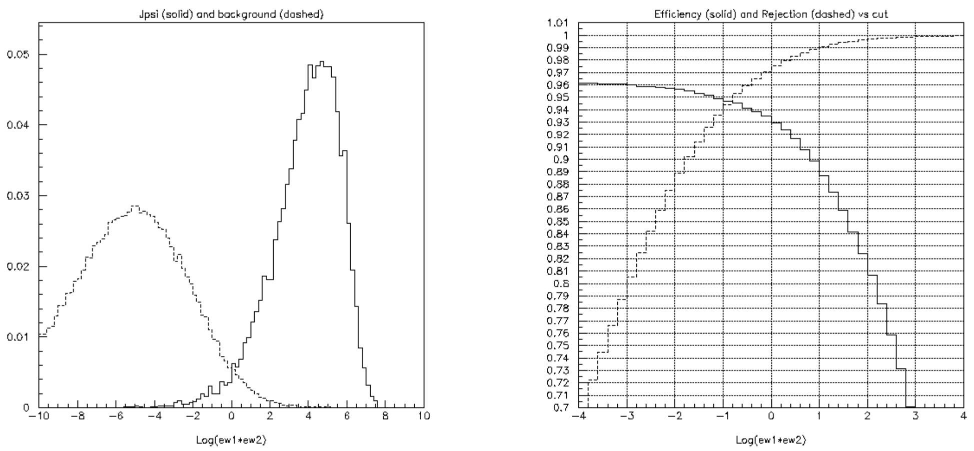

Figura A.2: Sulla sinistra si vede la distribuzione del peso EW(1)*EW(2) su un campione di elettroni (linea intera) e sul fondo (linea tratteggiata); la scala naturale per il peso è quella logaritmica; il taglio EW(1)*EW(2)>1 separa bene i due campioni. Sulla destra l'efficienza e la reiezione del fondo per il taglio EW(1)*EW(2) sono graficate in funzione del limite scelto; in corrispondenza dello 0 l'efficienza è del 93% e la reiezione del 97%.

Con queste premesse, acquista un senso calcolare l' "electron weight" di un evento, ancora da classificare:

$$\mathrm{EW} \;= \rho' = \frac{\prod_i f_i^{el}(x_i)}{\prod_i f_i^{fondo}(x_i)} = \prod_i \frac{f_i^{el}(x_i)}{f_i^{fondo}(x_i)} \tag{A.6}$$

e ritenerlo un significativo indicatore di qualità per tracce elettroniche.

La selezione di eventi J/ψ inclusivi richiede la presenza di due elettroni; perciò il taglio è posto sul prodotto dei due pesi. Per stabilirne il valore migliore, sono state osservate l'efficienza nel riconoscimento degli elettroni e la reiezione del fondo al variare del limite imposto. Dal grafico in figura A.2, si deduce che il miglior compromesso si trova richiedendo EW(1)*EW(2)>0.1, mentre tagli più severi aumentano poco la reiezione, a scapito di un grave peggioramento dell'efficienza.

Il successo di questo metodo è dovuto all'utilizzo piuttosto elastico delle informazioni di 18 variabili, senza fissare rigidi criteri di rigetto per nessuna di esse.

Si dà quindi la possibilità di ignorare eventuali fluttuazioni statistiche che farebbero scartare eventi buoni, giudicando nel suo insieme la risposta dei rivelatori al passaggio della particella .

A.2 Il numero dei primi vicini NNR

Il metodo si fonda sulla "Nearest Neighbour Rule", molto usata nei problemi di "pattern recognition". La sua applicazione nell'identificazione di particelle è descritta nelle note [32][33].

In E835 il peso NNR viene assegnato utilizzando, in maniera indipendente, le stesse informazioni dell' "electron weight" EW. Nello spazio delle variabili descritte nel paragrafo A.1, si collocano i punti corrispondenti ad un campione pulito di elettroni e ad uno di fondo. Senza fare alcuna ipotesi a priori su probabilità e distribuzioni, il metodo NNR assegna alla traccia in esame un numero, che indica quanti dei primi vicini sono elettroni. Se la traccia proviene da un elettrone vero, il suo punto rappresentativo sarà con molta probabilità vicino agli elettroni modello; altrimenti si troverà nella regione del fondo o in posizione intermedia.

