Indice

Introduzione

L'esistenza del quark *charm* fu ipotizzata nel 1970 per dare spiegazione dell'assenza di correnti deboli neutre con salto di stranezza.

Nel 1974 due gruppi di ricerca annunciarono l'evidenza di una risonanza molto stretta nella zona di massa intorno ai 3.0 GeV: Brookhaven [10] diede notizia dell'osservazione sperimentale di una particella pesante J prodotta in collisioni $p + Be$ ed avente massa $m = 3100 MeV$ e larghezza compatibile con zero, mentre SLAC [11] parlò di una strettissima risonanza $\psi(3105)$ prodotta in collisioni e^+e^- ed avente una larghezza $\Gamma < 1.3 MeV$.

Di poco posteriore è la scoperta di un'altra stretta risonanza che presentava caratteristiche vicine a quelle dell'ormai accreditata J/ψ: la $\psi'(3695)$ [1] aveva massa di poco superiore e conservava un'ampiezza ridotta.

Nel 1975 le due risonanze furono interpretate come stati legati del sistema $c\bar{c}$, il Charmonio. Il forte accoppiamento dei due stati con i canali elettromagnetici e^+e^- e $\mu^+\mu^-$ suggerì il fatto che fossero caratterizzati dai numeri quantici $J^{PC} = 1^{--}$ del fotone e che fossero interpretabili come stati vettoriali ${}^3S_1$. In particolare la ψ' rappresentava la prima eccitazione radiale dello stato.

Nel 1976, poi, la scoperta dei mesoni D, con massa $m = (1876 \pm 15)$ confermò sia le previsioni sulla non esistenza di correnti deboli con salto di sapore che la regola detta di Okubo, Zweig e Iizuka (Rif. §1.5) che, proibendo diagrammi 'sconnessi', dava ragione della larghezza dei nuovi stati, troppo leggeri per produrre coppie di mesoni dotati di *charm*.

Nello stesso periodo, intanto, venivano raccolte le prove dell'esistenza di altri stati appartenenti alla famiglia del Charmonio: già nel 1975 era stata annunciata l'esistenza degli stati denominati χ_{c0} e χ_{c1}, e nel 1980 due gruppi operanti a SLAC osservarono lo stato η_c.

Da allora parecchi esperimenti si sono occupati del Charmonio. Gli stati legati di due corpi giocano infatti un ruolo importante nello studio delle interazioni fondamentali: l'atomo di idrogeno per la meccanica quantistica, il deuterio per le forze nucleari, ancora l'atomo di idrogeno ed il positronio per l'elettrdinamica quantistica fanno pensare che lo studio dei mesoni composti da quark pesanti possa aprire la strada ad una più precisa comprensione delle interaioni forti.

In particolare esperimenti come R740 (CERN), E760 (FNAL 1985-1992) ed E835 (FNAL 1994-1997) hanno permesso lo studio di tutti gli stati del Charmonio: sfruttando collisione protone-antiprotone, infatti, queste esperienze si sono svincolate dai numeri quantici del fotone propri delle annichilazioni e^+e^- che limitavano la produzione diretta alle sole risonanze J/ψ e ψ'.

L'esperimento E835 al Fermilab studia i decadimenti degli stati del sistema $c\bar{c}$ prodotti in annichilazioni protone-antiprotone. Gli antiprotoni, accumulati e raffreddati stocasticamente, vengono fatti collidere con un getto di idrogeno molecolare: le luminosità tipiche che si raggiungono sono dell'ordine dei $2\times10^{31}\ cm^{-2}\ sec^{-1}$. La tecnica sperimentale consiste nel far variare l'energia del fascio per ottenere la curva di eccitazione degli stati che si vuole studiare.

In questa tesi si è condotta in particolare la misura del rapporto di decadimento per il canale esclusivo $\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$.

Il Capitolo 1 è dedicato ad un richiamo delle principali caratteristiche della teoria delle interazioni forti (QCD) e della teoria del sistema $c\bar{c}$

(descrizione del modello a potenziale)

Il Capitolo 2 contiene una descrizione del metodo e dell'apparato sperimentale, mentre il Capitolo 3 è stato riservato al trigger, con particolare attenzione alla richieste logiche per la selezione di canali carichi.

Il Capitolo 4 descrive infine la selezione degli eventi compatibili con il canale in oggetto (operata attraverso criteri topologici che sfruttano le informazioni di tracciamento del rivelatore ed attraverso un fit cinematico), il calcolo dell'efficienza di selezione e la misura finale del rapporto di decadimento.

In Appendice è descritto il metodo, utilizzato in fase di presa dati, di controllo e correzione della misura dell'energia del fascio di antiprotoni a partire dalla misura della lunghezza dell'orbita reale percorsa dalle particelle all'interno dell'accumulatore. Sono descritti il programma che effettua la correzione a partire dai dati forniti dal sistema che rivela la posizione del fascio nell'anello e le routines che hanno consentito di monitorare costantemente l'andamento dell'energia.

Capitolo 1

Il Modello: la QCD ed il Charmonio

Una teoria delle interazioni forti deve spiegare alcune caratteristiche delle interazioni fra quark riguardanti il comportamento di questi costituenti in stati legati: la **Libertà Asintotica** e la **Schiavitù Infrarossa**. La prima descrive il comportamento dei partoni all'interno dei nucleoni come non soggetti ad interazione reciproca, la seconda la non evidenza di quark esistenti allo stato libero .

Le ipotesi fondamentali della QCD, invece, sono il *colore* come carica sorgente del campo e l'invarianza della teoria rispetto a trasformazioni appartenenti al gruppo SU(3) di colore.

Prima di proseguire con una trattazione della QCD, del modello a potenziale degli stati $c\bar{c}$ e degli stati $^3S_1$ in particolare, diamo in tabella 1.1 le caratteristiche principali degli stati noti del charmonio ricordando che un riferimento più esauriente è rappresentato, ad esempio, dal PDB [23]. Inoltre in figura 1.3 è mostrato lo spettro del Charmonio.

STATO	$n^{2s+1}L_J$	J^{PC}	massa [MeV]	Γ [MeV]
η_c	1^1S_0	0^{-+}	2978.8 ± 1.9	10.3
η_c'	2^1S_0	0^{-+}	3594.0 ± 5.0	< 8.0
J/ψ	1^3S_1	1^{--}	3096.88 ± 0.04	0.087
χ_{c0}	1^3P_0	0^{++}	3415.1 ± 1.0	14
χ_{c1}	1^3P_1	1^{++}	3510.53 ± 0.12	0.88
χ_{c2}	1^3P_2	2^{++}	3556.17 ± 0.13	2.00
h_c	1^1P_1	1^{+-}	3526.14 ± 0.24	< 1.1
ψ'	2^3S_1	1^{--}	3686.00 ± 0.13	0.277

Tabella 1.1: Caratteristiche degli Stati del Charmonio accreditate al luglio del 1996.

1.1 La lagrangiana della teoria

Un punto di partenza per l'introduzione del colore è stato l'osservazione di stati totalmente simmetrici di spin e sapore, come ad esempio la Δ^{++}, composta da tre quark u accoppiati in $J = 3/2$, che hanno funzione d'onda spaziale totalmente simmetrica. Se la funzione d'onda complessiva per questi stati deve obbedire alla statistica di Fermi-Dirac, è necessaria la presenza di una componente antisimmetrica. Questa componente è quella che compete al colore: i barioni sono composti di quark di tre colori diversi, ossia esistono soltanto stati totalmente antisimmetrici di colore.

Il colore è un tipo di carica, accoppiata ad un campo (il campo *gluonico*) così come la carica elettromagnetica è accoppiata al fotone. La Cromodinamica Quantistica è la teoria di gauge delle interazioni fra gluoni e quark 'colorati'.

L'espressione del campo e della Lagrangiana della teoria si ottengono a partire dalla Lagrangiana del campo di Dirac scritta per i quark indicando con j l'indice di colore e con m la massa del quark:

$$\mathcal{L}_D = \bar{q}_j(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j)q_j \tag{1.1}$$

La trasformazione di gauge è portata dall'operatore U così definito:

$$U = e^{iA(x)} \sim (1 + iA(x))$$

Si impone che l'invarianza rispetto ad una tale trasformazione garantisca l'invarianza rispetto ad una trasformazione di colore. Essendo U applicato ad un vettore dello spazio di colore (di componenti q_j), allora la $A(x)$ sarà una matrice 3×3 che si sceglie di rappresentare nella base della matrici λ_a di Gell-Mann che si configurano come i generatori di $SU(3)$ con la normalizzazione $Tr(\lambda_a \lambda_b) = 2\delta_{ab}$:

$$A(x) = \alpha_a(x) T_a \qquad \text{con} \qquad a = 1..8$$
$$\text{e} \qquad T_a = \frac{\lambda_a}{2}$$

L'invarianza della 1.1 rispetto alla trasformazione U, allora, si renderà sostituendo alla ∂_μ la derivata covariante D_μ definita come:

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_{\mu a}$$

dove $G_{\mu a}$ è il campo di gauge del gluone g è la costante di accoppiamento che caratterizza il vertice di interazione (ossia l'analogo di e nella QED). La Lagrangiana assume allora la forma estesa:

$$\mathcal{L} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j)q_j - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_{\mu a} \tag{1.2}$$

che, inserendo il termine cinetico, si completa nella:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j)q_j - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_{\mu a} - \frac{1}{4}Tr(\hat{H}_{\mu\nu}\hat{H}^{\mu\nu}) \tag{1.3}$$

con $\hat{H}^{\mu\nu} = T_a H_a^{\mu\nu} = [D^\mu, D^\nu]/ig$

e dove $H^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + g f_{abc} A^b_\mu A^c_\nu$ è il tensore del campo generalizzato (le f_{abc} sono definite dalla condizione $[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c$).

Il termine cinetico contiene quindi termini multilineari nel campo di gauge, il che implica l'esistenza di vertici di interazione a tre e quattro gluoni. Termini di questo tipo non hanno analogo nella QED: i gluoni, a differenza dei fotoni che non portano carica eletrica, sono portatori di carica di colore.

1.2 La costante di accoppiamento

Anche in questo caso si procede in analogia con la trattazione della QED: in Elettrodinamica Quantistica l'effetto di *Polarizzazione Del Vuoto* fa sì che l'unità di carica fondamentale e o, equivalentemente, la costante di accoppiamento che da essa deriva venga ridefinita tenendo conto di tutti i possibili diagrammi correttivi di ordine superiore al primo che descrivono la polarizzazione delle coppie e^+e^- virtuali che si 'creano' fra due cariche poste ad una certa distanza. Si avrà cioè:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \longrightarrow \alpha(Q) = \frac{\alpha(\mu)}{1 - \frac{\alpha(\mu)}{3\pi} ln(Q^2/\mu^2)}$$

dove $Q^2 = -q^2$ è il quadrimpulso trasferito e μ è un fattore di scale di rinormalizzazione. Il limite asintotico di α così definita per $Q^2 \to 0$ è $1/137$.

Con procedura del tutto simile si ottiene,per la QCD:

$$\alpha_s(Q) = \frac{\alpha_s(\mu) 12\pi}{(33 - 2n_f) ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

Qui n_f rappresenta il numero di sapori e Λ è un parametro di *cut-off* tale per cui per $q = \Lambda$ la teoria perde di significato.

Per $Q^2 \to \Lambda^2$, $\alpha_s \to \infty$, mentre per $Q^2 \gg 0$, $\alpha_s \to 0$. Questo comportamento è compatibile con le due proprietà della Schiavitù Infrarossa e della Libertà Asintotica.

1.3 Modelli a potenziale per il sistema $c\bar{c}$

Il comportamento divergente della costante di accoppiamento per piccoli valori dell'impulso trasferito, pone un problema nella trattazione perturbativa delle interazioni a grandi distanze. Questo, si noti, è valido per tutti gli stati legati $q\bar{q}$: a piccole distanze metodi perturbativi sono utilizzabili, altrimenti devono essere impiegati altri metodi di calcolo (quale ad esempio la QCD 'su reticolo', che risolve con metodi numerici le equazioni del moto trasferendole in un spazio-tempo discretizzato). Data l'intrinseca difficoltà a gestire complessivamente i due estremi della trattazione, il metodo perturbativo e quello numerico sono impiegati separatamente nelle due approssimazioni e forniscono modelli a potenziale che possono essere raccordati imponendo continuità e derivabilità.

1.3.1 Il potenziale di Cornell

È il potenziale più noto suggerito dalle caratteristiche qualitative della QCD. La componente dominante a piccole distanze si ottiene assumendo un approssimazione al primo ordine per l'elemento di matrice di transizione. Il potenziale sarà la trasformata di Fourier dell'elemento di matrice. Come ultima premessa diciamo che i diagrammi rilevanti nell'interazione $q\bar{q}$ sono quelli di *scambio* e di *annichilazione* (Rif. figura 1.1) e scriviamo l'elemento di matrice:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{M}_{fi} = {} & \frac{1}{2\pi^6}\frac{m^2}{E_{p_1}E_{p_2}E_{q_1}E_{q_2}} q_j^2 \frac{1}{\sqrt{3}}\delta_{ij}\frac{1}{\sqrt{3}}\delta_{kl} \times \\
& \times \left[\frac{1}{(p_1-q_1)^2}\frac{\lambda^a_{ki}}{2}\frac{\lambda^a_{jl}}{2}\overline{u}\gamma_\mu u \overline{v}\gamma^\mu v - \frac{1}{(p_1+p_1)^2}\frac{\lambda^a_{kl}}{2}\frac{\lambda^a_{ji}}{2}\overline{u}\gamma_\mu u \overline{v}\gamma^\mu v \right]
\end{aligned} \tag{1.4}
$$

Nella 1.4 i termini in parentesi quadra riguardano il diagramma di scambio il primo e quello di annichilazione il secondo. Quest'ultimo è nullo essendo la generica matrice di Gell-Mann a traccia nulla:

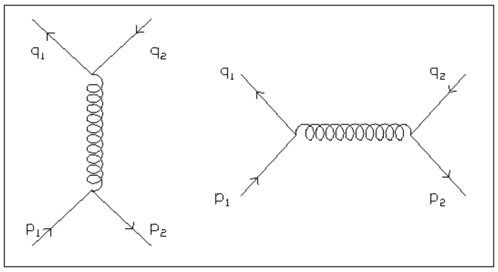

Figura 1.1: Diagrammi di scambio e di annichilazione per l'interazione $q\overline{q}$.

$$\delta_{ij}\lambda^a_{ij} = Tr(\lambda^a) = 0$$

essendo inoltre $Tr[(\lambda^a)^2] = 16$, si scriverà il resto come:

$$\frac{1}{\sqrt{3}}\delta_{ij}\frac{1}{\sqrt{3}}\delta_{kl}\frac{\lambda^a_{ki}}{2}\frac{\lambda^a_{jl}}{2} = \frac{1}{12}Tr[(\lambda^a)^2] = \frac{4}{3}$$

Nel limite non relativistico la scrittura si semplifica infine nella:

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{1}{2\pi^6}\frac{4}{3}\frac{g_s^2}{k^2}$$

con $\vec{k} = \vec{p_1} - \vec{q_1}$

Effettuando la trasformata di Fourier di questa espressione si ottiene:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} \tag{1.5}$$

Si noti che in questa espressione $\alpha_s = g_s^2/4\pi$. Si stima inoltre che questa espressione si valida al di sotto di $0.3fm$. Nello studio degli stati $q\bar{q}$ si ha però tipicamente a che fare con distanze superiori. Utilizzando la QCD su reticolo trascurando la creazione ed annichilazione di coppie *quark-antiquark* si ottiene per la componente a grandi distanze un potenziale lineare.

Il potenziale di Cornell assume quindi la forma:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + kr \tag{1.6}$$

1.3.2 Effetti dipendenti dallo spin

Gli effetti dello spin sul sistema $q\bar{q}$ non sono omogenei per tutte le interazioni; ad esempio gli effetti sullo spettro cambiano a seconda che l'interazione sia di tipo vettoriale o scalare. Nel primo caso l'interazione è descritta da un potenziale $V_v(r)$, ad esempio nel caso di scambio di un singolo gluone, nel secondo caso il potenziale sarà indicato con $V_s(r)$ e si è nel caso di un fenomeno che coinvolge più gluoni. L'interazione vettoriale ha origine [21] dalla trasformata di Fourier di un elemento di matrice del tipo:

$$\mathcal{M}^v_{fi} = [\overline{u}(p_f)\gamma_\mu u(p_i)]V_v(Q^2)[\overline{u}(q_f)\gamma^\mu u(q_i)]$$

mentre l'interazione scalare deriva allo stesso modo dal

$$\mathcal{M}^s_{fi} = [\overline{u}(p_f)u(p_i)]V_s(Q^2)[\overline{u}(q_f)u(q_i)]$$

Da qui ed in linea di principio derivano interazioni di tipo *spin-spin*, *spin-orbita* e *forze tensoriali* ricavabili espandendo le espressioni degli elementi di matrice fino all'ordine β^2 (dove β è la velocità del quark).

Interazioni spin-spin - Nei sistemi di quark questo tipo di interazione dovuta allo scambio di un singolo gluone genera la separazione delle masse del pione dalla ρ, del nucleone dalla Δ e così via, analogamente a quanto accade nell'atomo di idrogeno per quanto riguarda gli stati di singoletto e di trpletto. Il termine assume la forma:

$$V_{SS} = \frac{\sigma_1 \cdot \sigma_2}{6m_1 m_2}\nabla^2 V_v$$

per un quark di massa m_1 ed un antiquark di massa m_2 con spin descritti dalle matrici di Pauli σ_1 e σ_2. Il valore atteso per il $\sigma_1 \cdot \sigma_2$ è $+1$ per lo stato di tripletto (spin totale $S = 1$) e -3 per lo stato di singoletto ($S = 0$). Se si usa per il potenziale vettoriale l'espressione 1.5 trascurando l'effetto di ∇^2 su α_s, che varia lentamente con r, otteniamo:

$$V_{SS} = \frac{8\pi\sigma_1 \cdot \sigma_2}{9m_1m_2}\delta^2(r)$$

A causa della presenza della funzione δ questa espressione non è nulla soltanto per l'onda S. L'assenza di *splitting* dipendente da interazioni spin-spin per stati con $L > 0$ è quindi un test importante per la natura quasi-Coulombiana per le interazioni a corto raggio fra quark.

Interazioni spin-orbita - Sono presenti sia nel caso di interazioni vettoriali che scalari, ma in forma differente. Indicando con $\vec{L}$ il momento orbitale della coppia di quark e con $\vec{S}$ lo spin totale, per un sistema di due quark di uguale massa m si ha:

$$V_{LS} = (\vec{L} \cdot \vec{S})\left(3\frac{dV_v}{dr} - \frac{dV_s}{dr}\right)\frac{1}{2m^2r}$$

ciò fornisce, utilizzando per il potenziale la 1.5 e trascurando ancora una volta la variazione di α_s, si ottiene:

$$H_{LS} = \frac{2\alpha_s}{m^2r^3}(\vec{L} \cdot \vec{S})$$

Il valor medio $< \vec{L} \cdot \vec{S} >$, infine, può essere espresso attraverso gli autovalori dello spin (s), del momento angolare orbitale (l) e del momento angolare totale (j) nella forma:

$$< \vec{L} \cdot \vec{S} >= \frac{1}{2} \cdot [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]$$

Forze tensoriali - La parte vettoriale dell'interazione genera una forza tensoriale esprimibile come:

$$V_{tens} = \frac{S_{12}}{12m_1m_2}\left(\frac{dV_v}{rdr} - \frac{dV_v^2}{dr^2}\right)$$

dove $S_{12} = 2[3(\vec{S}\cdot\vec{r})(\vec{S}\cdot\vec{r}) - S^2]$ ha elementi non nulli soltanto per $L \neq 0$.

1.4 I decadimenti del Charmonio

Descriviamo brevemente i tipi di decadimento per il sistema legato $c\bar{c}$ distinguendoli in decadimenti **elettromagnetici**, **adronici** e **radiativi**, con particolare attenzione in quest'ultimo caso al comportamento dello stato 2^3S_1. Diamo inoltre in tabella 1.2 un riassunto delle regole di selezione per il Charmonio.

1.4.1 Decadimenti elettromagnetici

Sono dovuti all'annichilazione della coppia $c\bar{c}$ in uno o più fotoni. Gli stati $^3S_1$ ($J^{PC} = 1^{--}$) possono in questo caso dare origine ad un fotone virtuale con conseguente produzione di una coppia e^+e^-. Gli altri stati possono decadere in due fotoni. La larghezza di decadimento per uno stato caratterizzato dai numeri quantici del fotone, con una correzione dovuta alla QCD perturbativa è data dalla:

$$\Gamma(n^3S_1 \to e^+e^-) = \frac{16\pi}{3}N_c\alpha^2 e_Q^2\frac{\mid \psi(0) \mid^2}{M_n^2} \quad ; \qquad \text{correz.: } 1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi}$$

dove α è la costante di accoppiamento elettromagnetica, e_Q la carica del quark in unità di carica elettromagnetica, N_c il numero di cariche di colore, M_n la massa dello stato, $\psi(0)$ la funzione d'onda dello stato calcolata nell'origine.

1.4.2 Decadimenti adronici

Derivano dall'annichilazione della coppia $c\bar{c}$ in due o più gluoni. Per quanto diremo nella sezione successiva §1.5 gli stati n^3S_1 sono vincolati all'annichilazione in tre gluoni. Data la massa della coppia di quark il grande impulso trasferito ($> \Lambda_{QCD}$) ai gluoni consente una trattazione perturbativa. Si assume che tutta la larghezza adronica sia da attribuirsi all'annichilazione gluonica che risulta essere (la correzione è per la J/ψ):

$$\Gamma(n^3S_1 \to ggg) = \frac{40}{81}(\pi^2 - 9)\alpha_s^3 \frac{|\ \psi(0)\ |^2}{m_Q^2} \quad ; \qquad \text{correz.: } 1 + 4.9\frac{\alpha_s}{\pi}$$

1.4.3 I decadimenti $\psi' \to \psi\pi^0\pi^0$ e $\psi' \to \psi\pi^+\pi^-$

Appartengono alla terza categoria di processi, i decadimenti radiativi, che corrispondono a transizioni fra stati diversi del Charmonio con emissione di fotoni (transizione elettromagnetica) o di adroni.

Storicamente questo canale di decadimento è risultato molto importante: alla scoperta della ψ', prima di poterla accreditare come stato $c\bar{c}$ fu necessario dimostrare [2] che essa rappresentava un singoletto di isospin. Per fare questo era necessario mostrare che il sistema di due pioni si trovasse in uno stato con $I = 0$. Un vantaggio fu rappresentato dal rendersi conto che quasi il 90% dei decadimenti inclusivi $\psi' \to \psi X$ procedevano attraverso il canale $\psi\pi\pi$: in questo modo si potè fare riferimento al rapporto fra le larghezze di decadimento per il canale inclusivo e per il canale $\psi + neutri$. Supponendo infatti che tutti i decadimenti avvengano nel canale che coinvolge due pioni in uno stato di isospin definito, dalle relazioni di Clebsh-Gordan $(1 \oplus 1)$[1]

$$|\ 0,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\ |\ 1,-1\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}}\ |\ 0,0\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}}\ |\ -1,1\rangle$$

$$|\ 1,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\ |\ 1,-1\rangle + 0\ |\ 0,0\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}\ |\ -1,1\rangle$$

$$|\ 2,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\ |\ 1,-1\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}\ |\ 0,0\rangle + \frac{1}{\sqrt{6}}\ |\ -1,1\rangle$$

[1] vale la generica: $|\ I, I_3\rangle = \sum |\ i'_3, i''_3\rangle$

STATO	$^1S_0$	$^3S_1$	$^1P_1$	$^3P_0$	$^3P_1$	$^3P_2$
J^{PC}	0^{+-}	1^{--}	1^{+-}	0^{++}	1^{++}	2^{++}
Adroni	$2g$	$3g$	$3g$	$2g$	$3g, q\bar{q}g$	$2g$
Fotoni	2γ	3γ	3γ	2γ	$4\gamma, q\bar{q}\gamma$	2γ

Tabella 1.2: Regole di selezione per gli stati del Charmonio.

si potè dedurre che il rapporto

$$R_\Gamma = \frac{\Gamma(\psi' \to \psi + neutri)}{\Gamma(\psi' \to \psi + X)}$$

doveva valere 1/3 per $I = 0$, 0 per $I = 1$ e 2/3 per $I = 2$. Misure sperimentali hanno dato come risultato il valore (0.44 ± 0.03). L'eccedenza della misura rispetto al valore stimato è stata spiegata ammettendo l'esistenza di decadimenti coinvolgenti neutri deiversi dal canale $\psi\pi^0\pi^0$ che rappresentano una frazione che è circa il 10% del totale. Tali decadimanti sono stati osservati: si tratta dei canali $\psi\eta$ e $\psi\pi^0$, che rappresentano circa il 5% degli eventi del canale inclusivo.

1.5 La regola di Okubo-Zweig-Iizuka

La regola di OZI stabilisce una soppressione per i decadimenti il cui diagramma si presenta *non-connesso*, per i decadimenti, cioè che non coninvolgono particelle dotate di charm negli stati finali. La figura 1.2 charisce in modo immediato cosa si intenda per diagramma connesso o non-connesso.

Ciò giustifica la ridotta rarghezza di risonanze quali la J/ψ o la ψ' che trovandosi al di sotto della soglia di produzione della coppia di mesoni $D\bar{D}$ (i più leggeri tra i mesoni composti da un quark c) decadono soltanto attraverso reazioni 'OZI-soppresse'.

Alla regola si dà una spiegazione nell'ambito della teoria della QCD [22]: in un decadimento 'non-connesso' gli stati iniziale e finale possono scambiare nell'interazione soltanto gluoni. Lo scambio di un singolo gluone, che a differenza dello stato di partenza non è un singoletto di colore, non è possibile. Un singoletto di colore può essere formato con due gluoni, ma l'accoppiamento di stati caratterizzati dai numeri quantici del fotone è ancora una volta proibito: uno stato di due gluoni è pari rispetto alla coniugazione di carica, mentre gli stati n^3S_1 sono dispari da questo punto di vista. In ultima analisi gli stati 1^3S_1 e 2^3S_1 sono vincolati ad interagire scambiando tre gluoni, con probabilità, proporzionale ad α^3, soppressa.

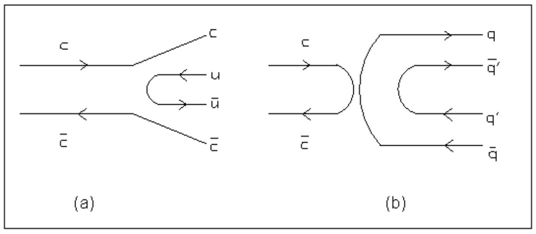

Figura 1.2: Diagrammi non-connesso (a) e connesso (b). La regola di OZI stabilisce che il primo sia soppresso rispetto al secondo.

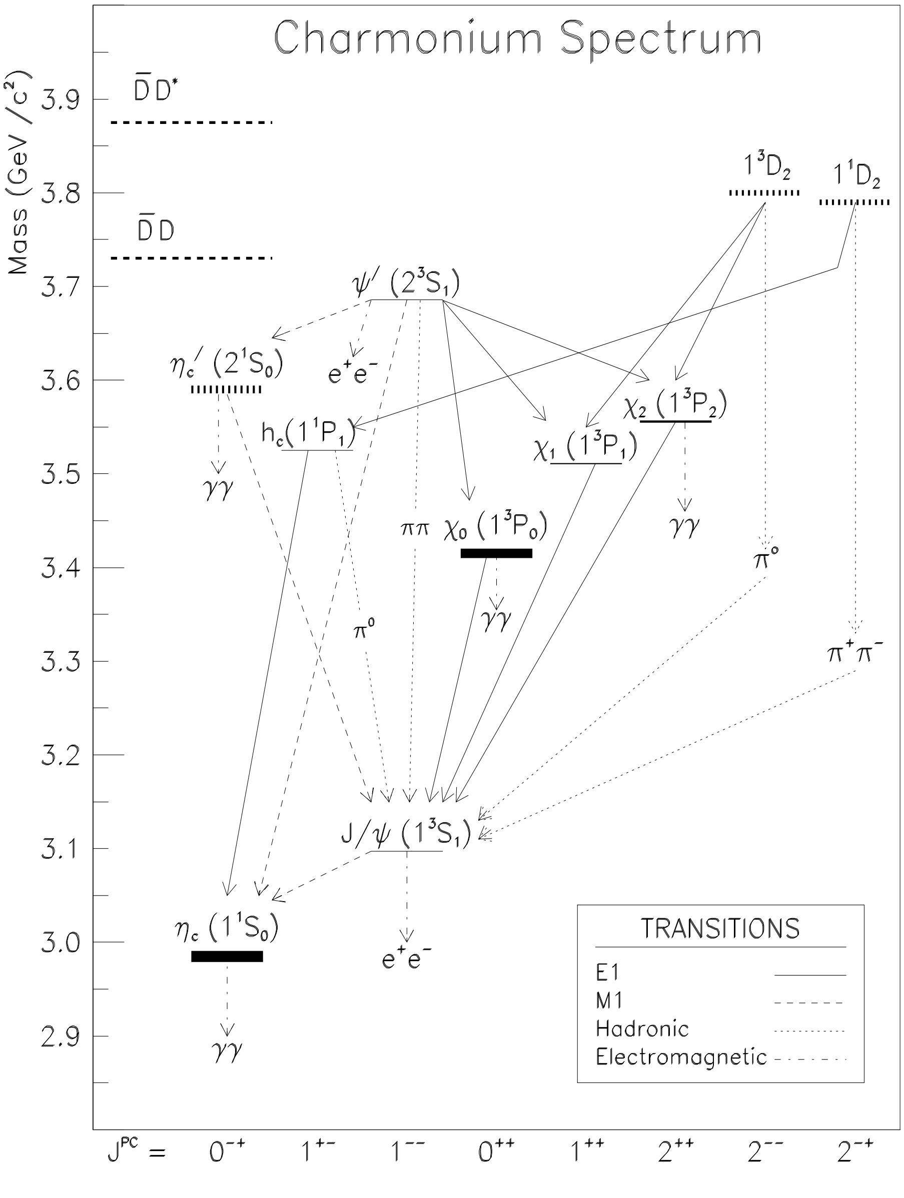

Figura 1.3: Lo spettro del Charmonio.

Capitolo 2

L'apparato sperimentale di E835 a Fermilab

Lo studio degli stati del charmonio prodotti direttamente in annichilazioni $p\bar{p}$ è svolto nell'esperimento E835 attraverso l'analisi dei canali di decadimento elettromagnetico delle risonanze.

L'apparato sperimentale consta sostanzialmente di una *sorgente* di antiprotoni, di un *bersaglio* fisso costituito da un getto di idrogeno gassoso ad alta densità e del *rivelatore* vero e proprio.

2.1 Il metodo sperimentale di E835

L'analisi di una data risonanza R è svolta effettuando una scansione in energia, ovvero variando l'energia degli antiprotoni attraverso la regione interessata e misurando la sezione d'urto come funzione dell'energia del fascio. La curva di eccitazione ottenuta è una convoluzione della sezione d'urto di Breit-Wigner $\sigma_{BW}(E_{cm})$ con la funzione di distribuzione normalizzata dell'energia disponibile nel centro di massa $G(E - E_{cm})$:

$$\sigma(E_{cm}) = \int_0^\infty \sigma_{BW}(E')G(E - E_{cm})dE'$$

L'area A sottesa dalla risonanza è data dalla:

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

che è indipendente dalla forma di $G(E)$ e dove σ_{picco} è la sezione d'urto calcolata sulla risonanza ($E_{cm} = M_R$ massa della risonanza):

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

In quest'ultima espressione J è lo spin della risonanza e B_{in} e B_{out} sono i rapporti di decadimento (*Branching Ratio* $B = \Gamma_{parz}/\Gamma_R$) nel canale di formazione della risonanza ($R \to p\bar{p}$) e nel canale di decadimento.

I parametri della risonanza quali massa M_R, larghezza totale Γ_R ed il prodotto $B_{in} \times B_{out}$ possono essere ricavati da una analisi completa della curva di eccitazione. La larghezza totale in particolare, può essere ottenuta anche se inferiore alla larghezza $\Gamma_{E_{cm}}$ della distribuzione in energia del fascio. Assumendo infatti tale distribuzione essere una gaussiana vale la relazione:

$$\Gamma_R = \frac{\Gamma_{E_{cm}}}{(\frac{4ln2}{\pi})^2}\left(1 - \frac{\Gamma_{E_{cm}}}{(\frac{4ln2}{\pi})^2}\frac{\sigma^*_{picco}}{A}\right)$$

intendendo con σ^*_{picco} la sezione d'urto misurata.

Infine, per ogni valore impostato di $E_{cm,i}$, il numero di eventi ν_i attesi è dato da:

$$\nu_i = L_i[\sigma_{fondo} + \epsilon\sigma(E_{cm,i})]$$

essendo L_i la luminosità per i dati collezionati all'$i$esimo punto, σ la curva di eccitazione, σ_{fondo} la sezione d'urto del fondo ed ϵ l'efficienza nel rivelare il particolare stato finale.

2.2 L'accumulatore di antiprotoni ed il fascio

Premettendo che alla gestione del fascio e soprattutto alla valutazione della sua energia è stata dedicata una appendice di questa tesi, diamo comunque alcune indicazioni preliminari sulla *Antiproton Source.*

La macchina è in grado di fornire *stack* di antiprotoni (fino a 80×10^{10} particelle, corrispondenti and una corrente di $80mA$) con una elevata risoluzione di impulso ($\frac{\Delta p}{p} = 5 \times 10^{-4}$) in tempi dell'ordine delle 24 ore, a meno dei tempi di decelerazione e raffreddamento stocastico.

Gli antiprotoni sono prodotti per collisione di un fascio di protoni su di un bersaglio di tungsteno: dopo due stadi di pre-accelerazione nel *Linac* e nel *Booster* i protoni sono iniettati nel *main ring* ed accelerati sino ad una energia di $120GeV$, parzialmente estratti (i rimanenti proseguono per altri stadi di accelerazione e/o altri aree sperimentali) e condotti sul bersaglio. A valle del punto di interazione vengono selezionati, con un'efficienza tipica di $16\bar{p}$ ogni 10^6 p, antiprotoni di $8.8GeV/c$ da inviare al *Debuncher.* Qui le particelle, inizialmente raggruppate in pacchetti, vengono distribuite uniformemente lungo l'anello utilizzando cavità risonanti a radiofrequenza ed il fascio si 'pulisce' per decadimento delle eventuali impurità (pioni e muoni originati nella collisione di produzione).

È a questo stadio che gli antiprotoni vengono immagazzinati nell' *Accumulatore.* Lo stack viene progressivamente incrementato fino ad un valore prefissato di corrente circolante ed infine re-ipacchettato parzialmente, raffreddato e decelerato all'energia richiesta. Anche durante la presa dati, poi, possono rendersi necessari interventi di raffreddamento e ulteriori decelerazioni.

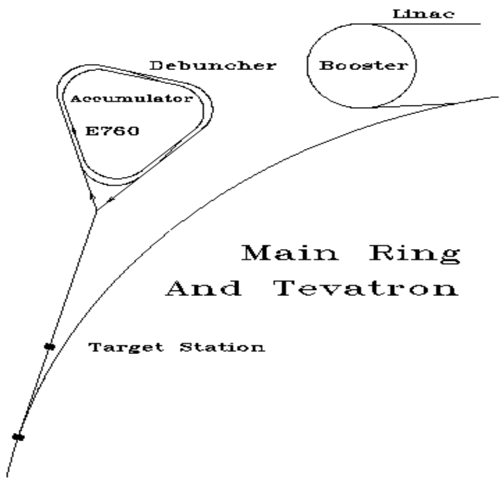

Figura 2.1: Schema della Sorgente di antiprotoni. Si nota il doppio anello del sistema Debuncher-Accumulatore.

2.3 Il bersaglio

Il bersaglio di E835 [3] è costituito da un getto di idrogeno molecolare gassoso ad alta densità (fino a 3×10^{14} $\frac{atomi}{cm^3}$) che attarversa trasversalmente il fascio di antiprotoni. Raggiungere queste densità è possibile grazie al fenomeno della *clusterizzazione*: l'idrogeno gassoso, che si trova inizialmente ad una temperatura compresa fra 15 e 40 K e ad alta pressione, esce dal *nozzle* in condizioni di sovrasaturazione, il che favorisce la formazione di nuclei di condensazione di molecole di idrogeno legate dalle forze di Van der Waals. A valle del nozzle, vari diaframmi selezionano solo la parte centrale del getto e ne determinano le dimensioni. La densità del bersaglio è inversamente proporzionale alla velocità delle molecole, la quale è a sua volta proporzionale a $\sqrt{T}$.

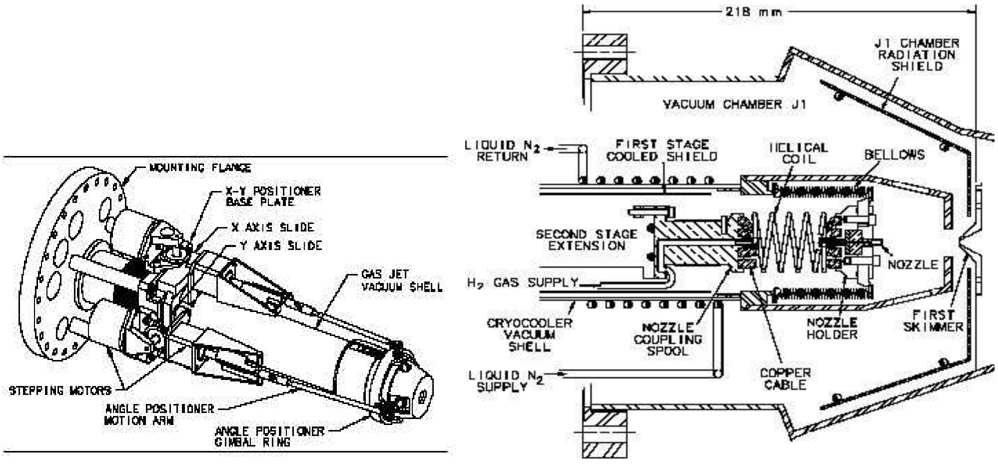

Figura 2.2: Vista prospettica e sezione dello *stage* di produzione del getto. In sezione si distinguono in *nozzle* dal quale fuoriesce l'idrogeno sotto pressione, il sistema di raffreddamento e gli stadi di recupero.

La luminosità istantanea è data dalla relazione:

$$L = N_{\bar{p}} \times f \times d \times \rho \ ,$$

dove $N_{\bar{p}}$ è il numero di antiprotoni, f è la frequenza di rivoluzione, d è il diametro del getto ($\simeq 6mm$) e ρ è la densità del bersaglio in atomi per cm^3.

Un sistema di autoregolazione, agendo simultaneamente su temperatura (temperature di esercizio tipiche intorno ai $30K$) e pressione, varia la densità in modo da mantenere costante la luminosità istantanea al diminuire delle dimensioni dello stack di antiprotoni. Con questo sistema è possibile mantenere luminosità istantanee dell'ordine di $2 \cdot 10^{31}$ 'inseguendo' il diminuire della corrente circolante da 80 a 14 mA.

Una serie di turbopompe garantisce infine il recupero dell'idrogeno residuo tra i diaframmi e oltre il fascio , in modo da non compromettere il vuoto dell'acceleratore ($\simeq\ 10^{-8}\ Torr$).

2.4 Il rivelatore

A simmetria cilindrica, ha l'asse longitudinale coincidente con il tubo a vuoto che lo attraversa ed è così strutturato:

- rivelatore interno (odoscopi, camere a straws, fibre, silici)
- cerenkov
- calorimetri (centrale ed in avanti)
- monitor di luminosità

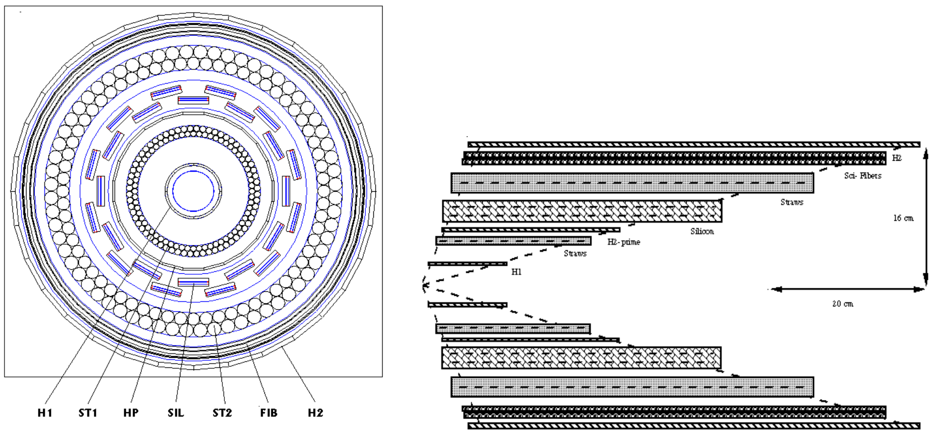

Figura 2.3: Sezioni trasversale e longitudinale del rivelatore interno: dall'interno verso l'esterno abbiamo l'odoscopio H1, le straw interne, l'odoscopio Hp, i silici, le straw esterne, le fibre scintillanti, l'odoscopio H2.

2.4.1 Gli odoscopi

Per odoscopio si intende un insieme di contatori a scintillazione costituiti da una zona sensiblile di materale scintillante, una guida di luce ed un fotomoltiplicatore. Lo scintillatore emette una quantità di luce proporzionale all'energia rilasciata dalla particella carica in transito. Una frazione di tale luce è convogliata ad un fotocatodo dalla guida e convertita in elettroni (efficienza quantica $\simeq$20%). Il fototubo moltiplica in più stadi (guadagno tipico $\simeq 10^6$) il numero di elettroni fino a produrre un segnale rivelabile che ha ampiezza ancora proporzionale all'energia rilasciata.

Il rivelatore interno di E835 è dotato di quattro di tali sistemi: H1, H2, H2', FCH. La zona sensibile è costituita di elementi di polistirene (Pst) drogato di indice di rifrazione $n = 1.58$ e densità $\rho = 1.03\ g/cm^3$.

- **H1**: Odoscopio di forma ad iperboloide di rotazione segmentato in ottanti. La copertura angolare è totale in ϕ e compresa fra 9° e 65° in θ. È il rivelatore più vicino al punto di interazione (la distanza minima dall'asse del tubo a vuoto è di 2.2 cm) e la sua forma particolare gli consente di seguire la sagoma della *vela* (foglio metallico di 180 μm di spessore che raccorda il sistema del bersaglio alla beam pipe) a grandi θ. Lo spessore dello scintillatore è di circa $2mm$.

- **H2**: Odoscopio di forma cilindrica diviso in 32 elementi di $4mm$ di spessore. La copertura è di 360° in ϕ e compresa fra 15° e 65° in θ. H2 costituisce il limite lontano del sistema di rivaletori interni (la distanza dall'asse del tubo a vuoto è di 16 cm).

- **H2'**: Odoscopio di forma cilindrica diviso in 24 elementi di $4mm$ di spessore. La copertura è ancora una volta totale in ϕ e compresa fra 9° e 65° in θ. H2' è posizionato tra la camera a *straw* interna ed i silici (la distanza dall'asse del tubo a vuoto è di 7 cm).

- **FCV - Forward Charged Veto**: Odoscopio diviso in ottanti, è costituito da una corona di elementi trapezoidali ortogonale all'asse del fascio posta a circa 70 cm dal punto di interazione. La copertura angolare è compresa fra 2° e 10° in θ mentre è totale in ϕ.

Dato il breve tempo di diseccitamento ($\simeq 1\ ns$) dei materiali plastici gli odoscopi garantiscono una risposta rapida che migliora la risoluzione temporale e permette una elevata frequenza di conteggio, il che li rende adatti per la produzione di segnali di *trigger* (Rif.Cap. 3). Ad esempio la coincidenza di H1 ed H2 fornisce un primo livello per eventi carichi mentre H2' e FCH (con una copertura complessiva in θ compresa fra 2° e 65°) sono utilizzati per ottenere un segnale di veto nel trigger neutro.

Digitalizzando le risposte analogiche degli odoscopi è inoltre possible fornire una misura della perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx con risoluzioni del 60 e 30 % rispettivamente per H1 e per H2 e H2'. Ciò consente la distinzione dei segnali prodotti da tracce singole da quelli prodotti da sovrapposizioni.

2.4.2 Le camere a straws

Ciascuno dei due rivelatori è costituito da due strati cilindrici di 64 'cannucce' in *mylar* alluminizzato sulla superficie interna. I due strati sono adiacenti e sfasati di mezza *straw* onde evitare sovrapposizioni tra i *crack*. Il diametro di ogni cannuccia varia dai $5mm$ di quelle dello strato interno della prima camera ai $12.1mm$ di quelle dello strato esterno della seconda mentre le dimensioni longitudinali sono rispettivamente di 182 e 414 mm. All'interno degli elementi flussa una miscela di Argon, Isobutano e Methylal.

Una particella carica che attraversi le camere libera coppie elettrone-ione che migrano a causa della differenza di potenziale instaurata tra lo strato di alluminio ed il filo anodico (diametro $\simeq 20\mu m$) teso in corrispondenza dell'asse di ciascun tubo. Misurando il tempo di deriva delle coppie si risale alla posizione in cui la particella ha ionizzato e l'informazione fornita è quindi una misura dell'angolo azimutale della traccia con una risoluzione stimata intorno ai $10mrad$ ed una copertura dell'ordine del 95-97%. In θ la copertura angolare è compresa fra $15°$ e $60°$ per la camera interna e fra $15°$ e $65°$ per quella esterna.

2.4.3 Le fibre scintillanti

Il rivelatore [4] è costituito da due strati cilindrici concentrici di 430 fibre ciascuno avvolte a spirale su di un piano normale all'asse ed è utilizzato per misurare l'angolo polare delle tracce cariche con copertura compresa fra $15°$ e $65°$ nel sistema di riferimento del laboratorio e rispetto alla direzione del fascio.

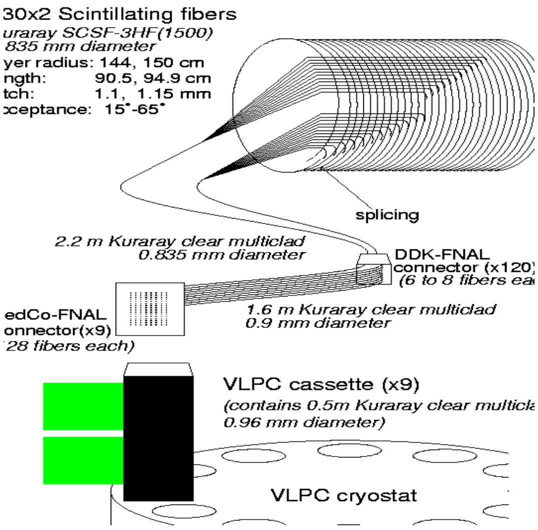

Figura 2.4: Schema del rivelatore a fibre ottiche

La luce di scintillazione è rivelata da 144 chip VLPC (*Visible Light Photon Counter*), per un totale di 1152 pixel, raggruppati in 9 cassette mantenute ad una temperature costante di circa $6.5K$ in un dewar di elio liquido. I VLPC sono rivelatori fotosensibili a stato solido con una alta efficienza quantica nella regione del visibile (70% a $550nm$), guadagno da 2 a $6 \cdot 10^4$ ed una elevata capacità di conteggio (più di $10^8 \gamma/sec/pixel$). Le letture sono effettuate su tutti i canali sia tramite ADC che tramite TDC per fornire sia l'ionformazione sul dE/dx che quella temporale (risoluzione di circa $4ns$ e probabilità di pileup del 2% con una luminosità $L = 1.5 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$) .