Anche questo indicatore va applicato ad entrambi gli elettroni provenienti dalla J/ψ; i due pesi si sommano nella grandezza NNR(1)+NNR(2). Con considerazioni analoghe all'EW su efficienza e reiezione, si può scegliere come buon compromesso la condizione NNR(1)+NNR(2) $>$ 6, in particolare quando viene usata insieme al taglio EW(1)*EW(2)>1.

Elenco delle figure

1.1 Prima evidenza di uno stato del charmonio. Sulla sinistra si osserva il numero di eventi osservati dalla produzione in interazioni protone-berillio, mentre sulla destra è illustrata la sezione d'urto misurata nella formazione in annichilazione e^+e^-. 8
1.2 Spettro dei fotoni provenienti dal decadimento radiativo della ψ', misurato dall'esperimento Crystal Ball. 9
1.3 Diagrammi di polarizzazione del vuoto 11
1.4 La regola di Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) prevede che il diagramma non connesso (a destra) sia soppresso. 14
1.5 Spettro del charmonio. La linea tratteggiata indica la soglia di produzione della coppia più leggera di mesoni charmati. Lo spessore delle righe indica la larghezza relativa. 15
1.6 Decadimenti elettromagnetici puri degli stati del charmonio, in una coppia e^+e^- ed in una coppia di fotoni. 17
1.7 Diagrammi di formazione degli stati del charmonio nel canale $p\overline{p}$. La simmetria di colore vieta lo scambio di un solo gluone. 18
1.8 Andamento dei potenziali di Cornell e Richardson; in figura c'è anche un potenziale logaritmico in r. 21
1.9 Confronto fra i potenziali ricostruiti con la tecnica dello "scattering inverso" per il bottomonio (curva spessa, livelli sulla sinistra) e per il charmonio (curva leggera, livelli sulla destra). 22

2.1 Sulla sinistra visione aerea del settore di accelerazione (LINAC, Booster, Main Ring), del Debuncher e dell'accumulatore di antiprotoni, sede dell'esperimento E835. Sulla destra pianta dettagliata del Debuncher e dell'accumulatore. 31
2.2 Il nozzle a trombetta ed il processo di clusterizzazione dell'idrogeno gassoso. 34
2.3 Principio di funzionamento del bersaglio di idrogeno gassoso. . . . 35
2.4 Sezione longitudinale completa dell'apparato. 40
2.5 Sezione longitudinale limitata alla regione interna dell'apparato. . 41

2.6 Sezione ortogonale al fascio della parte interna dell'apparato. A partire dal centro, si notano l'odoscopio H1, la camera a straws piccola, l'odoscopio H2′, il rivelatore al silicio, la camera a straws grande, le fibre scintillanti e l'odoscopio H2. 42

2.7 A sinistra schema del rivelatore a fibre scintillanti. A destra spettro di altezza di impulso del segnale in un VLPC; si notano i diversi picchi in corrispondenza del piedistallo (zero fotoelettroni), e di uno, due e tre fotoelettroni. 45

2.8 Sezione del contatore Cerenkov. 47

2.9 Sezione longitudinale e trasversale, e visione tridimensionale del calorimetro centrale. 49

2.10 Coincidenza tra i segnali degli odoscopi e del Cerenkov. 52

2.11 Schema del sistema di acquisizione di E835. 56

3.1 Il rivelatore a silicio di E835 in fase di montaggio delle slab. . . . 62

3.2 Particolare del cristallo. 63

3.3 I cristalli sono disposti su due strati sfasati per garantire l'accettanza completa nelle dimensioni fisiche del rivelatore. 64

3.4 Disposizione delle slab: per ottenere un'accettanza completa in ϕ sono state disposte su due ideali cilindri concentrici e sfalsati. La sezione è ortogonale alla direzione del fascio. 65

3.5 Sezione di una slab. 65

3.6 Posizione del rivelatore a silicio rispetto al bersaglio ad idrogeno. . 66

3.7 Schema dell'elettronica di "front end": i segnali di due cristalli trattati da un ICAR vengono comparati con la soglia memorizzata in un convertitore digitale-analogico e quindi trasferiti attraverso una linea seriale ECL alla fase successiva di lettura. 67