2.4.4 I silici

Struttura cilindrica posizionata tra H2' e la camera a straws esterna, è stato progettato per la ricostruzione, insieme con il rivelatore a fibre scintillanti, dell'angolo polare delle tracce cariche. E' costituito da 24 lastre contenenti ciascuna 192 *microstrip* ($2.9\ mm \times 25.9\ mm \times 350\ \mu m$), per un totale di 4608 canali. Una particella carica che attraversi lo strato di silicio libera un numero di coppie elettrone-lacuna proporzionale all'energia rilasciata. La risoluzione spaziale in z è di circa $60\mu m$.

2.4.5 Il cherenkov

Rivelatore a gas che utilizza il principio secondo il quale una particella che attraversa un mezzo materiale di indice di rifrazione n con velocità superiore alla velocità della luce c/n in quel mezzo, emette un cono di radiazione avente asse coincidente con la direzione della particella e semiapertura

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{\beta n}$$

dove β è la velocità della particella. Esiste quindi una soglia di energia, al di sotto della quale una particella non emette radiazione Cherenkov, che dipende, oltre che dall'indice di rifrazione del gas, dalla velocità dellla particella. In E835 l'effetto è utilizzato come discriminatore degli elettroni dalle altre particelle cariche.

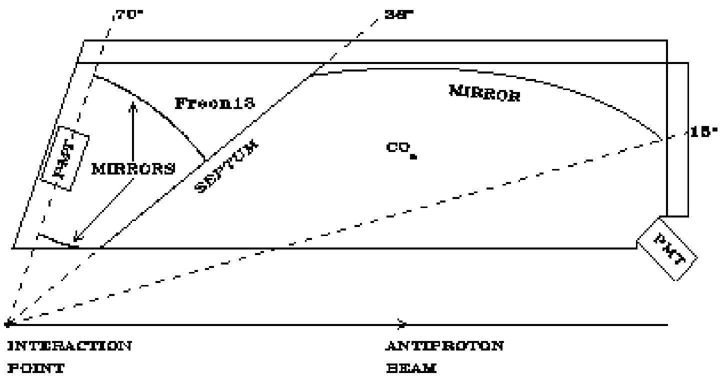

Figura 2.5: Sezione longitudinale del rivelatore ad effetto Cherenkov.

La struttura [15] è a simmetria cilindrica con asse coincidente con l'asse del fascio; il raggio interno misura $17cm$ e quello esterno $59cm$. Un setto di alluminio di $300\mu m$ di spessore separa la camera anteriore da quella posteriore: la prima garantisce la copertura in θ per angoli compresi fra $10°$ e $38°$ ed è riempita con CO_2 (indice di rifrazione: 1.000410), la seconda copre θ fra $38°$ e $70°$ ed è riempita con $Freon13$ (indice di rifrazione: 1.00720) il che compensa le differenze di cammino (il numero di fotoni Cherenkov per unità di lunghezza è proporzionale a $(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2})$) e migliora la reiezione dei pioni. Il contatore opera a pressione e temperatura ambiente.

Entrambe le camere sono frazionate in otto settori in ϕ, per un totale di 16 fotomoltiplicatori che convertono la luce raccolta da altrettanti specchi di forma opportuna: nella camera in avanti specchi elissoidali riflettono la luce direttamente verso i fototubi mentre la camera a grandi angoli è dotata di un sistema specchio sferico-specchio piano.

2.4.6 I calorimetri

Misurano l'energia degli sciami elettromagnetici prodotti da elettroni e fotoni ed al fine di garantire una più efficace copertura ne sono stati allestiti due: uno detto *centrale* [14] ed uno *in avanti*. La prima struttura, cilindrica, copre 360° in azimuth e l'intervallo fra 10° e 70° in angolo polare e rappresenta approssimativamente il 70% dell'accettanza per i decadimenti notevoli. Gli angoli al di sotto dei 12° (e fino al limite di $2-3°$ rappresentato dal tubo a vuoto) sono coperti dal secondo calorimetro.

- **Il calorimetro centrale**: È costituito da 1280 blocchi di vetro al piombo (Shott F2) organizzati in 64 settori (*wedge*) in ϕ e 20 anelli (*ring*) in θ. Ogni wedge è formato da un supporto di acciaio inossidabile e contiene 20 blocchi separati da un setto di $0.254mm$. Lo spessore del supporto è di $0.735mm$ e rappresenta circa il 2% della copertura in azimuth. I blocchi sono sistemati in proiezione sul punto di interazione e la loro lunghezza varia da 38 e 50 cm, ovvero da 12 a 16 lunghezze di radiazione. I fotomoltiplicatori (di diametro variabile da 3 a 1.5 pollici) sono incollati direttamente sul vetro e rivelano al luce Cherenkov emessa dagli elettroni dello sciame, la quale è in rapporto di proporzionalità con lo sviluppo dello sciame e quindi con l'energia della particella che lo ha generato. I segnali provenienti dai blocchi sono formati ed inviati a moduli ADC e TDC ed opportunamente sommati per essere inseriti nelle logiche del trigger.

  La calibrazione viene effettuata ad ogni cambio di energia selezionando eventi $\pi^0\pi^0$ ed imponendo che i cluster ricostruiscano a due a due esattamente la massa invariante di tali particelle.

  La risposta dell'apparato è lineare tra 1 e 4 GeV e la migliore risoluzione in energia è $\sigma(E)/E = 6\%\sqrt{E[GeV]}$. La risoluzione in posizione ottenuta con un'algoritmo di clusterizzazione è di circa $5mm$ ai bor-

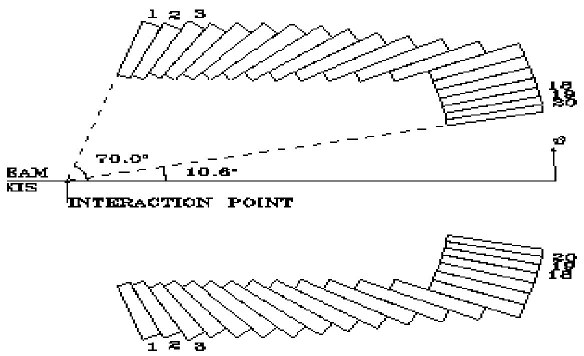

Figura 2.6: Il calorimetro centrale, sezione longitudinale. Si nota la disposizione puntante il vertice di interazione dei 20 anelli di blocchi e la diversa compertura angolare in θ di ognuno di essi

di e di circa $1cm$ nella regione centrale dei blocchi ($\Delta\theta \simeq 6mrad$, $\Delta\phi \simeq 8mrad$).

- **Il calorimetro in avanti**: La sua configurazione è mutata nel periodo di presa dati al fine di migliorarne le prestazioni.

  Nella prima versione [5] il *Forward Calorimeter* era formato da una griglia quadrata di 144 elementi, ciascuno dei quali realizzato con 148 strati di piombo e scintillatore plastico alternati ed accoppiato ad un fotomoltiplicatore che convertiva la luce raccolta e convogliata da un *wavelenght shifter*.

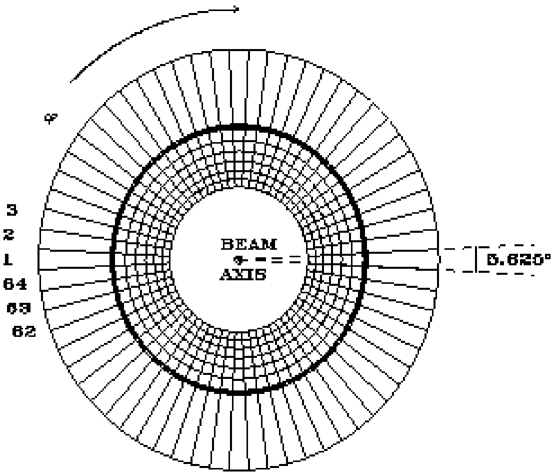

Figura 2.7: Il clorimetro centrale, sezione trasversale. In questa vista si distinuguono i 64 settori in ϕ.

Nell'aprile del 1997 gli elementi sono stati sostituiti da blocchi di vetro al piombo di diverse dimensioni sia longitudinali (da 13 a 21 lunghezze di radiazione) che trasversali (maggiore granularità a piccoli angoli e nella zona lasciata 'scoperta' dal calorimetro centrale).

2.4.7 Il monitor di luminosità

In E835 la luminosità viene misurata [24] contando i protoni di rinculo provenienti da urti $p\bar{p}$ elastici. La sezione d'urto per lo scattering elastico è ben conosciuta per piccoli momenti trasferiti (q<$0.05 GeV/c$) ed a tale regime la contaminazione dello scatterign inelastico è sufficientemente bassa.

Avendo definito il quadrimpulso trasferito

$$t = (p_{in} - p_{fin})^2 = -4k^2 \sin^2(\phi/2)$$

si ha che per piccoli valori assoluti di t rispetto al valore t_{int} ($\sim 8\pi\alpha/\sigma_T$)

per il quale è massima l'interferenza fra le due ampiezze, la componente dominante è rappresentata dallo scattering coulombiano:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim 4\pi(\alpha/t)^2$$

mentre a grandi t domina lo scattering nucleare:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim Ae^{-bt}, A = \sigma_T^2/16\pi.$$

La misura è effettuata utilizzando un insieme di rivelatori al silicio posti a circa $150cm$ al di sotto del tubo a vuoto: due sono fissi e posizionati ai lati dell'asse del fascio per poter apprezzare gli spostamenti del punto di interazione dalla posizione nominale, un terzo è montato su di un carrello e si muove lungo l'asse del fascio in modo da poter variare l'angolo di monitoraggio e determinare l'andamento del fondo in funzione dell'energia.

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

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

dove $dt/d\Omega$ è il fattore geometrico:

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

La luminosità istantanea è dunque data da:

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

Le principali sorgenti di errore nella misura della luminosità sono di natura statistica ($\simeq 0.25\%$), dovute all'incertezza sulla sezione d'urto $p\bar{p}$ ($\sim 2\%$), sulle misure di posizione (0.02%) e sulla definizione dell'area attiva del rivelatore (0.05%). Vi sono poi errori dovuti alla deviazione del vertice di interazione dalla posizione nominale per i quali viene applicata una correzione.

Una valutazione dell'errore totale è del 3% della misura.

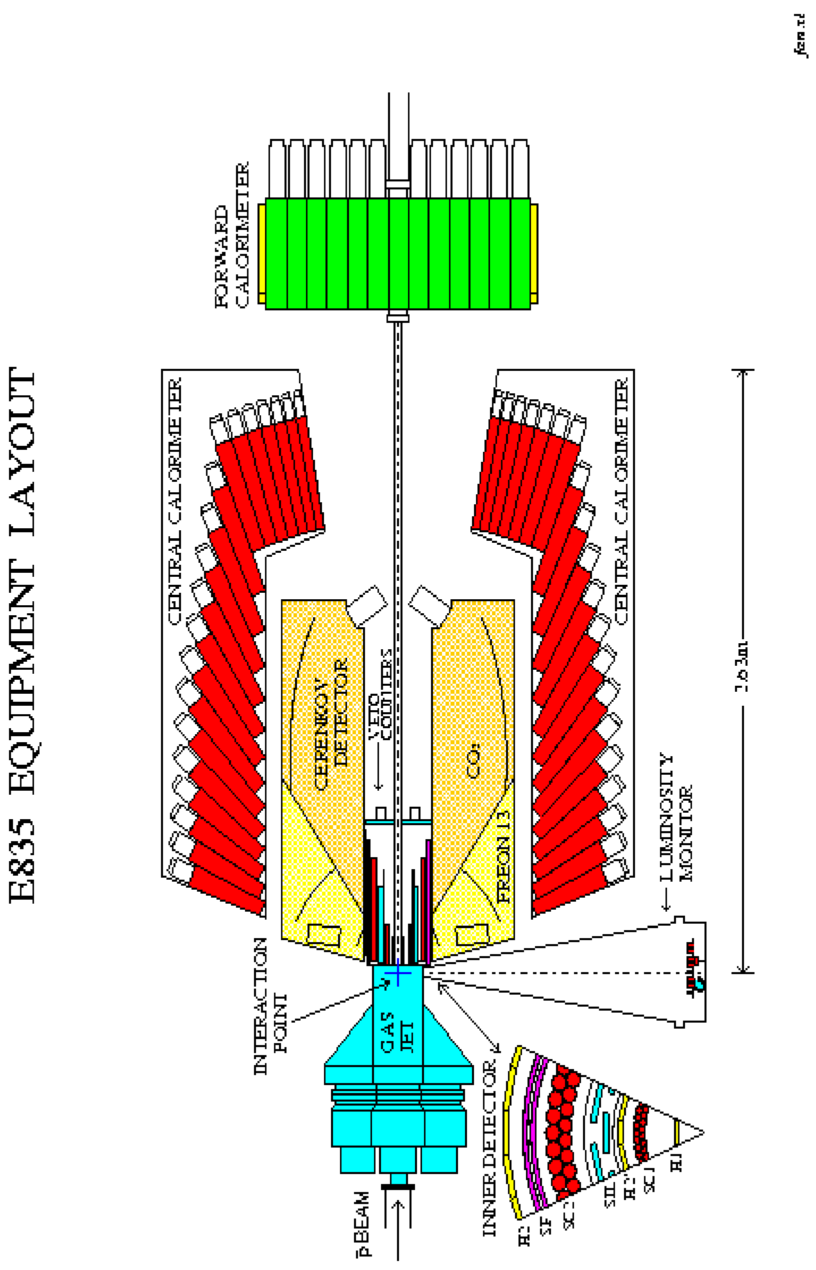

Figura 2.8: Sezione complessiva del rivelatore

Capitolo 3

Il trigger ed il sistema di acquisizione

Il sistema di trigger raccoglie le informazioni provenienti dai vari rivelatori per generare il comando elettronico che abilita l'acquisizione dei segnali e provvedere ad una prima selezione degli eventi in base a criteri di natura cinematica e topologica.

3.1 Generalità

Lo studio del Charmonio avviene in E835 attraverso l'osservazione dei suoi stati finali. Indichiamo di seguito i principali canali che sono stati oggetto di analisi:

1. $J/\psi, \psi' \longrightarrow e^+e^-$
2. $\psi' \longrightarrow J/\psi\pi^0\pi^0 \longrightarrow e^+e^-4\gamma$
3. $\psi' \longrightarrow J/\psi\pi^+\pi^- \longrightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$
4. $\chi_{c1}, \chi_{c2} \longrightarrow J/\psi\gamma \longrightarrow e^+e^-\gamma$

5. $\chi_{c2} \longrightarrow 2\gamma$

6. ${}^1P_1 \longrightarrow J/\psi\pi^0 \longrightarrow e^+e^-2\gamma$

7. ${}^1P_1 \longrightarrow \eta_c\pi^0 \longrightarrow 3\gamma$

8. ${}^1P_1 \longrightarrow J/\psi\pi^0\pi^0 \longrightarrow e^+e^-4\gamma$

9. ${}^1P_1 \longrightarrow J/\psi\pi^+\pi^- \longrightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$

10. $\chi_{c0} \longrightarrow \gamma\gamma, J/\psi\gamma$

11. $\eta_c, \eta_c' \longrightarrow 2\gamma$

12. $\eta_c \longrightarrow 3\eta, \eta 2\pi^0 \longrightarrow 6\gamma$

13. $\eta_c \longrightarrow \phi\phi \longrightarrow 2K^+2K^-$

Una prima discriminazione dei sistemi di trigger riguarda il tipo di stato finale. Distinguiamo allora *trigger carico* e *trigger neutro* (esclusivamente stati finali neutri). Una seconda classificazione distingue le logiche di trigger a seconda che siano basate sul solo calorimetro centrale oppure su odoscopi e Cherenkov.

Le MLU - Memory Lookup Unit : Sono moduli programmabili con 16 ingressi ed 8 uscite che sono combinazioni qualsiasi dei segnali in ingresso. Il sistema di trigger di E835 è dotato di 4 di queste unità: *Charged MLU*, *Neutral MLU*, *Phi MLU*, *Master MLU*.

3.2 Logiche basate sul calorimetro centrale

Per permettere l'introduzione di una logica di trigger sufficientemente veloce i 1280 segnali provenienti dal Calorimetro Centrale sono organizzati attraverso due livelli di somma in 40 *Super-Moduli*: 8 in ϕ e 5 in θ. Durante questa operazione viene anche estratto un segnale utilizzato dai discriminatori del *Minimum Bias* [1]. I 40 segnali sono inviati a discriminatori le cui soglie, studiate con simulazioni Montecarlo, variano con la θ del segnale di provenienza e sono funzione dell'energia nel centro di massa. Le 40 uscite sono poi inviate ad un modulo che esegue l'operazione logica OR sui segnali aventi lo stesso ϕ e genera così gli 8 ingressi della Neutral MLU, che li combina nelle seguenti logiche:

- **PBG1**: I 40 segnali sono ottenuti applicando il criterio di sovrapposizione: si raggruppano ad esempio i settori 1-9, 9-17, etc. Si richiede che 2 dei segnali provenienti dai super-moduli superino i valori di soglia e siano coplanari, ossia provengano da *super-wedge* opposti.
- **PBG3**: analoga a PBG1, ma con coplanarità estesa: il secondo segnale deve provenire dal settore opposto al primo o da uno dei due adiacenti.
- **Etot**: La somma è eseguita senza sovrapposizione: ad esempio si raggruppano i settori 1-8, 9-16, etc. Le somme sono inviate a due discriminatori con soglie tali da riconoscere se l'energia rilasciata nel calorimetro centrale equivale al 70 od all'80 % dell'energia totale.

3.3 Logiche basate sul Cherenkov e sugli odoscopi

La gestione di queste logiche, che adeguatamente combinate dalla Master MLU andranno a comporre il trigger carico, è affidata alla Charged MLU, della quale forniamo ingressi ed uscite nelle tabelle 3.1 e 3.2.

In dettaglio vediamo il significato delle richieste sulle tracce:

- **1e,2e**: 1 o 2 elettroni. Si richiede la coincidenza di H1 con uno dei 6 elementi di H2 corrispondenti (i 4 appartenenti all'ottante, l'ultimo

[1] Trigger di controllo per richieste 'larghe'. È impiegato per fornire un segnale di *strobe* che abilita la lettura delle MLU.

dell'ottante precedente, il primo dell'ottante successivo) e con la cella del Cherenkov.

- **1h,2h**: 1 o 2 tracce cariche. Richieste analoghe alla logica precendente, ma senza presenza del Cherenkov.

CMLU	input	
1	1e	elettroni $\geq$1
2	2e	elettroni $\geq$2
3	1h	tracce cariche $\geq$1
4	2h	tracce cariche $\geq$2
5	H2=2	elementi di H2 colpiti =2
6	H2>2	elementi di H2 colpiti >2
7	H2>4	elementi di H2 colpiti >4
8	H1>2	elementi di H1 colpiti >2
9	H1>4	elementi di H1 colpiti >4
10	COPL	2 elementi coplanari in H2
11	FCV_{OR}	elementi di FCV (FCH) colpiti $\geq$1
12	$FCAL_{OR}$	elementi di FCAL colpiti $\geq$1
13	$H1_{OR}$	elementi di H1 colpiti $\geq$1
14	$H2_{OR}$	elementi di H2 colpiti $\geq$1

Tabella 3.1: Schema degli ingressi della Charged MLU

Le logiche basate sui contatori e sul Cherenkov intervengono anche nella definizione del trigger $\phi\phi$ insieme con le fibre. In particolare fra gli ingressi dellh Phi MLU compaiono le seguenti logiche:

- $\mathbf{H2_{LOGIC}}$: coincidenza di un elemento di H2 con uno degli elemen-

CMLU	output	
1	$(2e \times H2 < 6) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)$	e^+e^-
2	$2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}}$	e^+e^-
3	$2h \times (COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	$\phi\phi$
4	$2h \times H2 = 2 \times (COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	$p\bar{p}$
5	$\overline{1e} \times 2h \times H2 = 2 \times COPL$	

Tabella 3.2: Schema delle uscite della Chargd MLU

ti, sempre di H2, appartenenti ai due opposti gruppi di 9 contatori centrati sulla direzione ortogonale a quella dell'elemento colpito.

- **Bundle[N]**: OR logico di un gruppo di fibre adiacenti di entrambi i cilindri. Ciascun raggruppamento copre porzioni diverse di angolo polare. (es. $Bundle1 = (1-30)_{INNER}\ .OR.\ (1-30)_{OUTER}$).
- **KIN2B**: matrice di coincidenza fra Bundles basata sulla cinematica $\phi\phi \rightarrow 4K$.

3.4 La Master MLU ed il Gatemaster

Le uscite delle tre MLU (Neutral, Charged, Phi) corrispondono ad alcuni degli ingressi della Master MLU che li combina nelle logiche finali. Le uscite della Master MLU vengono inviate al *Gatemaster* che invia i corretti segnali agli ADC ed il *common stop* ai TDC. Il Gatemaster è un modulo programmabile, nel senso che può essere configurato via software in modo da abilitare soltanto alcune delle sue porte. In condizioni di presa dati 'normale' tutte le uscite corrispondenti alle logiche finali sono abilitate. Una volta acquisite le informazioni di vari moduli, poi, le porte del *GM* sono utilizzate dal filtro software (rif.Sez 3.5) per identificare gli eventi.

Le configurazioni di ingresso e di uscita della Master MLU sono riassunte rispettivamente nelle tabelle 3.3 e 3.4.

MMLU	input	
1	PBG1	NMLU1
2	PBG3	NMLU2
3	$Etot_{70\%}$	NMLU3
4	$Etot_{80\%}$	NMLU4
5	$\overline{(H1 \times H2')_{OR}}$	
6	$FCAL_{OR}$	
7	H2>2	
8	FCH_{OR}	
9	$(2e \times H2 < 6) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)$	CMLU1
10	$2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}}$	CMLU2
11	$2h \times (COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	CMLU3
12	$2h \times H2 = 2 \times (COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	CMLU4
13	$\overline{1e} \times 2h \times H2 = 2 \times COPL$	CMLU5
14	$\overline{Bundle1} \times \overline{Bundle2} \times \overline{H2_{LOGIC}} \times (H2 = 3,4) \times (SF = 3,4) \times (\overline{SF = 3 \times H2 = 3}) \times KIN2B$	PMLU1
15	$(Bundle8 + Bundle9) \times (\overline{H2_{LOGIC}}) \times (SF = 1)$	PMLU2
16	$(Bundle2 + Bundle17) \times (\overline{H2_{LOGIC}}) \times (SF = 2)$	PMLU3

Tabella 3.3: Schema degli ingressi della Master MLU

MMLU	output
1	$\boxed{e^+e^-}$: $(In(9) \times In(2)) + In(10)$
2	$\boxed{p\overline{p}\ 90^\circ}$: $In(11) \times In(15)$
3	$\boxed{\phi\phi}$: $In(12) \times In(15)$
4	$\boxed{\gamma\gamma}$: $PBG1 \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$
5	$\boxed{\text{Etot}}$:$Etot_{70\%} \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$
6	$\boxed{p\overline{p}\ 55^\circ}$: $In(12) \times In(16)$
7	$Etot_{80\%} \times (\overline{H2 \geq 2})$
8	$Etot_{80\%} \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$

Tabella 3.4: Schema delle uscite della Master MLU

Esempi - Diamo alcuni esempi di logiche utilizzate nel corso della presa dati di E835 (svluppiamo cioè alcune delle uscite della MMLU). Per il trigger carico l'esempio usuale è la logica e^+e^-; per il trigger neutro sviluppiamo la logica 'gamma gamma', utilizzata per rivelare il decadimento in 2γ degli stati del Charmonio.

- $\mathbf{e^+e^-}$: $[((2e \times H2 < 6) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)) \times PBG3] + (2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}})$
- **gamma gamma**: $PBG1 \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$

3.5 Il filtro software

Ha il duplice compito di riconoscere il trigger che ha causato l'acquisizione di un evento ed indirizzare la scrittura dei dati corrispondenti verso il nastro opportuno. Inoltre opera una prima e veloce selezione assegnando ad ogni evento un codice identificativo che rende più agevole l'analisi *offline*.

Consiste in un programma *FORTRAN* installato su uno degli elaboratori dell'Acquisizione Dati (e precisamente su quello che si occupa dell'*Event Building*) ed opera anche una prima 'clusterizzazione' dell'informazione del calorimentro centrale per operare le scelte di assegnazione. Per assegnare agli eventi un codice di identificativo, il programma si basa sulle informazioni provenienti dal Gatemaster e sui seguenti criteri:

- **INVM**: Almeno una coppia di cluster forma massa invariante sopra la soglia stabilita.
- Numero di cluster. Selezione in base al numero di cluster nel Calorimetro centrale.
- **KIN**: I due cluster più energetici soddisfano la cinematica di un decadimento a due corpi entro i $100 mrad$.
- **MCL1**: *Cluster mass* [2] del cluster più energetico $> \ 100 \ MeV$.
- **Pi0, ETA**: Una coppia di cluster ha massa invariante nella regione del π^0 o di η.

La tabella 3.5 mostra il significato dei vari codici. I dati utilizzati nel corso di questa analisi sono stati selezionati tra quelli con ID=13 (trigger finale e^+e^- con almeno una coppia di cluster con massa invariante superiore ai 2.2 GeV).

[2] o *massa effettiva.* La si calcola per ciascun cluster per distinguere quelli associati ad un evento $\gamma\gamma$ da quelli provenienti dal decadimento di un π^0. Formalmente:

$$m_{eff} = \sqrt{(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \vec{p_i})^2},$$

dove E_i è il deposito di energia nell'i-esimo contatore del cluster e $\vec{p_i} = E_i \vec{r_i}$, con $\vec{r_i}$ versore che dal punto di interazione si dirige verso il centro dell'i-esimo contatore. La somma è effettuata su una griglia di 5×5 blocchi attorno al centroide del cluster. I cluster che derivano dal decadimento simmetrico di un π^0 hanno una grande massa effettiva.

priority	ID	code
1	90	GM9 [$CCAL\ laser$]
2	120	GM12 [$minimum\ bias$]
3	130	GM13 [$Random\ Gate$]
4	70	GM7: $MMLU7$
5	140	GM14 [$FCAL\ Cosmic\ Ray$]
6	80	GM8: $MMLU8$
7	150	GM15 [$High\ minimum\ bias$]
8	10	GM1: $MMLU1$ [e^+e^-]
9	40	GM4: $MMLU4$ [$\gamma\gamma$]
10	100	GM10 [$silicon\ strobe$]
11	30	GM3: $MMLU3$ [$\phi\phi$]
12	20	GM2: $MMLU2$ [$p\bar{p}$]
13	60	GM6: $MMLU6$ [$p\bar{p}\ control$]
14	50	GM5: $MMLU5$ [E_{tot}]
15	110	GM11 [$All\ trigs$]
16	13	GM1 $\times INVM > 2.2GeV$
		continua ↓

		$\uparrow$
17	12	GM1 $\times INVM > 2.0GeV$
18	11	GM1
19	31	$[phiphi]$
20	48	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.5GeV$
21	47	GM4 $\times INVM > 2.5GeV$
22	42	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times ETA \times < 7cluster$
23	43	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times ETA \times < 7cluster$
24	44	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times MCL1 \times < 6cluster$
25	45	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times MCL1 \times < 6cluster$
26	41	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV$
27	52	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times ETA \times \overline{< 7cluster \times INVM > 2.0GeV}$
28	53	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times ETA \times \overline{< 7cluster \times INVM > 2.0GeV}$
29	54	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times MCL1 \times \overline{< 6cluster \times INVM > 2.0GeV}$
30	51	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times \overline{INVM > 2.0GeV}$
31	55	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times MCL1 \times \overline{< 6cluster \times INVM > 2.0GeV}$
32	170	$[neutr]$

Tabella 3.5: Codici identificativi del filtro software. GM=*Gatemaster*.

3.6 Il sistema di acquisizione

Il sistema di Acquisizione Dati [25] dell'esperimento, schematizzato in figura 3.1, può essere suddiviso in tre sezioni principali: i rami $CAMAC$, i buffer di memoria VME, i tre elaboratori elettronici.

I rami $CAMAC$ sono tre, di cui due in serie, per un totale di 19 *crate* contenenti moduli ADC e TDC. Il sistema è caratterizzato da tempi di lettura per ogni modulo particolarmente brevi, grazie all'utilizzo di logica di tipo ECL [3]. Ogni crate è gestito da un modulo DYC che riceve i dati provenienti dai moduli FERA (ADC) e li registra in memoria $FIFO$ in attesa che vengano estratti. La lettura è affidata ad un SGI Challenge collegato ad un crate VME. Un processore (Motorola MVME167) supervisiona il funzionamento in 'ping-pong' dei quattro buffer di memoria (Access Dynamics DC2): mentre due buffer vengono riempiti, gli altri due vengono letti, poi i ruoli si invertono. Il Challenge si occupa della ricostruzione dell'evento a partire dai dati ricevuti dai DYC e, attraverso il filtro software, riempie i quattro nastri Exabyte (trigger neutro e carico, $\phi\phi$ e preselezione di $\pi^0\pi^0$ per la calibrazione) e scrive su disco ($GOLD$ data file) una preselezione di eventi notevoli. Un SGI Indy ed un SGI Indigo, infine, si occupano rispettivamente del *run control* e del monitor.

3.7 L'efficienza del trigger carico

Il processo di cui si svolgerà l'analisi in questa sede è caratterizzato da una coppia di elettroni tra i prodotti di decadimento. Sarà quindi il trigger carico ad abilitarne l'acquisizione (ricordiamo che, comunque, il trigger finale è l'OR logico dei due sistemi di trigger carico e neutro). La richiesta per attivare il trigger e^+e^- inclusivo è espressa dalla condizione:

[3] *Emitter Coupled Logic*: standard che si distingue per il bassissimo tempo di propagazione del segnale e l'alta frequenza di esercizio. I segnali logici sono rispettivamente di -0.9V (alto) e -1.75V (basso)

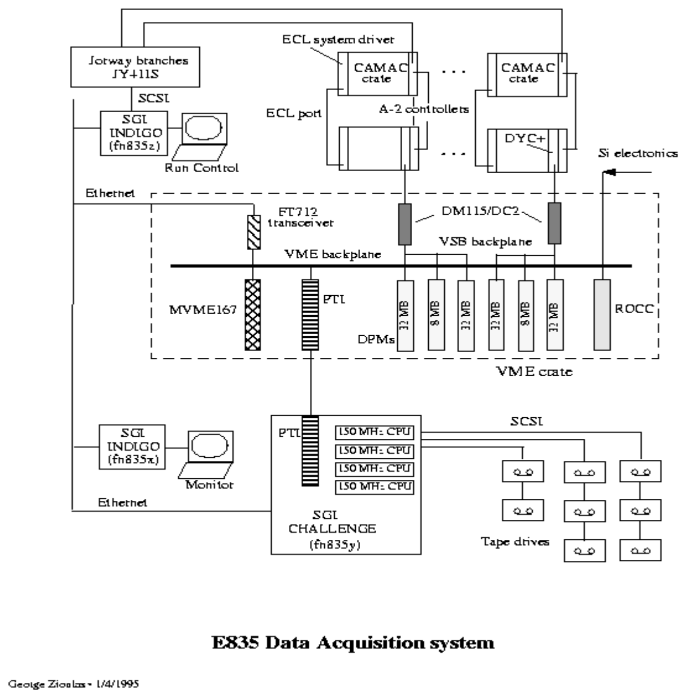

Figura 3.1: Schema del sistema hardware di acquisizione dati di E835

$$MMLU1 = CMLU1 \cdot PBG3 \; + \; CMLU2$$

in cui le variabili logiche CMLU1 e CMLU2 (Charged MLU), sono così definite:

$$CMLU1 = 2e \times (H2 < 6) + 1e \times 2h \times (H2 = 2) \times COPL$$

$$CMLU2 = 2e \times (H2 = 6)) \times COPL \times \overline{FCH_{OR}}$$

mentre PBG3 richiede due grandi depositi di energia nel calorimetro centrale che soddisfino condizioni poco restrittive sul decadimento a due corpi ($\Delta\phi > 90°$.

La probabilità che l'acquisizione veda correttamente un evento con due elettroni nello stato finale è in generale funzione del canale di decadimento, essendo i segnali sui cui vengono poste le condizioni determinati anche dagli altri prodotti. Ad esempio in un evento di tipo $\psi' \to e^+e^-$ sono necessari quattro segnali spuri in H2 per superare la soglia di reiezione, mentre nel caso del decadimento $\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$ ne sono sufficienti due. L'efficienza del trigger e^+e^- è stata misurata [13] utilizzando un trigger speciale per il riconoscimento di eventi con almeno un elettrone secondo la logica:

$$CMLU1_{temp} = 1e$$

e si è operato un confronto con la logica usuale CMLU1$_{std}$. Detta ϵ l'efficienza del trigger nel riconoscimento di un elettrone, la probabilità di rivelarne due sarà ϵ^2, quella di rivelarne uno su due sarà $2\epsilon(1-\epsilon)$ e quella di non rivelarne nessuno $(1-\epsilon)^2$. L'efficienza è calcolata attraverso il rapporto R tra il numero eventi che superano rispettivamente la condizione standard e quella speciale. Sarà cioè:

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

da cui si ricava:

$$\epsilon = \frac{2R}{1+R} \tag{3.1}$$

Un campione di eventi $J/\psi \to e^+e^-$ è stato selezionato fra i dati filtrati con il trigger speciale $CMLU1_{temp}$ richiedendo condizioni restrittive sul numero di cluster (esattamente due) e sull'ampiezza del segnale delle celle corrispondenti del Cherenkov. Di $N_{CMLU1temp}$ eventi segnalati,

$N_{CMLU1std} = 1502$	$R = 0.86$
$N_{CMLU1temp} = 1367$	$\epsilon_{1e} = 0.92 \pm 0.01$
$N'_{CMLU1std} = 1288$	
$N''_{CMLU1std} = 1157$	$\epsilon_{e^+e^-} = 0.90 \pm 0.01$
$N_{\overline{ee}} = 10$	

Tabella 3.6: Numero di eventi trovati e valori delle efficienze misurati in [13].

$N_{CMLU1std}$ hanno superato la condizione $CMLU1_{std}$. Di questi, in particolare, $N'_{CMLU1std}$ sono stati selezionati attraverso il primo termine della logica e $N''_{CMLU1std}$ attraverso il secondo. Considerando la frazione di eventi $N'_{CMLU1std}$ rispetto agli $N_{CMLU1temp}$, si ricava con la 3.1 l'efficienza ϵ_{1e} di riconoscimento di un elettrone (infatti il rapporto fra i primi due termini delle due logiche $CMLU1$ usuale e speciale risulta essere: $2e/1e$), essendo $R = N'_{CMLU1std}/N_{CMLU1temp}$ l'efficienza di selezione del primo termine della logica $CMLU1_{std}$.

L'efficienza del trigger carico sarà però data dal rapporto fra gli eventi $N_{CMLU1std}$ ed il numero di eventi complessivo, compresi quelli in cui entrambi gli elettroni sono in accettanza, ma nessuno dei due è stato visto. Il numero $N_{\overline{ee}}$ di questi eventi è stimabile utilizzando la ϵ_{1e} ed approssimando il numero totale N_{TOT} di eventi con il numero $N_{\overline{e}e}$ di eventi in cui almeno un elettrone è stato riconosciuto:

$$N_{\overline{ee}} = (1 - \epsilon_{1e}^2) N_{TOT} \simeq (1 - \epsilon_{1e}^2) N_{\overline{e}e}$$

Infine l'efficienza cercata sarà:

$$\epsilon_{e^+e^-} = \frac{N_{CMLU1std}}{N_{CMLU1temp} + N_{\overline{ee}}}$$

In tabella 3.6 i valori trovati ed utilizzati in [13].

canale	efficienza
$J/\psi \to e^+e^-$	0.90 ± 0.01
$\psi' \to e^+e^-$	0.90 ± 0.01
$\psi' \to J/\psi\pi^0$	0.89 ± 0.01
$\psi' \to J/\psi\eta$	0.89 ± 0.01
$\psi' \to \chi\gamma$	0.89 ± 0.01
$\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0$	0.88 ± 0.01
$\psi' \to J/\psi X$	0.87 ± 0.01
$\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$	0.86 ± 0.01

Tabella 3.7: Alcune efficienze di trigger in E835.

Per i canali esclusivi variano le condizioni: ad esempio per $\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$ il secondo termine della logica è soppresso e l'efficienza si riduce a quella del primo.

La tabella 3.7 riassume i valori delle efficienze. Per completezza diamo i valori per tutti i canali di decadimento per i quali è stata effettuata la misura.

Capitolo 4

Misura del rapporto di decadimento $\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$

In questo capitolo verrà descritto completamente il processo di selezione ed analisi degli eventi compatibili con il canale in oggetto, dalla selezione preliminare del canale inclusivo a quella degli eventi notevoli veri e propri. Saranno altresì fornite le misure, supportate da simulazioni Montecarlo, delle efficienze di selezione nonchè descrizioni delle logiche software impiegate nell'analisi *offline*. Infine si darà il valore del rapporto di decadimento.

Nella tabella 4.1 diamo innanzitutto un riassunto dei dati utilizzati nel corso dell'analisi: si tratta di alcuni *stack*[1] collezionati in un periodo che va dal gennaio all'agosto 1997 e dei quali forniamo alcuni parametri fondamentali quali stack di provenienza, numero di run, Energia disponibile nel centro di massa, Larghezza del fascio, Luminosità integrata.

[1] Il significato del termine, che indica l'insieme di antiprotoni circolanti nell'anello, viene traslato ad indicare i dati raccolti consumando la corrente accumulata

STACK	run	E_{cm} $[MeV]$	$\sigma_{E_{cm}}$ $[MeV]$	$\int Ldt$ $[nb^{-1}]$
06	0836-0845	3685.660	0.5327	1227.27
08	1006-1013	3686.247	0.4260	697.87
08	1015-1018	3686.426	0.4049	429.21
17	1276-1280	3686.108	0.4140	996.36
17	1281	3686.234	0.3720	310.36
22	2003-2006	3686.475	0.3367	393.50
22	2007	3686.567	0.3267	243.60
22	2015	3686.269	0.3014	236.73
22	2016	3686.139	0.3033	261.65
22	2018	3686.002	0.2820	197.69
39	2218-2219	3686.002	0.2851	318.74
39	2221-2223	3686.772	0.2926	477.36
40	2235	3686.472	0.3198	272.21
40	2239-2240	3686.496	0.3230	198.87
40	2242-2243	3686.270	0.2810	308.34
40	2245-2246	3686.230	0.2929	260.30
40	2247	3686.079	0.2812	115.73
40	2249-2250	3685.922	0.2582	183.15
40	2253	3685.693	0.3069	120.23
67	3210-3211	3687.013	0.2879	320.02
67	3213-3214	3686.469	0.2808	326.14
67	3218-3219	3686.278	0.2626	306.72
67	3223	3685.962	0.2482	213.23
67	3226	3685.743	0.2560	213.12
67	3229	3685.452	0.2452	111.34
67	3232-3233	3685.001	0.2428	334.64

Tabella 4.1: Caratteristiche dei dati utilizzati nel corso dell'analisi. Ad ogni run (o gruppo di runs) corrisponde un file di tipo $EWDST$ le cui informazioni sono state elaborate da un programma FORTRAN per estrarre le variabili notevoli descrittive di ogni evento.

4.1 Selezione degli eventi: il canale inclusivo $\psi' \to J/\psi\ X$

Una prima selezione mira ad isolare gli eventi compatibili con il canale inclusivo $\psi' \to J/\psi\ X$.

A partire dai files *GOLD* generati durante la presa dati utilizzando opportune condizioni di trigger sia hardware che software (si veda per questo il capitolo 3), i dati sono stati organizzati *offline* in files di tipo *EWDST* eseguendo una pre-selezione che utilizza l'*ElectronWeight*, un indicatore statistico che misura il rapporto tra la probabilità che la traccia sia dovuta ad un elettrone vero piuttosto che al fondo (principalmente conversioni $\gamma \to e^+e^-$). Si richiede che ad un *cluster* del calorimetro centrale siano associati segnali provenienti dai settori corrispondenti del Cherenkov e degli odoscopi; quando almeno due tracce verificano questa condizione, se ne calcola l'indicatore EW. La selezione che genera i files $EWDST$ richiede, fra le altre condizioni, che per le due tracce associate alla coppia e^+e^- sia $EW(1) \times EW(2) > 0.1$.

La selezione degli eventi del canale inclusivo è stata operata agendo su 3 parametri in particolare: il prodotto $EW(1) \times EW(2)$ con una ulteriore richiesta, la massa invariante dei due maggiori depositi di energia nel calorimetro [2] e l'angolo polare delle due tracce elettroniche.

- **massa invariante**. Si richedono due depositi di energia con massa invariante [3] compresa fra 2.75 e 3.45 GeV. È questa la regione di

[2] da qui ed in seguito, ove non specificato, con il semplice 'calorimetro' intenderemo il Calorimetro Centrale.

[3] Con *Massa Invariante* si intende in questo caso l'energia complessiva dei due depositi calcolata nel sistema di riferimento del centro di massa delle due particelle. In formula: $M_{12} = 2E_1E_2(1-\cos\omega_{12})$ dove E_i è l'energia dell'i-esimo deposito e ω_{12} l'angolo compreso fra le due tracce.

energia associata alla J/ψ proveniente da un decadimento inclusivo dalla ψ'.

- **ElectronWeight**. Le due tracce devono provenire con ancora maggiore probabilità da un elettrone vero. Si fa una richiesta sul prodotto delle due quantità: $EW(1) \times EW(2) > 0.5$. Sulle ragioni della scelta di questo valore diremo in seguito (rif. §4.3).

- **angolo polare**. Ciascuna delle due tracce elettroniche deve attraversare il rivelatore interno nella zona di efficienza uniforme del contatore Cherenkov, ossia dovrà essere θ_{el_i} compreso fra 15° e 60°.

A questo punto non si fanno ancora richieste riguardo al numero di extra cluster (rispetto ai due elettronici), comunque vincolati ad un massimo di 6, o sull'informazione temporale. Le soglie energetiche sono invece fissate a $25MeV$ per i cluster ed a $10MeV$ per il blocco con energia più alta.

In figura 4.1 la risposta della distribuzione di massa invariante dei due maggiori depositi di energia (linea tratteggiata) alla selezione psi inclusiva (linea continua). L'area obreggiata riguarda il comportamento del fondo, ottenuto analizzando i dati acquisiti ad energie lontane da quella di formazione delle risonanze e scalando sulla luminosità integrata totale per tutti i dati di ψ'.

STACK	run	E_{cm} $[MeV]$	$\sigma_{E_{cm}}$ $[MeV]$	$\int Ldt$ $[nb^{-1}]$	$J/\psi X$
14	1199-1203	3651.62	0.2875	1456.51	66

Tabella 4.2: Caratteristiche dei dati utilizzati per il fondo. I dati sono stati raccolti durante uno *scan* effettuato all'energia della η_c' (2^1S_0).

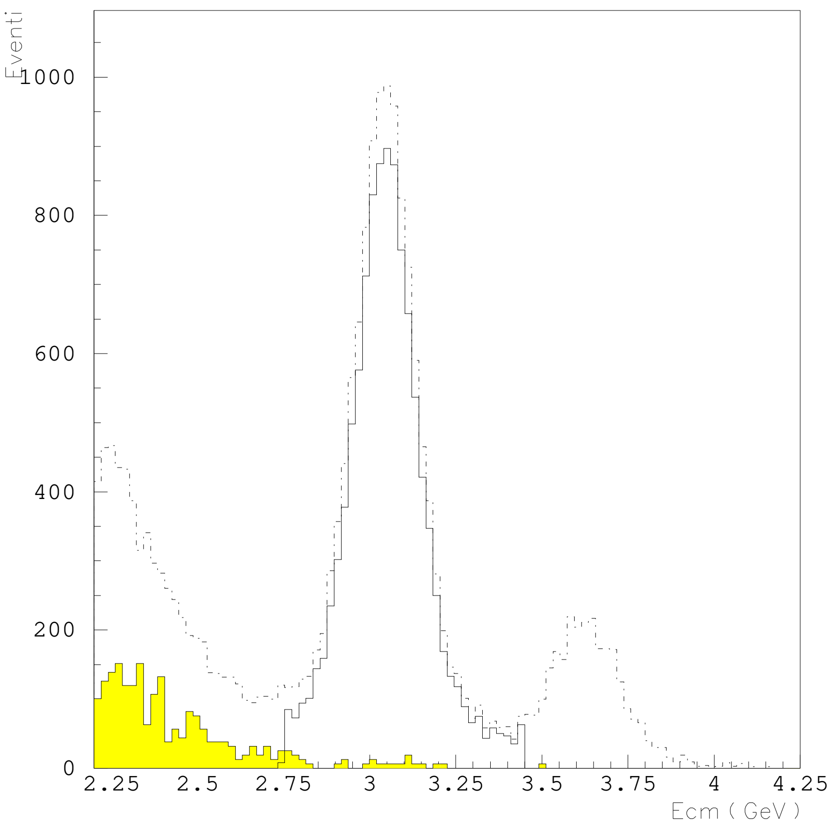

Figura 4.1: Distribuzione di massa invariante per l'intera collezione di dati utilizzati nel corso dell'analisi. La linea tratteggiata mostra la distribuzione senza tagli, la linea continuta rappresenta la distribuzione dopo le richieste della selezione psi inclusiva. Per i dati del fondo (area ombreggiata) $E_{cm} = 3651.62$

4.2 Selezione degli eventi: Il canale esclusivo $\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^- \to e^+e^-\pi^+\pi^-$

Per isolare gli eventi del canale esclusivo si è proceduto attraverso due livelli di selezione: un primo livello utilizza direttamente le informazioni provenienti dagli odoscopi combinandole in conteggi di elementi colpiti e di coincidenze tra le tre corone di scintillatori, un secondo livello utilizza il livello di probabilità di un fit cinematico per il canale.

4.2.1 Selezione topologica

Il canale esclusivo con due elettroni e due pioni carichi nello stato finale è caratterizato evidentemente da quattro tracce cariche. L'informazione proveniente dagli odoscopi è stata tradotta via software in alcuni contatori relativi al numero di elementi colpiti per ogni odoscopio ed al numero di coincidenze fra elementi colpiti appartenenti ad odoscopi diversi ed allineati nel rispetto della topologia dell'evento. Un elemento scintillatore è considerato colpito se il segnale ADC ad esso relativo supera un soglia fissata. La temporizzazione del segnale relativo è riferita a quella delle tracce elttroniche che definiscono la condizione di 'in tempo'.