3.8 L'ampiezza del rapporto segnale/rumore è massima per un ritardo tra il trigger e lo strobe di circa 300 ns. 67

3.9 Schema dettagliato dei componenti e dei principali collegamenti. . 72

3.10 Forma d'onda in uscita ad ICAR osservata con un oscilloscopio. . 74

3.11 Forma d'onda in uscita ad ICAR acquisita dal sistema di controllo. 75

3.12 Grafico dell'andamento temporale della temperatura misurata dai quattro sensori. Poco prima dell'inizio del periodo illustrato, il rivelatore è stato acceso, mentre il flussaggio di aria fredda era attivo; si vede quindi la temperatura salire lentamente verso un asintoto di equilibrio. Verso le 17:20, viene sospeso il raffeddamento a scopo di test e la temperatura sale rapidamente. Poco dopo l'elettronica del rivelatore viene spenta e i valori tornano alle condizioni ambiente. Si notano una traccia più bassa, in corrispondenza della misura riferita all'aria che entra nel rivelatore, e altre tre, sostanzialmente sovrapposte a rivelatore acceso e leggermente differenziate, a rivelatore spento, dalla diversa circolazione dell'aria. 76

3.13 Pannello di controllo principale durante l'esecuzione del programma; sulla sinistra in alto si può accedere ai pannelli secondari, al centro si trova una descrizione verbale dello stato del sistema e sulla fascia a sinistra e in basso si vedono gli indicatori luminosi riferiti ai componenti del rivelatore e del controllo. 77

4.1 Confronto tra la distribuzione della variabile θ per dati provenienti da uno stack normale e dal settimo. Convertendo la scala da radianti a gradi, si vede chiaramente l'inefficienza nella regione angolare tra 17.5° e 23.5°. 82

4.2 Simulazione Montecarlo del rivelatore colpito dai prodotti di un decadimento $\psi' \to e^+e^-$: sezione laterale e frontale. Le linee rappresentano le traiettorie delle particelle, le crocette gli hits. Si può osservare la coincidenza tra odoscopi, Cerenkov e calorimetro centrale lungo la traiettoria rettilinea dei presunti elettroni 87

4.3 Distribuzione della probabilità del χ^2 calcolato dal fit cinematico nell'ipotesi di eventi $\psi' \to J/\psi$X. Si può vedere bene come tende molto rapidamente all'asintoto orizzontale. 96

4.4 Il fondo, già basso in partenza per le coppie di elettroni provenienti dalla J/ψ, viene ulteriormente rigettato attraverso la selezione preliminare (in alto a sinistra) ed il taglio sugli indicatori di qualità EW e NNR (in alto a destra); la classificazione lo riduce definitivamente, come si vede in basso a sinistra per gli eventi J/ψX e a destra per gli e^+e^-. I risultati della selezione applicata al fondo sono stati scalati alla luminosità di ψ' a disposizione ($\sim 10300\ nb^{-1}$).104

A.1 Distribuzioni delle variabili utilizzate per l' "electron weight". La linea continua si riferisce ad un campione pulito di elettroni, quella tratteggiata al fondo; la differenza tra le due permette la classificazione di un evento come segnale o fondo. 118

A.2 Sulla sinistra si vede la distribuzione del peso EW(1)*EW(2) su un campione di elettroni (linea intera) e sul fondo (linea tratteggiata); la scala naturale per il peso è quella logaritmica; il taglio EW(1)*EW(2)>1 separa bene i due campioni. Sulla destra l'efficienza e la reiezione del fondo per il taglio EW(1)*EW(2) sono graficate in funzione del limite scelto; in corrispondenza dello 0 l'efficienza è del 93% e la reiezione del 97%. 119

Elenco delle tabelle

1.1 Stati del charmonio sotto la soglia del charm aperto: notazione spettroscopica, numeri quantici, decadimenti ammessi in gluoni ed in fotoni. 13
1.2 Valori sperimentali per la massa e la larghezza delle risonanze del charmonio sotto la soglia del charm aperto, tratti da [29]. 14
1.3 Larghezze di decadimento calcolate per le transizioni elettromagnetiche del charmonio. 19
1.4 Confronto fra alcune previsioni teoriche basate sulla QCD su reticolo ed i dati sperimentali. 24
1.5 Confronto fra alcune previsioni teoriche basate sulle regole di somma della QCD ed i dati sperimentali. 25

2.1 Sigle utilizzate nelle condizioni del trigger. Ciascuna di esse rappresenta una particolare coincidenza temporale e spaziale di alcuni segnali, riconosciuta dalla veloce elettronica del trigger. 53
2.2 Ingressi della Master MLU 53
2.3 Uscite della Master MLU, ovvero trigger hardware 54
2.4 Identificatori del filtro software 55

3.1 Dati del rivelatore a silicio di E835 68
3.2 Tensioni di polarizzazione ottimali per ciascuna slab. 70

4.1 Efficienze del trigger nell'esperimento E835 86
4.2 Per tre valori diversi di λ (parametro delle distribuzioni angolari), simulando 2500000 eventi con il Montecarlo, sono stati stimati il numero di eventi completamente in accettanza N_{acc} ed il numero di eventi con almeno i due elettroni in accettanza $N_{acc\,J/\psi}$. 93
4.3 Dai numeri contenuti nella tabella precedente e' stata calcolata per ciascun canale l'accettanza angolare α ed il rapporto R_α tra l'accettanza del canale J/ψ inclusivo e quella del canale considerato. 94

4.4 Efficienza per ciascun canale della classificazione degli eventi. La linea orizzontale separa i canali per cui e' stata possibile la misura sui dati da quelli che hanno richiesto l'uso delle simulazioni. . . . 100
4.5 Risultati della selezione sui dati, prima dello studio del fondo. Il primo ed il settimo stack non sono utilizzati nella misura per motivi descritti nel testo. 101
4.6 Risultati della selezione su 100000 eventi simulati, per ciascun canale contenente una coppia e^+e^-. 102
4.7 Risultati della selezione sui dati, cui e' stato sottratto il fondo interno (tra parentesi). 103
4.8 Risultati della selezione sui dati, cui e' stato sottratto il fondo interno e quello non risonante (tra parentesi). 105
4.9 Riepilogo delle grandezze misurate per calcolare i rapporti di decadimento. Gli errori sono riportati nelle tabelle precedenti. . . . 106
4.10 Misura dei rapporti di decadimento per i canali e^+e^-, $J/\psi\pi^0\pi^0$ e $J/\psi\eta$. 108
4.11 Misura dei rapporti di decadimento per i canali $\chi\gamma$ e $J/\psi\pi^0\pi^0$. Le caselle vuote indicano che nessun evento e' stato classificato nel canale corrispondente. 108
4.12 Confronto tra valori del PDG ed i risultati di questa tesi. 109
4.13 Confronto tra valori citati da altre fonti ed i risultati di questa tesi. Le caselle vuote indicano che nessuna stima e' stata fornita per il rapporto corrispondente. 111

Bibliografia

[1] L. Maiani, S. L. Glashow, J. Iliopoulos, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285

[2] J. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406

[3] J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404

[4] J. S. Whitaker et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1531

[5] R. Van Royen, V. F. Weisskopf, Nuovo Cim. **50** (1967) 617

[6] G. Morpurgo, '*Introduzione alla fisica delle particelle*', Zanichelli 568

[7] J. L. Richardson, Phys. Lett. **82B** (1979) 272

[8] H. B. Thacker, C. Quigg, J. L. Rosner, Phys. Rev. **D18** (1978) 274-287

[9] W. Buchmuller, Phys. Lett. **112B** (1982) 479

[10] P. Moxhay, J. L. Rosner, Phys. Rev. **D28** (1983) 1132

[11] L. P. Fulcher, Phys. Rev. **D42** (1990) 2337

[12] K. G. Wilson, Phys. Rev. **D10** (1974) 2445

[13] M. Creutz, '*Quarks, gluons and lattices*', Cambridge University Press

[14] A. Hasenfratz, P. Hasenfratz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35** (1985) 559