L'informazione temporale - Si è osservata la distribuzione della differenza Δt fra la temporizzazione di ciascuno degli odoscopi e la media dei tempi degli elettroni. Le distribuzioni risultano piccate attorno ad un valore di qualche canale TDC. Questa valutazione è stata eseguita su alcuni run di dati (riportiamo i risultati nella tabella 4.3) e si è scelta la finestra temporale più larga fra quelle ottenute massimizzata di un canale. Per H1 si avrà allora $-17 < \Delta t < 7$, per H2 $-17 < \Delta t < 7$ e per Hp $-20 < \Delta t < 10$.

Una volta stabilito che l'elemento dell'odoscopio è stato colpito, si misura il suo Δt e si controlla che esso cada all'interno della finestra opportuna. Ciò dipende soltanto dalla corona di scintillatori di provenienza. Se il Δt

è fuori dall'intervallo l'evento viene scartato e non si procede con le fasi successive dell'analisi. In figura 4.2 le tre distribuzioni per la totalità dei dati considerati.

run	H1	H2	Hp
836-45	-12 $< \Delta t <$ 3	-11 $< \Delta t <$ 4	-13 $< \Delta t <$ 6
1281	-14 $< \Delta t <$ 5	-14 $< \Delta t <$ 5	-16 $< \Delta t <$ 8
2003-06	-16 $< \Delta t <$ 6	-16 $< \Delta t <$ 4	-18 $< \Delta t <$ 5
2007	-15 $< \Delta t <$ 4	-15 $< \Delta t <$ 3	-17 $< \Delta t <$ 5
2015	-16 $< \Delta t <$ 5	-16 $< \Delta t <$ 4	-18 $< \Delta t <$ 5
2016	-15 $< \Delta t <$ 5	-15 $< \Delta t <$ 3	-17 $< \Delta t <$ 5
2018	-15 $< \Delta t <$ 4	-15 $< \Delta t <$ 3	-17 $< \Delta t <$ 5
2235	-13 $< \Delta t <$ 5	-15 $< \Delta t <$ 3	-17 $< \Delta t <$ 5
SCELTA	-17 $< \Delta t <$ 7	-17 $< \Delta t <$ 7	-20 $< \Delta t <$ 10

Tabella 4.3: Finestre temporali per le richieste di temporizzazione degli *hit* negli odoscopi. Per ogni corona diamo gli estremi dell'intervallo per la grandezza 'differenza H_i*hit timing*- H_i*electron timing*'. La misura è stata eseguita su più run in modo da coprire vari momenti della presa dati.

Conteggio degli hit - Il conteggio degli hit totali registrati da ciascun odoscopio avviene tramite cicli software che verificano la condizione sulla soglia dei conteggi ADC e la richiesta temporale. La prima è stata posta per tutti a $0.01 MIPs$ dove il segnale è quello normalizzato proveniente dai FERA (Rif. figura 4.3), della seconda si è appena detto. Per l'odoscopio H2 si richiede anche che i segnali non siano già associati ad una delle due linee elettroniche; in questo senso si parlerà di *extra-hit*.

Conteggio delle coincidenze - Il conteggio delle coincidenze avviene con cicli analoghi a quelli utilizzati nel caso percedente. Si cerca la presenza di segnale in tempo con l'evento negli elementi scintillatori allineati rispetto a direzioni uscenti dal vertice di interazione.

Un primo ciclo cerca coincidenze fra H1 ed H2 a partire da quest'ultimo. Per ogni extra-hit registrato si cercano elamenti colpiti in H1 appartenenti all'elemento corrispondente. La corrispondenza prevede sovrapposizione: ad ogni elemento di H1 corrispondono i 4 elementi di H2 appartenenti allo stesso ottante, l'ultimo elemento dell'ottante precededente ed il primo dell'ottante successivo.

Nel secondo *loop* si cercano invevce coincidenze fra H2 ed Hp. La definizione delle corrispondenze è qui leggermente più complessa, essendo il rapporto fra il numero di elementi di Hp ed H2 di tre a quattro ed essendo la corona di Hp ruotata in senso orario di mezzo elemento ($\sim$ 7.5 °).

In figura 4.4 le distribuzioni del numero di hit per i tre odoscopi e del numero di coincidenze.

La selezione topologica prevede richieste sia sul numero di conteggi che sul numero di coincidenze. In particolare non si faranno richieste sul numero di elementi colpiti in H1, in quanto la logica di trigger carico richiede già due hit per individuare i due elettroni e non è detto che le tracce in più siano già completamente separate a questo stadio. Si richiederanno invece extra-hit in H2 ed hit totali in Hp in numero variabile a seconda della selezione e le richieste saranno aperte nel limite superiore (si richiederà cioè un numero minimo di elementi colpiti). Analogamente si farà per le coincidenze.

Il fatto di lavorare con contatori indipendenti per ogni odoscopio e per le coincidenze permette una certa flessibilità nella scelta delle selezioni.

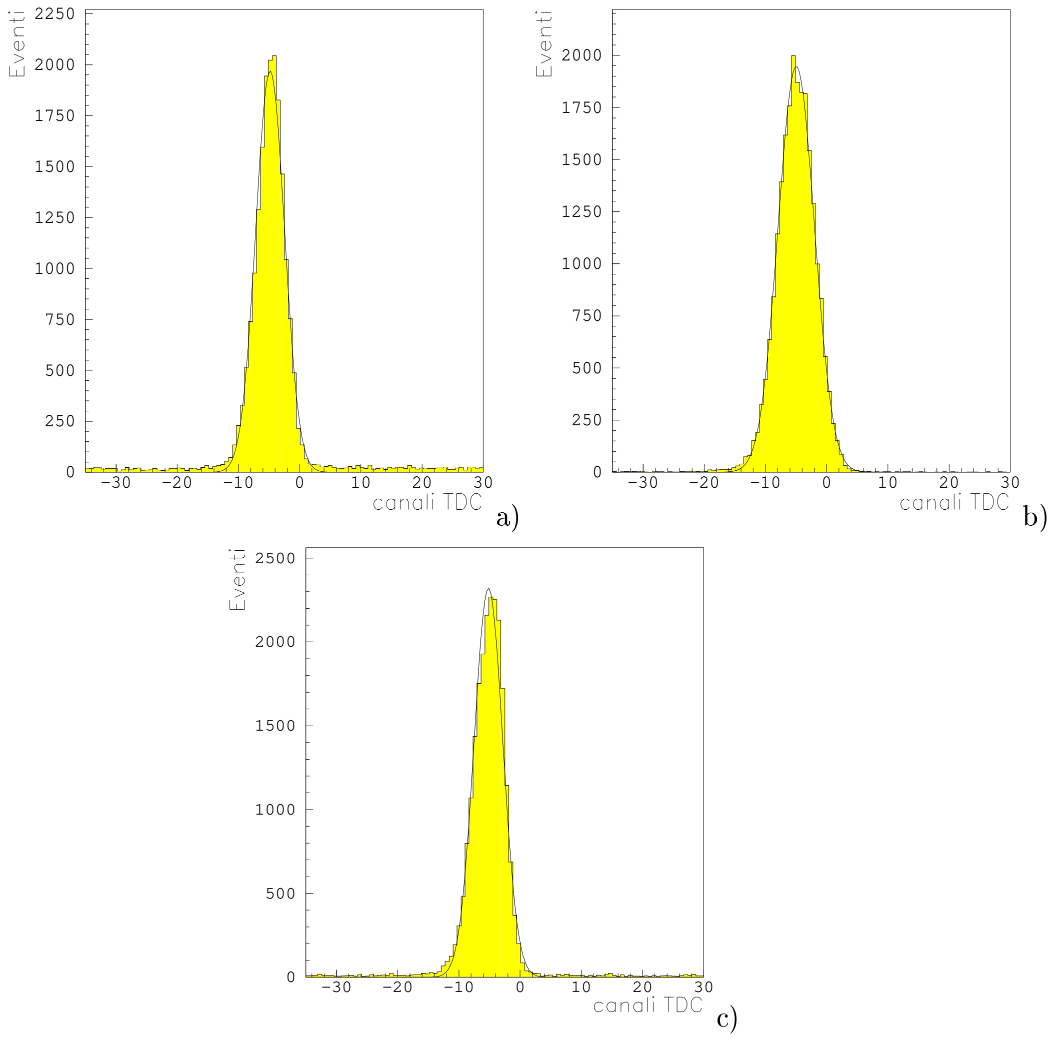

Figura 4.2: Distribuzione della differenza fra la temporizzazione degli odoscopi e quella degli elettroni. a) odoscopio H1. b) odoscopio H2. c) odoscopio Hp.

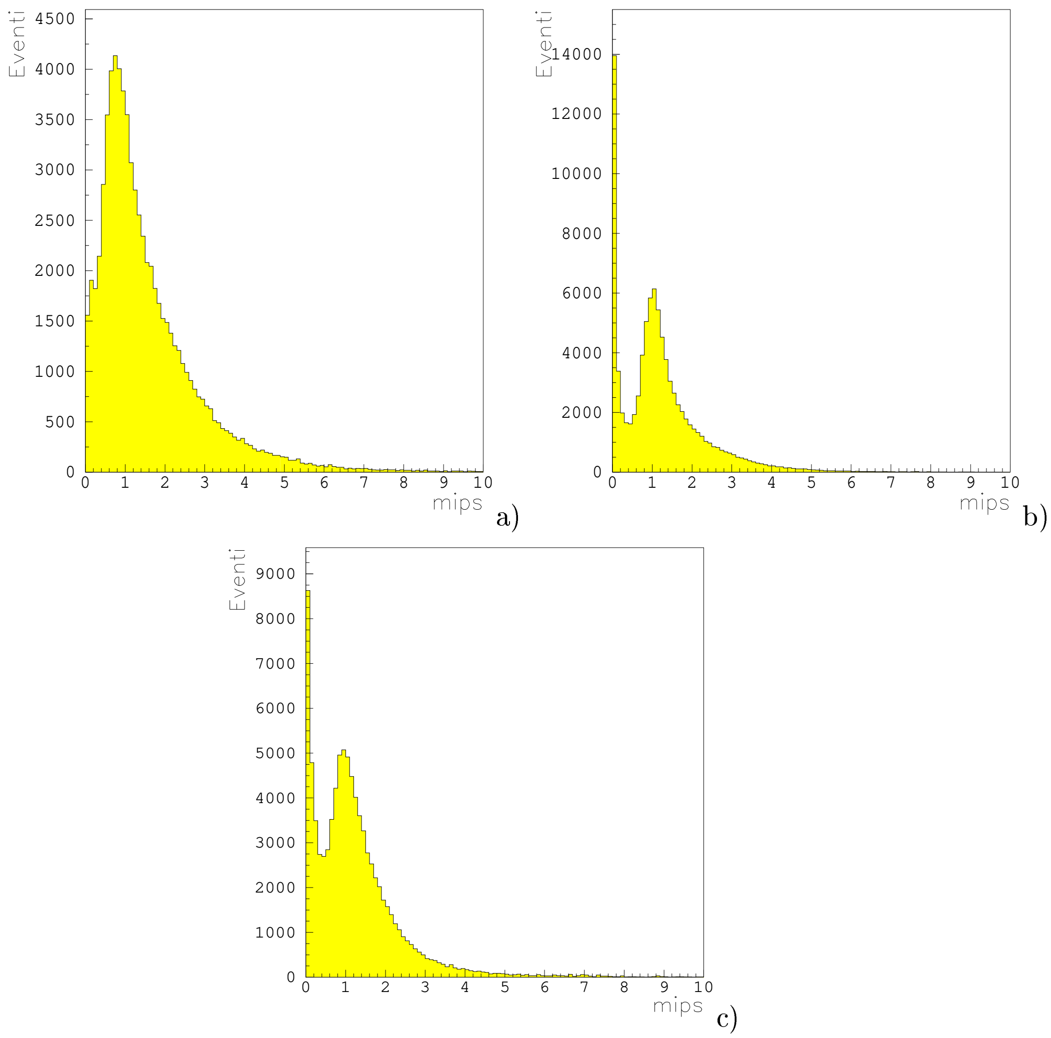

Figura 4.3: Distribuzione del numero di MIPs per i tre odoscopi. I dati corrispondono alla selezione del canale inclusivo. a) odoscopio H1. b) odoscopio H2. c) odoscopio Hp.

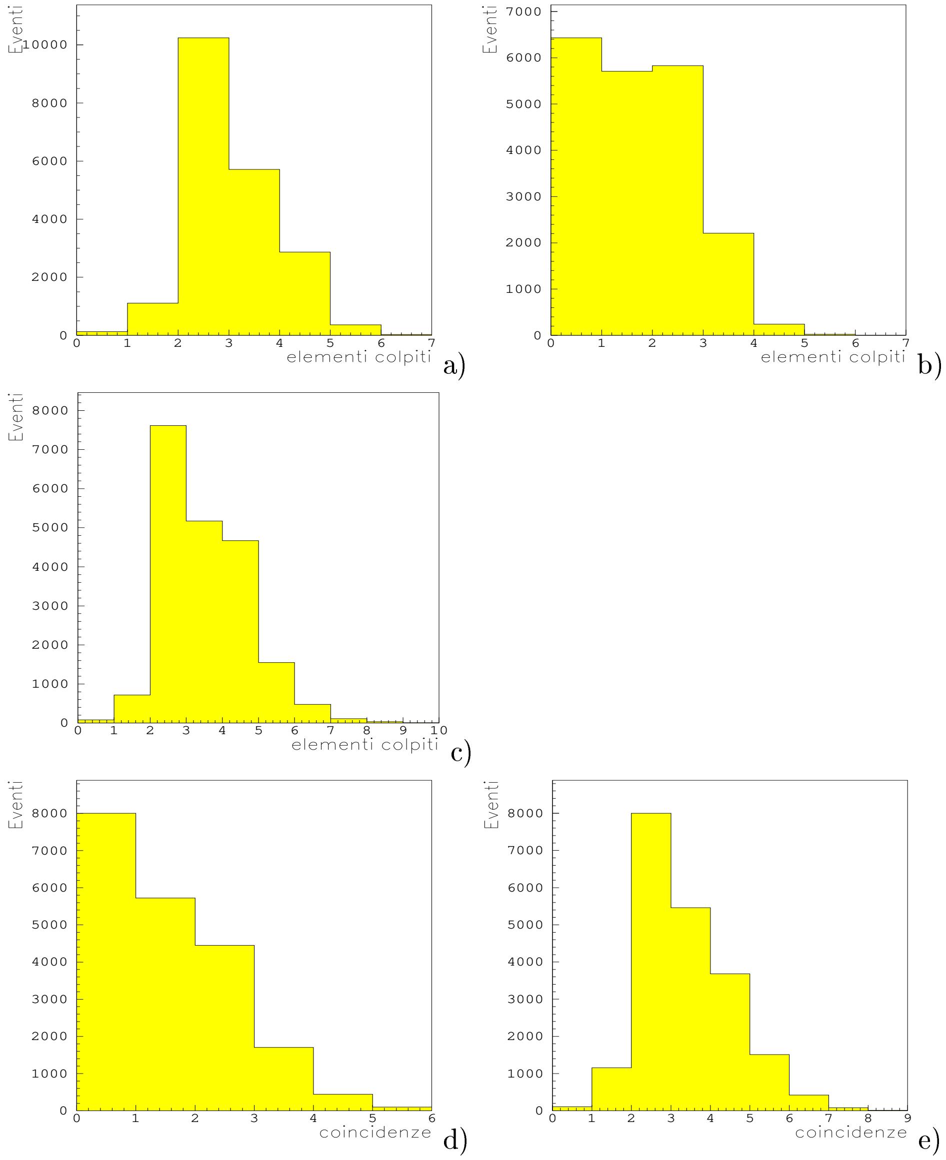

Figura 4.4: Numero di elementi colpiti (*hit*) in un odoscopio e numero di coincidenze fra coppie di odoscopi. Per 'coincidenza' si intende la presenza di segnale in tempo con l'evento in entrambi gli elementi allineati appartenenti due dei tre gruppi di scintillatori che costituiscono un odoscopio. a) H1: hit totali. b) H2: extra-hit. c) Hp: hit totali. d) Coincidenze extraH2-H1. e) Coincidenze H2-Hp.

4.2.2 Il fit cinematico

Con fit cinematico si intende un algoritmo che esprime con un numero la compatibilità dei dati in possesso per un evento (energia, direzione e numero delle tracce) con un'ipotesi cinematica prescelta. Lo stato finale di cui si tratta sarà caratterizzato in generale da N grandezze osservabili indipendenti $x_1, ..., x_N$, parte delle quali viene misurata dal rivelatore con un errore σ_{x_i}. I vicoli imposti dalla fisica coinvolta (conservazione del quadrimpulso totale, uguaglianza della massa invariante del sistema di prodotti di decadimento con la massa della risonanza) collegano fra loro le variabili.

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 l'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 cerca il minimo della funzione χ^2 che è così ridefinita in presenza di vincoli:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{mis}} \frac{(x_i - \overline{x_i})^2}{\sigma_i^2} + \sum_{k=1}^{N_{vinc}} \lambda_k g_k \tag{4.1}$$

al variare dei parametri $\overline{x_1}, ..., \overline{x_N}$ (valori veri) e $\lambda_1, ..., \lambda_{N_{vinc}}$ (pesi dei vincoli). 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 [4]. Integrando la distribuzione di χ^2 tra il minimo e infinito e dividendo per l'area totale si ottiene la probabilità P_{χ^2} di ottenere un χ^2 più grande (ossia un accordo peggiore).

Nella fase di classificazione di un evento, si calcola la probabilità del χ^2 per un dato decadimento e la si confronta con soglie opportune. In caso di esito favorevole l'evento viene etichettato.

[4] I gradi di libertà corrispondono al numero di grandezze ossrrvabili diminuito del numero di vincoli non utilizzati nella stima di quelle mancanti

L'efficienza di un taglio sulla probabilità del fit dipende dalla forma della sua distribuzione. Non essendo la distribuzione piatta (si veda Fig. 4.5) non si ha $\epsilon = 1 - P_{cut}$ (dove P_{cut} è il livello di P_{χ^2} a cui si esegue il taglio) e, come ad esempio nel nostro caso, si ricorrerà ad una stima dell'efficienza su campioni di eventi simulati.

Il secondo livello della selezione per il canale che si sta studiando prevede l'utilizzo di un fit cinematico a 3 vincoli. L'energia iniziale dei pioni è stimata calcolando l'energia mancante alla J/ψ ed assegnando i 2/3 di questa energia al pione emesso in avanti. La routine di fit richiede in ingresso quattro indici corrispondenti alle quattro tracce delle particelle cariche finali. Gli indici corrispondenti alle tracce elettroniche non sono assegnati da quasta parte del programma, che si occupa di stabilire una prorità di assegnazione nel caso che all'evento particolare competano più extra-tracce.

Si analizza l'informazione disponibile per ogni traccia e si stabilisce la priorità in base alla qualità di questa informazione. Un contatore conta per ogni evento il numero di tracce oltre quelle elettroniche che siano completamente ricostruite (ossia per le quali si disponga dell' informazione sia su θ che su ϕ; informazione che proviene dal rivelatore interno: camere a straws e fibre). Si noti che da questo punto in poi nessun evento verrà scartato (fino alle richieste sulla probabilità del fit) e quanto segue descrive semplicemente il criterio utilizzato per assegnare gli indici di traccia dei pioni.

- Se all'evento sono associate esattamente due tracce cariche, queste vengono assegnate ai due pioni senza uletriore esame.

- Se le tracce sono più di due si utilizza l'informazione proveniente ancora una volta dagli odoscopi e dal calorimentro. Per gli odoscopi si richiede la presenza di tre elementi colpiti appartenenti ciascuno ad una corona ed allineati lungo la traccia, per il Calorimetro si considera l'angolo di apertura fra la traccia ricostruita e la direzione del cluster ad essa associato.

– Più di due tracce hanno i tre odoscopi: Si assegnano le due tracce con i due valori migliori per l'angolo di apertura fra la traccia ricostruita ed il cluster corrispondente nel Calorimetro Centrale.

– Esattamente due tracce hanno i tre odoscopi: Si assegnano le due tracce ai due pioni senza ulteriore analisi.

– Una sola traccia ha i tre odoscopi: Si assegna questa traccia al primo pione e si utilizza l'informazione sull'angolo traccia-cluster per assegnare la seconda.

– Nessuna traccia ha i tre odoscopi: Si assegnano le due tracce con i due valori migliori per l'angolo di apertura traccia ricostruita-cluster.

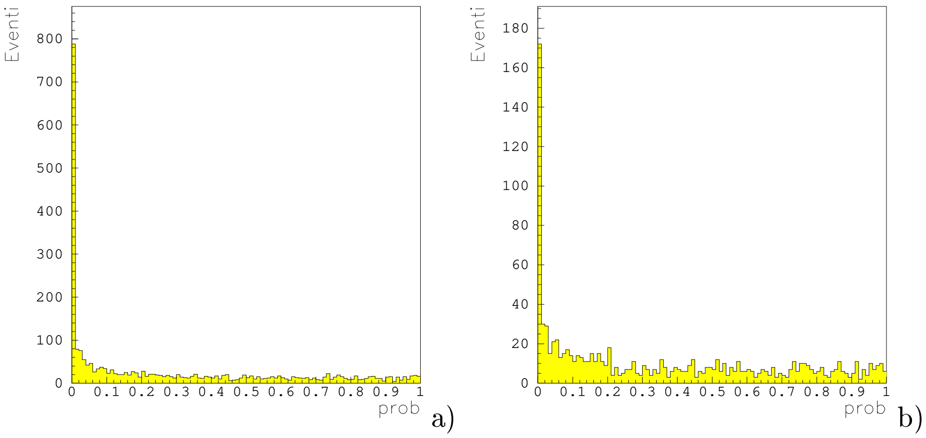

Figura 4.5: Distribuzione della probabilità del fit cinematico. Mostriamo la distribuzione con la sola richiesta della positività e quella relativa alla selezione 'STRONG - fit', utilizzata per l'analisi. a) prob>0. b) prob>0 e selezione topologica 'forte' (si veda Sez. 4.2.3).

4.2.3 Selezioni finali e risultati

I due livelli di selezione descritti vengono composti per definire i tagli che definiscono la slelezione finale. Si utilizzano tagli sui contatori ed il valore della probabilità del fit cinematico per definire sei livelli di selezione finale:

- **Psi inclusiva**: Eventi con stato finale compatibile con $J/\psi\ X$. Tre tagli definiscono questa selezione: massa invariante compresa fra 2.75 e 3.45 GeV, prodotto deli valori dell'Electron Weight per i due elettroni> 0.5, angolo polare nel sistema di riferimento del laboratorio compreso fra $15°$ e $60°$.

- **Psi inclusiva - fit**: Stessa selezione precedente ma con richiesta sulla probabilità del fit: $prob(fit) > 0$. Questa non è una vera e propria selezione per il canale esclusivo $J/\psi\pi^+\pi^-$, ma serve da controllo (e servirà applicata ai dati simulati con il Montecarlo per la valutazione delle efficienze).

- **Weak**: Pre-selezione di eventi notevoli. È una richiesta piuttosto larga che utilizza i contatori degli hit e delle coincidenze. Viene applicata in 'and' con la selezione psi inclusiva e richiede almeno un extra-hit in H2, almeno tre hit in Hp, almeno una coincidenza fra extra-H2 ed H1 ed almeno tre coincidenze fra hit in H2 ed Hp.

- **Weak - fit**: Stesse richieste del caso precedente, ma con in più la condizione sulla probabilità del fit (sempre $prob(fit) > 0$).