[15] C. Itzykson, J. B. Zuber, '*Quantum Field Theory*', McGraw-Hill

[16] M. A. Shifman et al., Phys. Lett. **77B** (1978) 80

[17] K. G. Wilson, Phys. Rev. **179** (1969) 1499

[18] M. A. Shifman et al., Nucl. Phys. **B147** (1979) 385,448,519

[19] L. J. Reinders et al., Nucl. Phys. **B186** (1981) 109

[20] L. J. Reinders et al., Phys. Rep. **127** (1985) 1

[21] T.A. Armstrong et al., Fermilab proposal P835 (revised), inedito (1992)

[22] T.A. Armstrong et al., Phys. Rev. **D47** (1993) 772

[23] B. P. Roe, '*Particle Physics at the New Millennium*', Springer

[24] A. Buzzo et al., Nucl.Instrum. Meth. **A391** (1997) 443

[25] M. Pallavicini, Tesi di Dottorato, Università di Genova (1995)

[26] E. Robutti, Tesi di Dottorato, Università di Genova (1996)

[27] M. Cardarelli, M.Pallavicini, E835 Memo #363 (Agosto 1996)

[28] M.Pallavicini, E835 Memo #364 (Agosto 1996)

[29] Particle Data Group, '*Review of Particle properties*' (1996)

[30] W. Baldini, F. Marchetto, '*Charged trigger efficiency for inclusive J/ψ*', E835 Memo (Aprile 1997)

[31] C. Patrignani, '*J/ψ inclusive selection using the Electron Weight*', E835 Memo

[32] M. Pallavicini, C. Patrignani, M. Pontil, A.Verri, '*Electron identification with the Nearest Neighbor Rule*', E835 Memo

[33] M. Pallavicini, C. Patrignani, M. Pontil, A.Verri, '*The Nearest Neighbor Technique for Particle Identification*', spedito a Nucl. Intrum. Meth. A

[34] A. Smith, Tesi di Dottorato, University of California, Irvine (1996)

[35] S. J. Brodsky, G. P. Lepage, Phys. Rev. **D24** (1981) 2848

[36] A. Smith, E760 Memo #308 (Agosto 1993)

[37] T. Himmel, Tesi di Dottorato, Stanford University (1980)

[38] M. Claudson, S. L. Glashow, M. B. Wise, Phys. Rev. **D25** (1982) 1345

[39] C. Carimalo, Int. Jou. Mod. Phys. **A2** (1987) 249

[40] T.A. Armstrong et al., Phys. Rev. **D55** (1997) 1153

[41] J. R. Taylor, '*Introduzione all'analisi degli errori*' Zanichelli

[42] B. Wiik et al., '*Internal Symposium on Lepton-Photon Interactions*', volume 69 (1975)

[43] W. Bartel et al., Phys. Rev. **B79** (1978) 492

[44] V. Luth et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1124

[45] G. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1181

[46] T. Himel et al., Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1146

[47] M. Oreglia et al., Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 959

[48] G. Frodesen, O. Skjeggestad, H. Tofte, '*Probability and statistics in particle physics*'

[49] G. D'Agostini, DESY 95-242 (Dicembre 1995)

Ringraziamenti

Quando si sceglie la tesi di laurea, difficilmente si conosce a priori l'ambiente umano in cui ci si inserisce.

Una scelta giusta e fortunata mi ha condotto verso un gruppo di ricerca un po' particolare. Infatti la passione comune per le attività svolte, la disponibilità senza limiti ad ascoltare e ad aiutarsi lo hanno trasformato piuttosto in un gruppo di amici.

In particolare voglio ringraziare la Dott. Claudia Patrignani e il Dott. Marco Pallavicini per la disponibilità e l'attenzione con cui mi hanno aiutato per tutto il periodo di tesi; Saverio Minutoli e Mario Negri, con cui ho lavorato al sistema di controllo del rivelatore a silici; il Dott. Mario Macrì, il Dott. Maurizio Lovetere ed il Dott. Enrico Robutti per i preziosi consigli che mi hanno dato; il Dott. Alberto Buzzo, Pasquale Poggi e Giancarlo Barisone per la spontaneità con cui mi hanno accolto nel gruppo di lavoro.

Infine ringrazio l'esperimento E835, che ha deciso di partire proprio quando cercavo la tesi, e tutta la collaborazione, che mi ha regalato una splendida esperienza.