- **Strong**: Seconda pre-selezione che utilizza soltanto i tagli topologici. Selezione 'forte' che richiede sostanzialmente quattro tracce separate. Anche questa selezione è applicata al campione già selezionato con i tagli psi inclusiva e richiede almeno due extra-hit in H2, almeno quattro hit in Hp, almeno due coincidenze fra extraH2 ed H1 ed almeno quattro coincidenze fra hit in H2 ed Hp.

- **Strong - fit**: Alla selezione precedente si aggiunge la richiesta sulla probabilità del fit.

I risultati delle diverse selezioni sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5: la prima riassume il numero di eventi che supera ciascuna selezione considerando l'intera collezione di dati utilizzati nel corso dell'analisi, la seconda mostra i risultati dei tagli appplicati ad ogni singolo gruppo di dati.

SELEZIONE	eventi
nessuna	21189
$J/\psi X$	10749
$J/\psi X$ fit	2090
WEAK	4948
WEAK fit	1693
STRONG	1903
STRONG fit	1013

Tabella 4.4: Risultati. Numero di eventi per le varie selezioni. Campione: totalità dei dati

RUN(s)	nessuno	$J/\psi X$	$J/\psi X$ fit	WK	WK fit	STR	STR fit
0836-45	2759	1405	282	660	224	246	119
1006-13	1568	856	173	398	150	136	81
1015-18	997	556	101	244	79	92	48
1276-80	2301	1267	227	584	183	201	106
1281	826	497	103	236	82	90	50
2003-06	784	373	73	142	56	55	34
2007	497	253	55	104	45	40	30
2015	616	340	53	136	37	52	22
2016	679	387	63	160	51	63	29
2018	442	239	32	87	25	36	16
2218-19	404	109	18	58	14	21	9
2221-23	751	240	50	128	44	56	30
2235	594	274	60	127	45	53	30
2239-40	491	225	35	103	31	51	21
2242-43	1009	572	115	276	90	105	55
2245-46	908	482	96	225	80	80	47
2247	456	240	39	109	32	49	22
2249-50	806	481	106	245	90	108	61
2253	377	202	47	86	36	37	26
3210-11	322	47	11	23	10	12	7
3213-14	440	155	28	75	26	35	15
3218-19	733	322	62	152	53	57	31
3223	761	410	80	195	66	65	34
3226	894	524	108	248	86	94	48
3229	319	161	41	78	30	35	24
3232-33	430	118	27	62	23	31	15

Tabella 4.5: Risultati. È riassunto il numero degli eventi che soppravvivono all'applicazione dei diversi insiemi di tagli. Diamo come riferimento il numero di run corrispondenti al singolo file di dati ed il numero di eventi totali (nessun taglio) processati con successo dal programma. La selezione che sarà utilizzata per la misura del rapporto di decadimento è quella denominata 'STRONG - fit'.

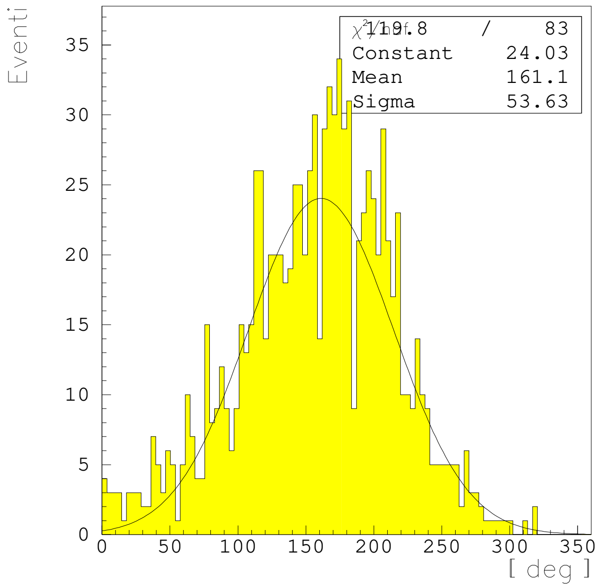

Figura 4.6: Distribuzione della differenza fra il vaolre misurato dell'angolo azimuthale dei due pioni. Gli eventi corrispondono alla selezione finale (richiesta sulla probabilità del fit $prob(17) > 0$). Si noti la grande apertura in ϕ delle due tracce.

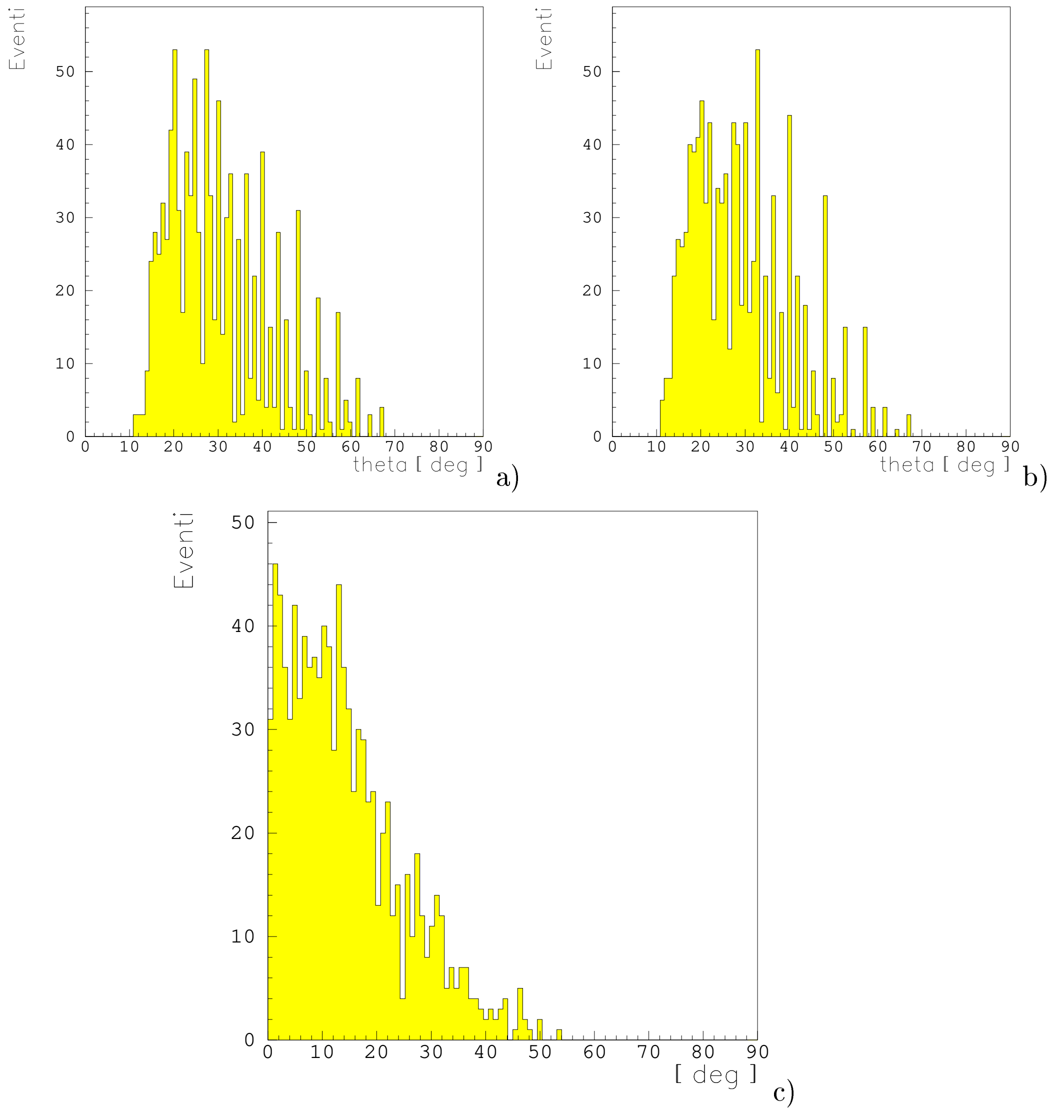

Figura 4.7: Distribuzioni dell'angolo polare per entrambi i π e della loro differenza. Gli eventi corrispondono alla selezione finale (richiesta sulla probabilità del fit $prob(17) > 0$). a) angolo polare del primo pione. b) angolo polare del secondo pione. c) differenza (in valora assoluto) delle aperture in θ dei due pioni.

4.3 Calcolo delle efficienze di selezione

Diamo qui alcuni dati sulle efficienze entrate in gioco nel corso dell'analisi con particolare attenzione all'efficienza della selezione operata con tagli sull'Electron Weight. L'efficienza di selezione complessiva per la selezione finale sarà comunque misurata avvalendosi di una simulazione Montecarlo.

4.3.1 L'efficienza di selezione del canale inclusivo

Avendo già discusso (rif. §3.7) dell'efficienza di selezione del trigger, occupiamoci della efficienza di selezione *offline* del canale inclusivo, con particolare attenzione alla richiesta sul valore del prodotto $EW(1) \times EW(2)$.

In generale l'efficienza ϵ_{anal} comprende, a questo stadio, l'efficienza di generazione degli $EWDST$, quella della selezione preliminare operata via-software dal programma di analisi, quelle dei tagli che operano la selezione. La tabella 4.6 illustra questa situazione.

selezione	efficienza ϵ
trigger	0.90
$EWDST$	0.96
preliminare	0.97
max 6 extra cluster	0.98
massa invariante	0.97
ElectronWeight	0.97
ElectronProduct	0.95
Totale analisi	0.85
Totale analisi e trigger	0.76

Tabella 4.6: Efficienze

L'efficienza di selezione per la condizione sul prodotto $EW(1) \times EW(2)$

è stata valutata a parte ed ha portato alla scelta del livello del 'taglio'. La valutazione è stata effettuata su di campione pulito di eventi selezionato richiedendo massa invariante compresa fra 2.9 e 3.3 GeV e probabilità del fit cinematico per il canale inclusivo $> 10\%$. In questo modo si è selezionato un campione in cui è alta la probabilità che le due tracce elettroniche siano quelle di elettrone e positrone 'veri', non provenienti dal fondo. Si è agito, cioè con quello che si definisce un taglio *ortogonale* alla selezione operabile con l'ElectronWeight. La percentuale di sopravvivenza degli eventi alla richiesta sul valore del prodotto $EW(1) \times EW(2)$ fornirà l'efficienza del taglio. È stato valutato il comportamento del campione a vari livelli di selezione per ottimizzare il rapporto efficienza-reiezione di eventi 'buoni'. Si è scelto un valore di 0.5 come soglia per la richiesta sul prodotto delle EW, con una efficienza di selezione a partire da files $EWDST$ del 95%. La tabella 4.7 illustra questo risultato.

RUNs	$\epsilon_{EW(1)\times EW(2)}$
0574-0584	0.959 ± 0.014
0836-0845	0.974 ± 0.007
1006-1018	0.958 ± 0.006
1276-1281	0.953 ± 0.005
2003-2018	0.967 ± 0.005
2218-2223	0.920 ± 0.016
2235-2253	0.957 ± 0.004
3210-3233	0.953 ± 0.005
totale	0.954 ± 0.002

Tabella 4.7: Efficienza di selezione per il taglio sul prodotto degli Electron Weight dei due elettroni. Il campione è stato pre-selezionato chiedendo massa invariante compresa fra 2.9 e 3.3 GeV e probabilità del fit per l'inclusiva $> 10\%$.

4.3.2 Efficienza di selezione finale: stima con simulazione Montecarlo

Lo scopo principale della 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 utile per determinare l'accettanza del rivelatore e l'efficienza di selezione del canale trattato, cosa questa piuttosto complessa da farsi altrimenti a causa della presenza della probabilità del fit fra i parametri di selezione. I fit cinematici risultano infatti piuttosto inefficienti nel caso del canale esclusivo $\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$ a causa della scattering multiplo che disturba le traiettorie dei pioni.

La simulazione si svolge in tre fasi. Inizialmente, fissate la natura delle particelle coinvolte, la distribuzione angolare dei prodotti di decadimento (determinata in precedenza da questo e da altri esperimenti) e la catena completa di decadimenti che porta ai prodotti finali, un programma genera 'casualmente' la cinematica di un evento. Viene quindi simulata la risposta del rivelatore all'evento generato, considerando anche fattori quali le dimensioni non puntiformi del vertice, la probabilità di conversioni $\gamma \to e^+e^-$ all'interno del rivelatore stesso, fenomeni di *scattering*. In ultimo i segnali simulati vengono processati dal programma di ricostruzione e dall'analisi esattamente come i dati reali.

Nel nostro caso ci si è limitati ad una sola generazione di eventi ottenendo un campione di 10000 eventi $p\bar{p} \to \psi' \to J/\psi\pi^+\pi^- \to e^+e^-\pi^+\pi^-$ in un file di tipo $EWDST$ analogo a quelli utilizzati nel corso di questa analisi.

I dati sono stati sottoposti alla medesima analisi dei dati 'reali'. I risultati ottenuti hanno dato una stima dell'efficienza totale e complessiva del processo di selezione del canale esclusivo di cui ci si occupa. In generale, come già accennato, l'efficienza complessiva della selezione si compone di termini diversi che tengono conto della parte che nella selezione stessa hanno il trigger, la selezione derivante dal programma software, la selezione operata attraverso tagli topologici e cinematici (che è poi quella che viene definita efficienza di analisi) ed infine l'efficienza di un eventuale fit cinematico. Richiamiamo ora la formula, che utilizzeremo, per il calcolo del rapporto di decadimento o *Branching Ratio*: in essa compaiono il rapporto di decadimento all'inclusiva $BR(\psi' \to J/\psi X)$, che è noto, il numero di eventi N selezionati all'inclusiva e quelli appartenenti al canale esclusivo, le efficienze ϵ di selezione per i due canali, le accettanze α geometriche per i due canali.

$$BR(\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-) = \frac{\alpha_{J/\psi X}}{\alpha_{J/\psi\pi^+\pi^-}} \frac{\epsilon_{J/\psi X}}{\epsilon_{J/\psi\pi^+\pi^-}} \frac{N_{J/\psi\pi^+\pi^-}}{N_{J/\psi X}} BR(\psi' \to J/\psi\ X) \tag{4.2}$$

In particolare avremo:

$$\epsilon_{J/\psi X} = \epsilon_{trigger}\epsilon_{selez}$$

ed allo stesso modo:

$$\epsilon_{J/\psi\pi^+\pi^-} = \epsilon_{J/\psi X}\epsilon_{topol}\epsilon_{fit}$$

Il rapporto fra le efficienze si semplifica allora del termine relativo alla selezione del canale inclusivo e possiamo definire una $\epsilon_{\pi^+\pi^-}$ relativa alla sola selezione del canale esclusivo in termini di tagli topologici (le condizioni su hit e coincidenze) e di probabilità del fit. Includendo anche le accettanze geometriche, definiamo una $\epsilon'_{\pi^+\pi^-}$ tale che:

$$\frac{1}{\epsilon'_{\pi^+\pi^-}} = \frac{\alpha_{J/\psi X}}{\alpha_{J/\psi\pi^+\pi^-}} \frac{1}{\epsilon_{\pi^+\pi^-}}$$

Con questa posizione, la 4.2 si semplifica nella:

$$BR(\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-) = \frac{1}{\epsilon'_{\pi^+\pi^-}} \frac{N_{J/\psi\pi^+\pi^-}}{N_{J/\psi X}} BR(\psi' \to J/\psi\ X) \tag{4.3}$$

La simulazione Montecarlo è stata utilizzata per valutare proprio questa efficienza $\epsilon'_{\pi^+\pi^-}$. Diamo in tabella 4.9 i risultati dell'analisi applicata al campione di eventi simulati. L'efficienza cercata è data dal rapporto fra gli eventi corrispondenti al canale $J/\psi\pi^+\pi^-$ (scelti, si ricorda, con la selezione 'STRONG - fit') e gli eventi del canale inclusivo $J/\psi X$ stimati a partire dal numro di eventi simulati (che, ricordiamo, sono esclusivamenti eventi $\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$) che superano la selezione 'psi inclusiva'.

Ricordando i valori dei rapporti di decadimento tabulati (Si veda per questo la tabella 4.8, da [23]) avremo che:

$$N_{incl} = \frac{BR(incl)}{BR(excl\pi\pi)} N'_{incl} = 6174$$

avendo indicato con N_{incl} il numero stimato di eventi di psi inclusiva a partire dagli N'_{incl} eventi simulati che superano la selezione.

Da qui, e ricordando che per l'errore sulle efficienze vale (in generale, indicando con N_{tot} il numero di eventi totali eventualmente scelti con taglio ortogonale e con N_{cut} il numero di eventi scelti con la selezione di cui si vuole misurare l'efficienza) la

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{tot}}} = \sqrt{\frac{N_{cut}(N_{tot} - N_{cut})}{N_{tot}^3}} \tag{4.4}$$

si ottiene per l'efficienza il valore:

$$\boxed{\epsilon'_{\pi^+\pi^-} = (0.188 \pm 0.005)}$$

reazione	BR (%) - july96
$J/\psi \to e^+e^-$	6.02 ± 0.19
$\psi' \to J/\psi X$	57.0 ± 4.0
$\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$	32.4 ± 2.6
$\psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0$	18.4 ± 2.7
$\psi' \to p\bar{p}$	0.019 ± 0.005

Tabella 4.8: Valori tabulati per alcuni rapporti di decadimento.

TOTALE generati	10000
SELEZIONE	eventi
nessuna	5200
$J/\psi X$	3466
$J/\psi X$ fit	1460
WEAK	3061
WEAK fit	1445
STRONG	1536
STRONG fit	1163

Tabella 4.9: Risultati. Numero di eventi per le varie selezioni. Campione: simulati

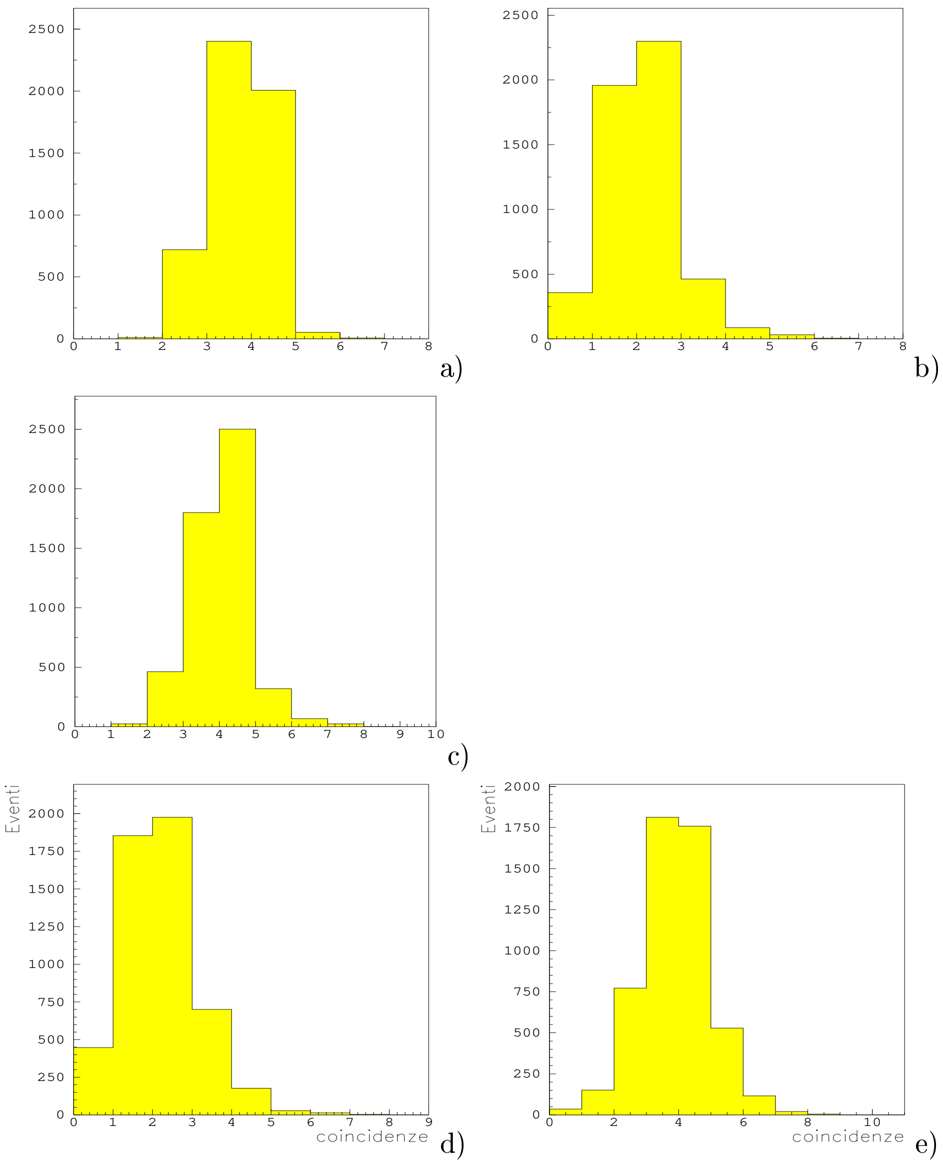

Figura 4.8: Le distribuzioni si riferiscono alla simulazione Maotecarlo degli eventi. Numero di elementi colpiti (*hit*) in un odoscopio e numero di coincidenze fra coppie di odoscopi. Per 'coincidenza' si intende la presenza di segnale in tempo con l'evento in entrambi gli elementi allineati appartenenti due dei tre gruppi di scintillatori che costituiscono un odoscopio. a) H1: hit totali. b) H2: extra-hit. c) Hp: hit totali. d) Coincidenze extraH2-H1. e) Coincidenze H2-Hp.

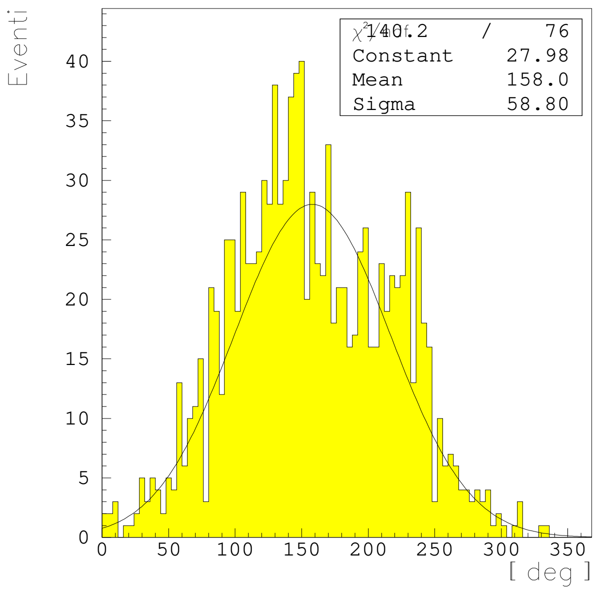

Figura 4.9: Simulazione Montecarlo: distribuzione della differenza fra il vaolre misurato dell'angolo azimuthale dei due pioni. Gli eventi corrispondono alla selezione finale (richiesta sulla probabilità del fit $prob(17) > 0$). a) angolo azimuthale del primo pione. b) angolo azimuthale del secondo pione. c) differenza (in valora assoluto) delle aperture in ϕ dei due pioni.

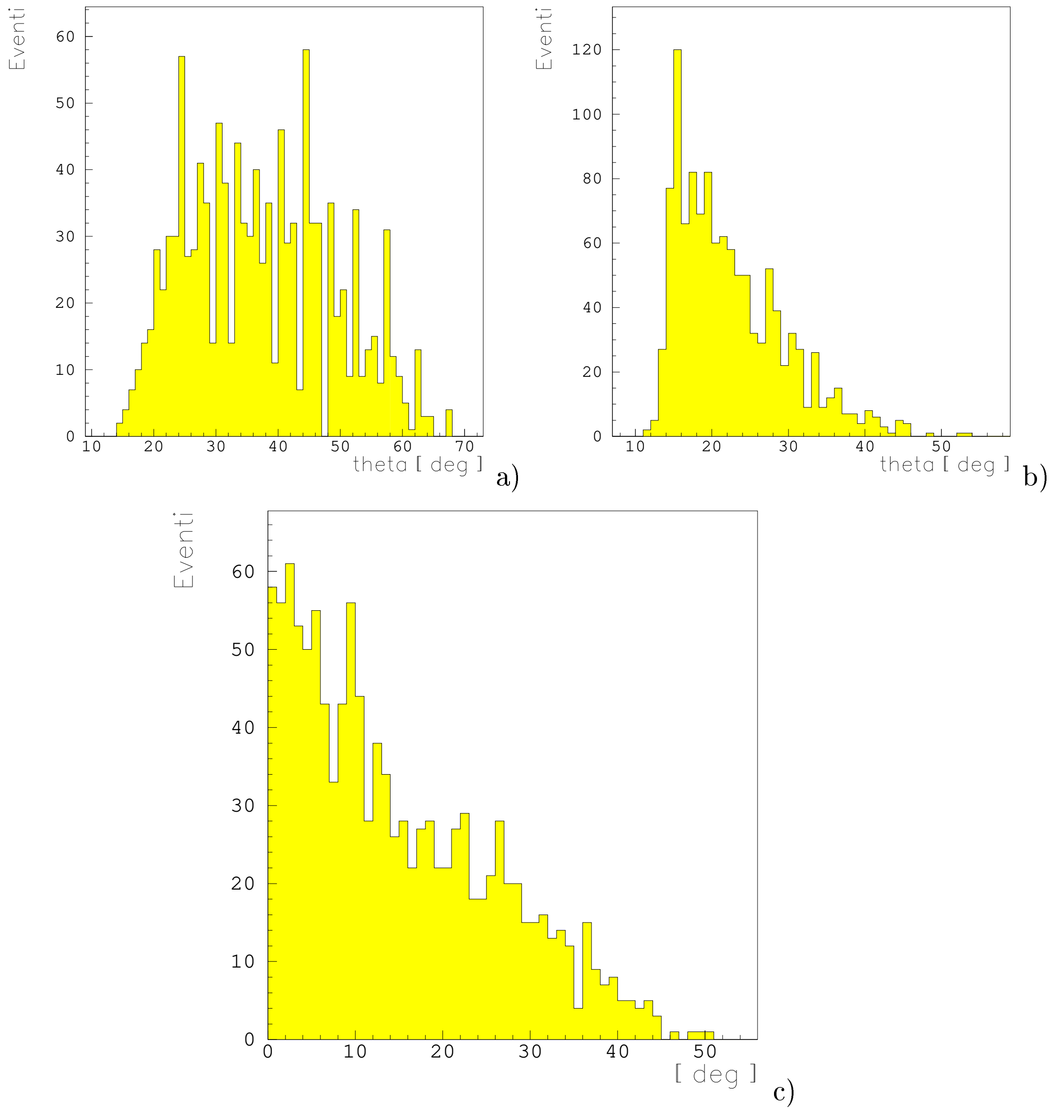

Figura 4.10: Simulazione Montecarlo: distribuzioni dell'angolo polare per entrambi i pioni e della loro differenza. Gli eventi corrispondono alla selezione finale (richiesta sulla probabilità del fit $prob(17) > 0$). a) angolo polare del primo pione. b) angolo polare del secondo pione. c) differenza (in valora assoluto) delle aperture in θ dei due pioni.

4.4 Calcolo del Rapporto di Decadimento e risultati finali

Per il calcolo del rapporto di decadimento si utilizzerà la 4.3 . L'errore sulla misura della grandezza sarà ottenuto propagando gaussianamente, ossia applicando la generica

$$\sigma_{f(x_i)} = \sqrt{\sum_i \left|\frac{\partial f(x_i)}{\partial x_i}\right|^2 \sigma_{x_i}^2}$$

alla (semplificata nella notazione) 4.2:

$$BR = \frac{1}{\epsilon}\frac{N_{\pi\pi}}{N_{incl}} BR_{incl} \tag{4.5}$$

avendo indicato con BR l'incognito rapporto di decadimento per $\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$, con ϵ l'efficienza di selezione complessiva $\epsilon'_{\pi^+\pi^-}$, con $N_{\pi\pi}$ e N_{incl} rispettivamente il numero di eventi che supera la selezione scelta per il canale esclusivo ed il numero di eventi che supera la selezione per il canale inclusivo. Infine con BR_{incl} si intende il rapporto di decadimento per il canale inclusivo. Otteniamo l'espressione:

$$\sigma_{BR}^2 = \left|\frac{\partial BR}{\partial \epsilon}\right|^2 \sigma_\epsilon^2 + \left|\frac{\partial BR}{\partial N_{\pi\pi}}\right|^2 \sigma_{N_{\pi\pi}}^2 + \left|\frac{\partial BR}{\partial N_{incl}}\right|^2 \sigma_{N_{incl}}^2 + \left|\frac{\partial BR}{\partial BR_{incl}}\right|^2 \sigma_{BR_{incl}}^2$$

che applicata alla 4.5 fornisce la:

$$\begin{aligned} \sigma_{BR}^2 =& \left(- \frac{1}{\epsilon^2}\frac{N_{\pi\pi}}{N_{incl}} BR_{incl}\right)^2 \sigma_\epsilon^2 + \left(\frac{1}{\epsilon}\frac{BR_{incl}}{N_{incl}}\right)^2 N_{\pi\pi} + \\ &+ \left(- \frac{1}{\epsilon}\frac{N_{\pi\pi}}{N_{incl}^2} BR_{incl}\right)^2 N_{incl} + \left(\frac{1}{\epsilon}\frac{N_{\pi\pi}}{N_{incl}}\right)^2 \sigma_{BR_{incl}}^2 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Per gli errori relativi all'efficienza ϵ ed al BR_{incl}, σ_ϵ e $\sigma_{BR_{incl}}$ consideriamo quelli calcolato nella sezione precedente (Rif. §4.3.2) e tabulato:

$$\sigma_\epsilon = 0.005 \qquad \sigma_{BR_{incl}} = 0.04$$

Diamo in tabella 4.10 la misura del rapporto di decadimento ottenuta utilizzando i singoli gruppi di dati corrispondenti ad i vari file $EWDST$ e di seguito il valore ottenuto utilizzando l'intera collezione di dati.

RUNs	$BR(\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-)$
0836-0845	0.257 ± 0.031
1006-1013	0.287 ± 0.040
1015-1018	0.262 ± 0.044
1276-1280	0.254 ± 0.032
1281	0.305 ± 0.051
2003-2006	0.276 ± 0.054
2007	0.360 ± 0.074
2015	0.196 ± 0.046
2016	0.227 ± 0.047
2018	0.203 ± 0.055
2218-2219	0.250 ± 0.089
2221-2223	0.379 ± 0.079

RUNs	$BR(\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-)$
2235	0.332 ± 0.069
2239-2240	0.283 ± 0.068
2242-2243	0.292 ± 0.047
2245-2246	0.296 ± 0.050
2247	0.278 ± 0.065
2249-2250	0.385 ± 0.060
2253	0.390 ± 0.086
3210-3211	0.452 ± 0.186
3213-3214	0.293 ± 0.082
3218-3219	0.292 ± 0.059
3223	0.251 ± 0.049
3226	0.278 ± 0.047
3229	0.452 ± 0.105
3232-3233	0.385 ± 0.110

Tabella 4.10: Rapporti di decadimento run per run

A partire da tutti i dati utilizzati si ha invece:

$$\boxed{BR(\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-) = (0.286 \pm 0.023)}$$

4.5 Analisi della curva di eccitazione con il metodo della Massima Verosimiglianza

Per concludere forniamo un'analisi delle curve di eccitazione per la risonanza nel canale esclusivo. I punti teorici sono stati valutati con il metodo della Massima Verosimiglianza. Tale analisi, che ha qui un significato puramente qualitativo, è stata eseguita su due soli stack di dati, il 40 ed il 63, che presentano particolari caratteristiche di completezza ed omogeneità e nel corso dei quali si è effettuato una scansione completa della risonanza.

L'ipotesi è quella di curva di risonanza alla Breith-Wigner 4.7 convoluta con la distribuzione in energia del fascio di antiprotoni su fondo piatto. Il fondo è stato valutato indipendentemente con lo stesso procedimento. I paramentri del fit sono: larghezza Γ della risonanza, massa della risonanza, prodotto dei rapporti di produzione e decadimento $B_{in} \times B_{out}$, livello del fondo.

$$\sigma_{BW} = \frac{4\pi}{K^2}\frac{(2J+1)}{(2S_a+1)(2S_b+1)}\frac{B_{in}B_{out}\,\Gamma^2/4}{(E-W)^2+\Gamma^2/4} \tag{4.7}$$

Il metodo fa uso della Funzione di Verosimiglianza L, che è il prodotto delle probabilità che un evento si sia verificato. I parametri lasciati liberi variano iterativamente sino a che L non è massima (ciò è fatto con opportune routines), ovvero sino a che non si sono trovati i valori dei parametri che massimizzano la probabilità che si sia averificato l'insieme di eventi effettivamente osservato. La funzione assume che il numero di eventi n_j alla j-esima energia della scansione seguano la statistica di Piosson:

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

essendo

$$\nu_j = \int \mathcal{L}dt \left[\sigma_{bkg} + \int f_i(\sqrt{s})\sigma_m \frac{\Gamma_R^2}{4(\sqrt{s} - M_R)^2 + \Gamma_R^2} d\sqrt{s}\right]$$

essendo il numero di eventi teorici

$$\sigma_m = \frac{(2J+1)\pi}{K^2} \times B_{in} \times B_{out} \times \epsilon$$

Nelle espressioni precedenti compaiono la luminosità integrata $\int \mathcal{L}dt$, la sezione d'urto di picco σ_{bkg}, i parametri della risonanza e $f_i(\sqrt{s})$ che rappresenta la distribuzione in energia del fascio nel centro di massa.

Le figure 4.11 e 4.13 illustrano il risultato dell'analisi. In didascalia la situazione dei parametri. Ricordiamo ancora che gli eventi sono quelli scelti con la selezione 'STRONG - fit' e si è effettuato un raggruppamento per alcuni punti ad energie vicine.

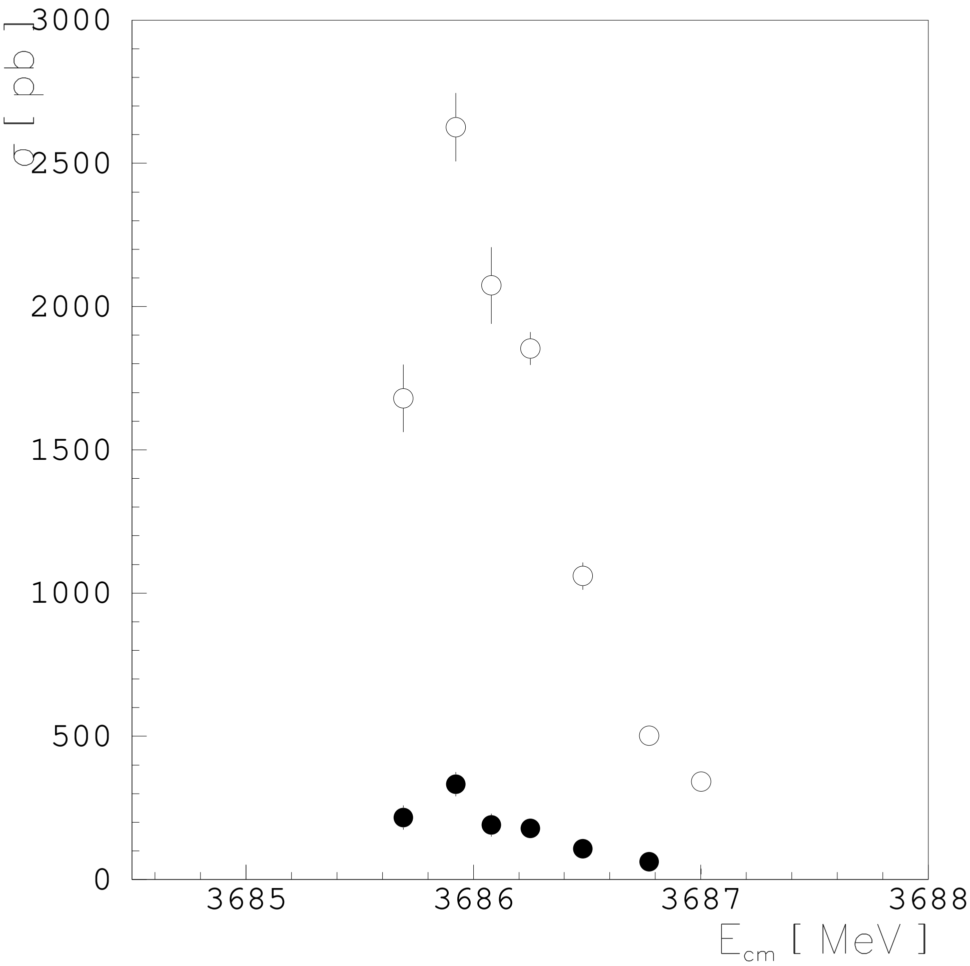

Figura 4.11: Confromto fra le curve di eccitazione per il canale inclusivo (marcatore vuoto) e per quello esclusivo (marcatore pieno) per lo stack 39-40. I parametri sono stati fissati a partire dai valori tabulati e lasciati liberi.

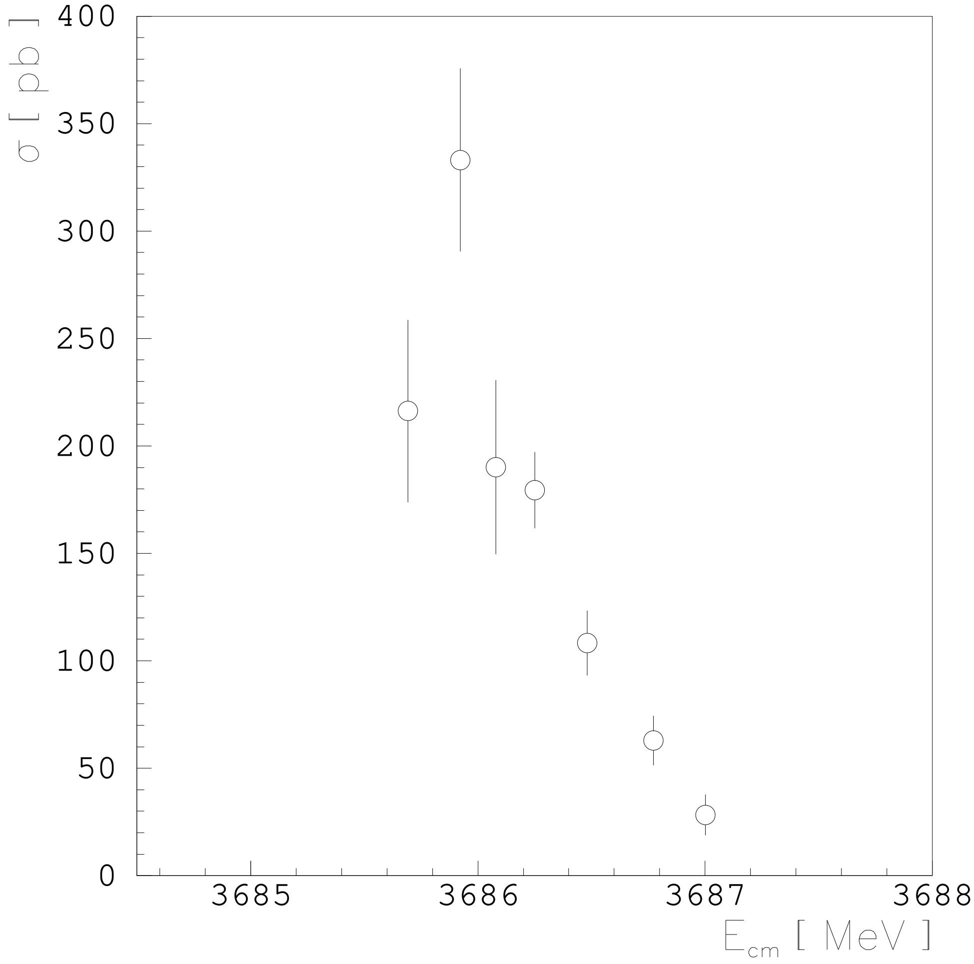

Figura 4.12: Curva di eccitazione per il canale esclusivo per i dati dello stack 39-40. Parametri: massa e larghezza fissate a partire dai valori ottenuti per l'inclusiva, sez. d'urto di fondo stimata a 0.020 MeV a partire da dati di fondo e lasciata libera, sez. d'urto di picco a 0.400 nb^{-1} e lasciata libera, efficienza di selezione fisstata a 0.188 - χ^2ottenuto = 10.101.

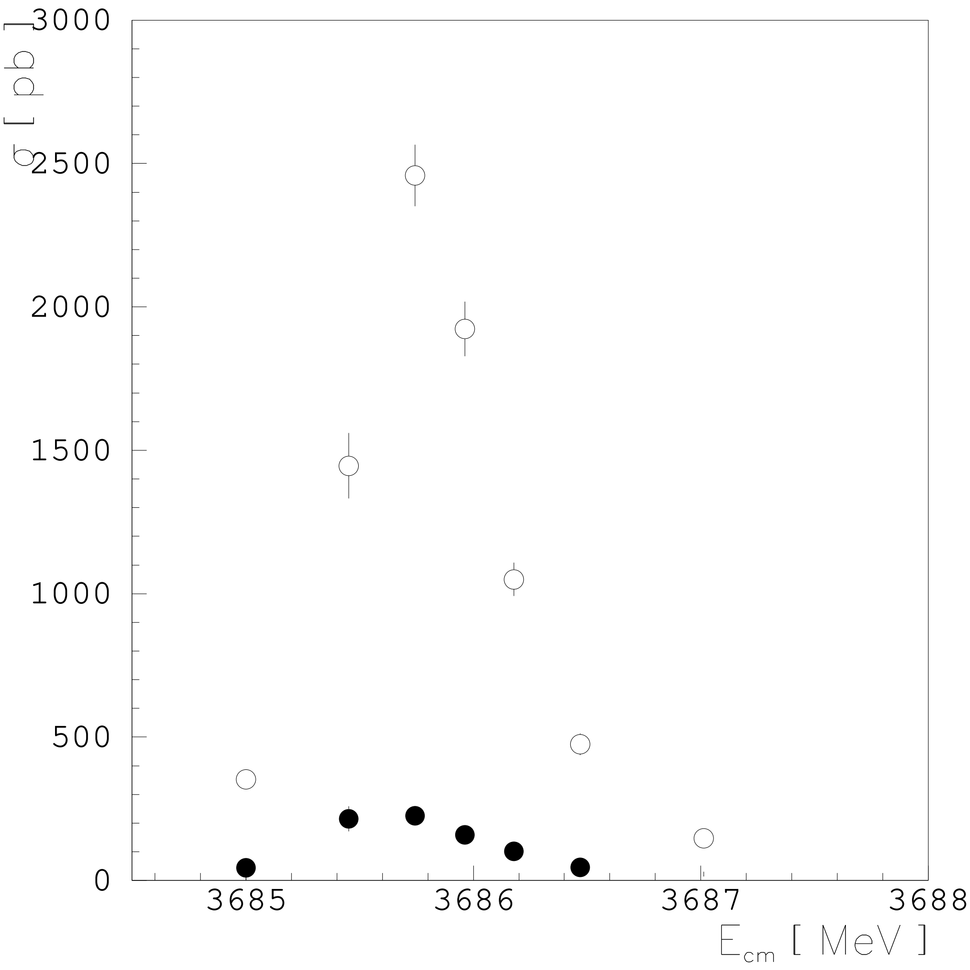

Figura 4.13: Confromto fra le curve di eccitazione per il canale inclusivo (marcatore vuoto) e per quello esclusivo (marcatore pieno) per lo stack 67. I parametri sono stati fissati a partire dai valori tabulati e lasciati liberi.

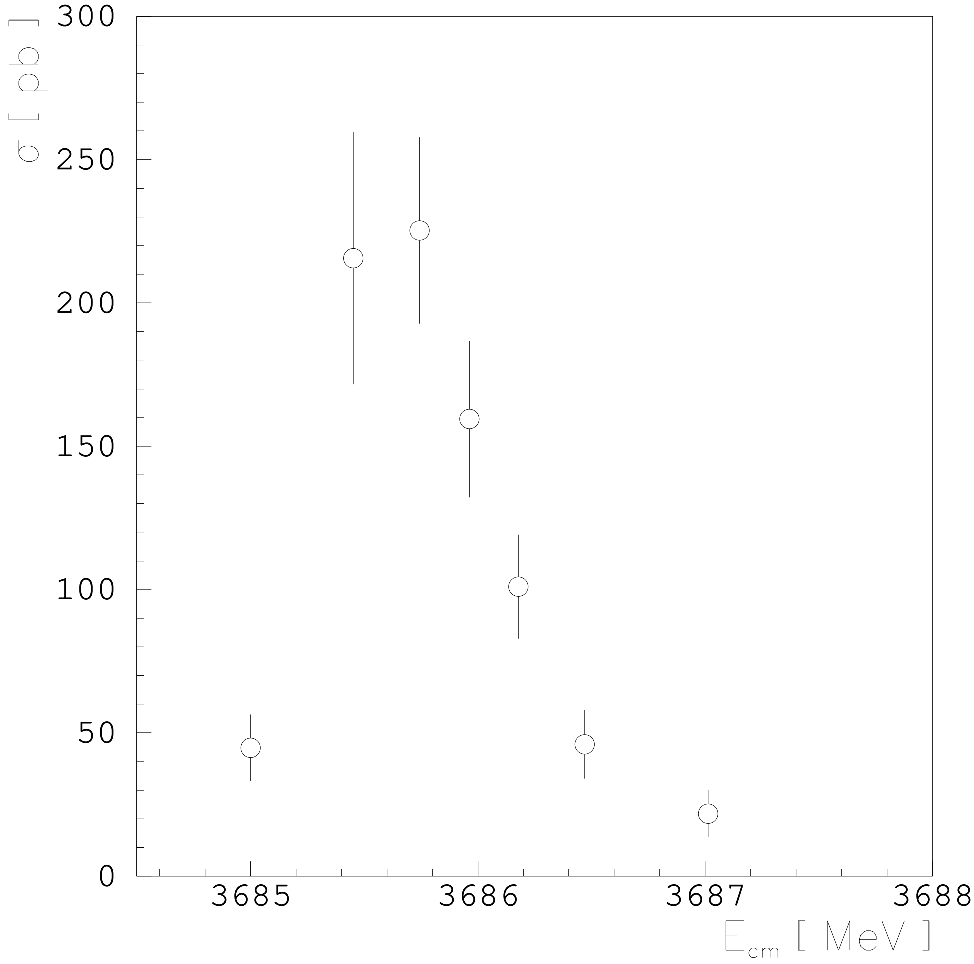

Figura 4.14: Curva di eccitazione per il canale esclusivo per i dati dello stack 67. Parametri: massa e larghezza fissate a partire dai valori ottenuti per l'inclusiva, sez. d'urto di fondo stimata a 0.020 MeV a partire da dati di fondo e lasciata libera, sez. d'urto di picco a 0.400 nb^{-1} e lasciata libera, efficienza di selezione fisstata a 0.188 - χ^2ottenuto = 10.101.

Appendice A

Misura dell'energia del fascio: la lunghezza dell'orbita come parametro fondamentale.

L'accumulatore di antiprotoni di Fermilab misura $474m$ di lunghezza ed è stato progettato in funzione dell'acceleratore a fasci incrociati, il Tevatron, per accumulare e raffreddare antiprotoni di energia fissa. Ai fini dell'analisi degli stati del Charmonio condotta da E835 (e prima ancora da E760), la configurazione di esercizio è stata modificata per fornire un fascio di antiprotoni di energia compresa fra 3.8 e 6.3 GeV. Considerando la relazione che lega l'energia del fascio alla massa della risonanza (energia disponibile nel centro di massa)

$$E = \frac{M_R^2 - 2m_p^2}{2m_p}c^2$$

questo è l'intervallo di formazione di risonanze con massa M_R compresa fra 2979 (η_c) e 3686 (ψ') MeV/c^2.

Prima di procedere con la trattazione teorica, diamo ancora qualche dato tecnico (che sarà utile in seguito come riferimento) sull'accumulatore di antiprotoni.

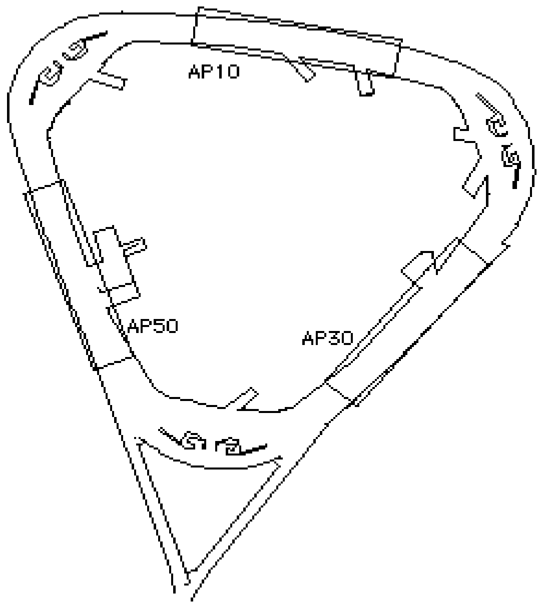

Figura A.1: L'accumulatore di antiprotoni. In basso la biforcazione delle linee di iniezione (dalla zona di produzione) ed estrazione (per il Main Ring). In corrispondenza dei settori 1,3 e 5 i 3 edifici che ospitano le strumentazioni.

A.1 L'Accumulatore

La gestione del fascio è affidata principalmente ad un sistema di *Radiofrequenze* ed al *Raffreddamento Stocastico.* Vediamo innanzitutto la sequenza operativa a partire dall'iniezione:

1. Il fascio, continuo, è iniettato nell'Accumulatore ad una energia di $8GeV$ da una linea complanare con il piano del tubo a vuoto. L'iniezione avviene prima che un nuovo impulso arrivi dalla zona di produzione.

2. Un sistema magnetico deflette il fascio e lo pone in un'orbita di iniezione che si trova a circa $80mm$ all'esterno dell'orbita centrale. Una saracinesca magnetica protegge il fascio già presente dall'azione del deflettore.

3. La prima radiofrequenza (ARF1, 53 MHz RF, armonica h=84) cattura il fascio scomponendolo in 84 pacchetti e lo decelera di circa $60MeV$ sul bordo della coda dello stack (figura A.2). Il processo dura circa $450ms$.

4. Il sistema di raffreddamento in momento decelera gli antiprotoni fino a porli nella zona centrale dello stack (*Core*), che si trova a circa $63mm$ all'interno dell'orbita centrale ed a circa $150MeV$ dall'orbita di iniezione. Il processo dura circa 30 minuti.

5. Cinque sistemi di raffreddamento stocastico agiscono ora sul nucleo dello stack e durante il processo di accumulo. Un sistema da 2-$4GHz$ controlla la dispersione in momento del nucleo. Altri due sistemi rispettivamente da 2-4 e 4-8 GHz tengono invece sotto controllo l'emittanza trasversale.

A.1.1 La struttura della macchina

La struttura dell'accumulatore consiste in 6 moduli identici, di uno dei quali mostriamo uno schema semplificato e rettificato in figura A.3: si

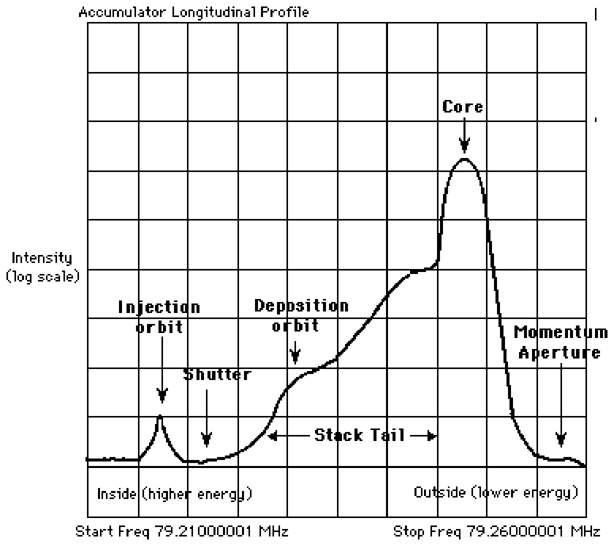

Figura A.2: Tipico profilo del fascio di antiprotoni in fase di stacking. Si distinguono l'orbita di iniezione e quella di deposizione sulla coda dello stack ed il picco del nucleo.

distinguono nel dettaglio sestupoli ed ottupoli, 5 dipoli che danno la curvatura, 6 quadrupoli defocalizzanti ed 8 focalizzanti. In corrispondenza di ciascun quadrupolo focalizzante è collocato uno degli 8 *Beam Position Monitor* (BPM nel seguito) del settore. I BPM, non mostrati in figura, sono posti immediatamente prima dei quadrupoli Q01, Q03, Q04, Q06 ed immediatamente dopo i Q08, Q10, Q11, Q14.

I moduli sono disposti in modo simmetrico rispetto al confine fra i settori: ad esempio il quadrupolo focalizzante A1Q14, appartenente al settore A10, sarà 'affacciato' al QF A2Q14 appartenente al settore A20. In questo modo la periodicità della struttura viene ridotta da sei a tre.

L'apparato Sperimentale di E835 è situato nel sestante A50 in corrispondenza di una zona a bassa (a rigore nulla) dispersione, ossia in una zona in

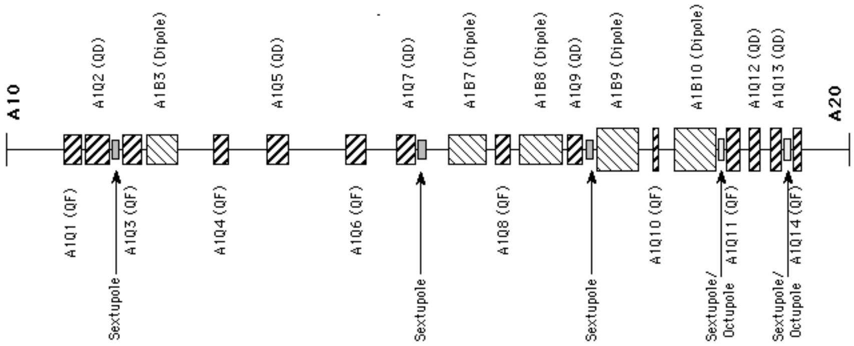

Figura A.3: Schema rettificato di uno dei settori dell'accumulatore. Il tratto, lungo circa $80m$, è in particolare quello corrispondente al settore A10. Si notano i dipoli, i quadrupoli (QF e QD) ed i sestupoli.

cui le funzioni che descrivono le *Oscillazioni di Betatrone* [1] orizzontali e verticali sono identiche.

A.1.2 Il sistema di raffreddamento stocastico

La tecnica di raffreddamento stocastico è utilizzata in generale nella gestione di fasci di particelle al fine di ridurre l'emittanza del fascio, aumentare l'efficienza di utilizzo dello spazio di accumulo (aumento delle dimensioni dello stack nel caso di fasci di particelle 'rare'), salvaguardare la qualità del fascio.

Nel caso di E835 queste ragioni 'istituzionali' si specializzano nella fornitura di fasci stretti, ben collimati e monoenergetici per esperimenti di

[1] Oscillazioni trasversali, approssimativamente sinusoidali e chiuse, della traiettoria di una singola particella rispetto all'orbita ideale.

precisione che richiedono un grande controllo dell'energia e delle sue variazioni.

Il sistema si compone di due parti ciascuna agente separatamente sul nucleo e sulle code dello stack: il *Transverse Cooling* ed il *Momentum Cooling.* Il primo contrasta proprio l'aumento di emittanza dovuto all'attraversamento del bersaglio ed alla presenza di gas residuo all'interno del tubo e vuoto. Il secondo compensa le differenze di perdita di energia dovute ancora una volta al transito degli antiprotoni attrverso il bersaglio ed inoltre stringe la distribuzione in energia del fascio (sino a 0.3-0.2 MeV nel centro di massa).

Vediamo alcune caratteristiche generali del raffreddamento stocastico.

Il sistema aumenta la densità di particelle nello spazio delle fasi [2] riducendo l'ampiezza delle Oscillazioni di Betatrone.

Un sensore (*pick-up*), costituito essenzialmente da due piastre poste a uguale distanza dal centro del tubo a vuoto, rivela lo spostamento della particella rispetto a quella che è la posizione di 'zero'. Il segnale così ottenuto viene amplificato ed inviato ad un sistema analogo (*kicker*) che agendo con un campo elettromagnetico trasversale deflette la particella in modo da correggere l'anomalia. I due strumenti sono posti ad una distanza che è un multiplo dispari di quarti della lunghezze d'onda dell'Oscillazione di Betatrone; in questo modo se il pick-up rivela posizioni sul ventre dell'oscillazione, il kicker lavorerà sullo 'zero' correggendo l'angolo di incidenza dalla traiettoria della particella rispetto all'orbita ideale. Il segnale inoltre deve arrivare al kicker in coincidenza con la particella e durante la rivoluzione che lo ha generato: la linea di trasporto seguirà quindi la direzione di una corda che taglia la curvatura dell'accumulatore.

Infine si noti che il sistema sarà applicato non ad una singola particella, ma ad una frazione del fascio circolante. Alcune particelle riceveranno quindi

[2] Ciò è possibile senza violazione del Teorema di Liouville, essendo il sistema sottoposto a raffreddamento un sistema non conservativo.

una correzione parziale e sarà necessario modificare e reiterare il processo per agire su tutto lo stack. Quantitativamente si ha che il numero di particelle che risentono di ogni singola correzione è dato da:

$$N_s = \frac{N}{2WT}$$

essendo N il numero di particelle nel fascio, W l'ampiezza di banda del sistema di raffreddamento, T il tempo di transito attorno all'anello.

Il processo è quindi il risultato della competizione di due termini: un termine coerente generato dal contributo di particella singola appartenente al campione sul quale agisce la correzione ed un termine incoerente generato dalle particelle che non appartengono al campione e che rispondono in maniera diversa alla sollecitazione. Il primo termine è lineare nel guadagno complessivo del sistema, il secondo è proporzionale alla radice quadrata del guadagno. Dalla composizione dei due si individua una regione di guadagno che ottimizza la reazione al sistema (rif.Figura A.4).

A.1.3 Modo operativo speciale

Nel 1986 l'insediamento nell'edificio AP50 (Rif. figura A.1) dell'area sperimentale di E760 e le necessità stesse dell'esperimento, hanno rese necessarie alcune modifiche sull'operatività dell'anello di accumulazione. La richiesta fondamentale è stata la capacità di decelerare il fascio di antiprotoni accumulato. L'accumulatore è stato quindi modificato in questo senso per fornire antiprotoni di impulso variabile dall'energia di inezione sino ad un minimo di $3800 MeV/c$.

Per attuare la decelerazione, tutte le alimentazioni fornite alla macchina e le RadioFrequenze vengono ridotte seguendo 'rampe' precise e mantenedo in fase il sistema di raffreddamento stocastico. Cruciale è l'adeguamento dei campi magnetici dei dipoli che garantiscono la curvatura all'andamento della frequenza: in questo modo il fascio è mantenuto il più possibile stabile

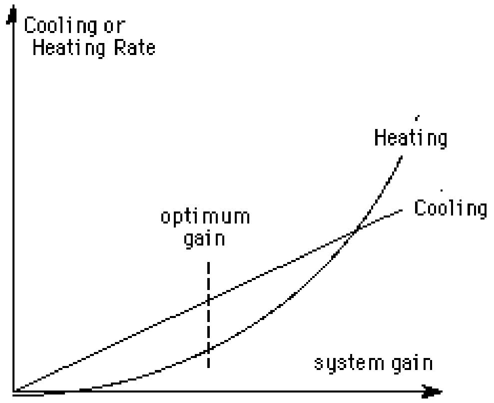

Figura A.4: Il grafico mostra l'andamento dei due termini in competizione: quello lineare nel guadagno, che corrisponde alla risposta positiva al raffreddamento, e quello non lineare, corrispondente al comportamento delle particelle che vengono invece 'riscaldate' dal sistema.

e centrato sull'orbita di riferimento anche durante l'attraversamento della zona di energie della *transizione* [3].

A.2 Misura dell'energia: calibrazione

Come accennato nella sezione dedicata al metodo sperimentale di E835, conoscere con accuratezza l'energia del fascio, significa maggiore accuratezza nella determinazione della massa di una risonanza. La precisione con cui si conosce la dispersione energetica del fascio influenza invece le misure di larghezza delle risonanze.

La determinazione dell'energia media del fascio è basata sulla misura della frequenza di rivoluzione degli antiprotoni. Scrivendo la velocità orbitale

[3] punto critico della macchina corrispondente a circa $5.4GeV$ di energia per gli antiprotoni.

delle particelle come $\beta c = fL$, l'energia degli antiprotoni (impulso $p = \gamma m v$) diventa:

$$E = \frac{m_p c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_p c^2}{\sqrt{1-(fL/c)^2}}.$$

In questa espressione f è la frequenza di rivoluzione degli antiprotoni nell'anello di accumulazione ed L è la lunghezza dell'orbita. L'errore assoluto per la valutazione dell'energia ha la forma:

$$dE = m_p c^2 \beta^2 \gamma^3 \sqrt{\left(\frac{dL}{L}\right)^2 + \left(\frac{df}{f}\right)^2}$$

il che si traduce nell'incertezza sulla massa della risonanza:

$$dM_R = \frac{1}{c^2}\left(\frac{m_p}{M_R}\right) dE \ .$$

La frequenza di rivoluzione è misurabile in maniera molto precisa ($df/f \simeq 2 \times 10^{-7}$) ma per studiare le risonanze con una risoluzione dell'ordine di $0.1 MeV$ è necessaria una conoscenza al millimetro della lunghezza dell'orbita, cosa non fattibile con semplici rilievi topografici. La calibrazione in questo senso viene quindi eseguita a partire da misure di massa note quale, ad esempio, la misura della massa della ψ', per la quale l'incertezza ($0.1\ MeV/c$) si traduce in una precisione $dL = 0.7\ mm$ sulla lunghezza dell'orbita.

A.2.1 Dispersione energetica

La dispersione in energia del fascio viene ricavata dalla dispersione in frequenza dedotta dall'espressione della velocità del fascio:

$$\frac{df}{f} = \frac{d\beta}{\beta} + \frac{dL}{L} \ .$$

Consideriamo ora la relazione tra dispersione energetica, in impulso ed in velocità e, di seguito, la definizione del *fattore di transizione* γ_t, che dipende dalla struttura della macchina:

$$\frac{dE}{E} = \beta^2 \frac{dp}{p} = \beta^2 \gamma^2 \frac{d\beta}{\beta}$$

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

dalle tre relazioni precedenti si ricava la relazione fra dispersione energetica e dispersione in frequenza:

$$\frac{dE}{E} = \beta^2 \frac{dp}{p} = \frac{\beta^2}{\eta} \frac{df}{f}$$

avendo definito

$$\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_t^2} \ .$$

A.3 Misura dell'energia: monitoraggio e correzioni

Per quanto sin qui esposto, conoscere la lunghezza dell'orbita serve a conoscere l'energia del fascio circolante nell'accumulatore o, equivalentemente, l'energia disponibile nel centro di massa. Supponendo ora di riuscire a mantenere la stessa orbita per ogni energia agendo su frequenza e campo magnetico in modo adeguato durante la fase di decelerazione, non sarebbero necessarie correzioni di sorta alla valutazione delle energie .

Durante il periodo di presa dati di E835 a causa delle intrinseche difficoltà tecniche nel mantenere l'orbita ottimale, si sono rese invece necessarie continue valutazioni della lunghezza reale dell'orbita percorsa dalle particelle al fine di valutarne correttamente l'energia. Per far questo ci si è affidati ad un programma che analizzando offline i dati provenienti dai BPM fornisce una misura del dL, ossia della differenza tra la lunghezza del cammino percorso dal fascio durante una determinata fase della presa dati (*stack*) e la lunghezza dell'orbita cosiddetta di riferimento.

A.3.1 Misura della lunghezza dell'orbita reale

Ricordiamo brevemente (rif.Sez A.2) il legame tra impulso e lunghezza dell'orbita e diamo il valore per L_0 ricavato all'energia di formazione della ψ' durante il primo stack di presa dati di E835:

$$p = \gamma m f L$$

$$L_0 = 474048.8\ mm$$

Per orbite di lunghezza non troppo differente da L_0, possiamo scrivere $L = L_0 + dL$. È il caso in cui la decelerazione è operata correttamente e, posto il fascio sull'orbita centrale e variando frequenze e campi magnetici, questo rimane in prossimità del centro geometrico. Si cerca una valutazione della correzione dL utilizzando le informazioni dei BPM.

Al primo ordine, innanzitutto:

$$L = L_0 + \oint \frac{\delta x(s)}{\rho_0} ds \simeq L_0 + \frac{1}{\rho_0} \sum_{i=1,N_s} \Delta x_i \Delta s_i \tag{A.1}$$

avendo parametrizzato la lunghezza dell'orbita con s ed essendo ρ_0 il raggio di curvatura. Con riferimento alla figura A.5 scriviamo infatti la variazione di lunghezza dell'orbita δL per unità di percorso ds immaginando di seguire un'orbita L spostata trasversalmente di δx rispetto all'orbita ideale. All'interno del campo del dipolo ed a parità di angolo $d\theta$ sotteso dal tratto percorso, ciò si traduce in prima approssimazione in una variazione data dalla:

$$\delta L = \frac{ds}{\rho_0} \delta x$$

Per calcolare l'effettiva lunghezza dell'orbita, quindi, si dovranno considerare le posizioni Δx rispetto alla L_0 in prossimità dei dipoli, mentre il raggio di curvatura sarà introdotto come parametro geometrico della macchina.

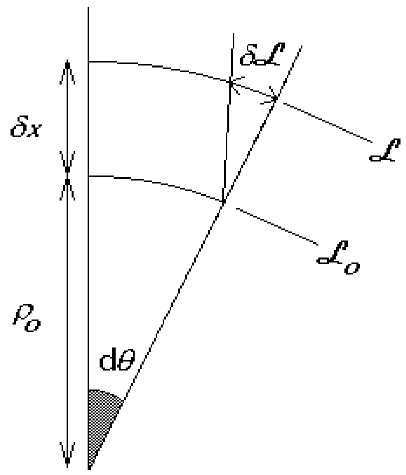

Figura A.5: Comportamento di due diverse traiettorie all'inderno di un dipolo. L_0 è la traiettoria ideale, L quella reale. Con dL si indica la differenza di percorso per una particella che percorre quest'ultima.

Olre a ciò bisonerà considerare eventuali anomalie locali del campo di dipolo, che inducono ulteriori deviazioni alla traiettoria.

Riscrivendo la posizione dell'orbita con un vettore $\vec{R}$, sarà $\rho_0 = \langle\vec{R}\rangle$ e quindi:

$$\vec{R}(s_0 + ds) = \rho_0 + d\vec{R}$$

$$d\vec{R} = \left.\frac{d\vec{R}}{ds}\right|_{s=s_0} ds$$

ossia $d\vec{R}$ sarà trattato come una derivata vettoriale.

Considerando correzioni anche per le zone rettilinee e per il fatto che nel passaggio dalla traittoria rettilinea al settore occupato dal dipolo (e viceversa in uscita) l'orbita non sarà in generale ortogonale al dipolo, dL prende una forma più complessa, indicatata dalla:

$$
\begin{aligned}
dL = & \sum_{bending} \int \frac{\Delta x_{mr}}{\rho_0} ds + \\
& + \oint \left[\frac{1}{2} (\Delta x'^2{}_{mr} + \Delta y'^2{}_{mr}) + \Delta x'_{mr} x'_r + \Delta y'_{mr} y'_r \right]
\end{aligned}
\tag{A.2}
$$

dove $\Delta x_{mr} = (x_m - x_r)$ e $\Delta y_{mr} = (y_m - y_r)$ ed intendendo la sommatoria sui dipoli. Le derivate sono rispetto alla posizione, m intende 'misurata', r intende 'riferimento'.

Più in generale, considerando il fascio come un *bunch* di particelle non interagenti, si può scrivere la formula:

$$
\Delta x_i = \frac{\sqrt{\beta_i}}{2 \sin \pi q_x} \sum_{j=1,N} \sqrt{\beta_j} \theta_j \cos(\pi q_x - \Delta \phi_{ij}) \tag{A.3}
$$

nella quale Δx_i è la posizione trasversale del fascio in un qualsiasi punto s_i dell'accumulatore, θ_j sono le deviazioni (*kick*), tipicamente misurate in $mrad$ (rif.Sez A.1.2), β_j sono costanti proprie della macchina che accoppiano le posizioni alle θ_j e $\Delta\phi_{ij}$ sono fattori dei fase che dipendono dalla posizione relativa dell'i-esimo punto di misura rispetto ai magneti. La posizione del fascio in corrispondenza dei dipoli dipende cioè da tutte le deviazioni cui è stato sottoposto durante il percorso.

Lungo l'accumulatore sono posizionati, come già accennato, 48 BPM: le correzioni finali al valore dell'energia sono calcolate estrapolando i Δx_i ai dipoli a partire dai Δx_i ai BPM. Riscriviamo ora la A.3 ai dipoli ed ai quadrupoli introducendo il generico elemento di matrice

$$
M_{ij} = \frac{\sqrt{\beta_i \beta_j}}{2 \sin(\pi q_x)} \cos(\pi q_x - \Delta \phi_{ij}) \ ,
$$

schematizzando la generica correzione al quadrupolo [4] di lunghezza Δs come lineare nella posizione del fascio in corrispondenza dell'elemento stesso:

[4] da qui e nel seguito B=BPM, Q=Quadrupoli, D=Dipoli

$$\theta_i^Q = k_i \Delta s_i \Delta x_i^Q$$

ed introducendo un termine $\Delta p/p$ correttivo per la non uniformità in impulso del fascio[5] (particelle con impulso diverso risponderanno in modo diverso al sistema di dipoli e quadrupoli introducendo nuove deviazioni dalla traiettoria ideale):

$$\Delta x_i^B = \sum_{j=1,N_D} M_{ij}^{BD} \theta_j^D + \sum_{j=1,N_Q} M_{ij}^{BQ} (k_j \Delta s_j \Delta x_j^Q) + D_i \frac{\Delta p}{p} \tag{A.4}$$

e analogamente

$$\Delta x_j^Q = \sum_{k=1,N_D} M_{jk}^{QD} \theta_k^D + \sum_{k=1,N_Q} M_{jk}^{QQ} (k_k \Delta s_k \Delta x_k^Q) + D_j \frac{\Delta p}{p} \tag{A.5}$$

Introducendo la matrice quadrata $Q_{jk}^Q = M_{jk}^{QQ}(k_k \Delta s_k)$ ed omettendo di riferirci agli elementi di matrice, possiamo riscrivere la A.5 come

$$\Delta x^Q = M^{QD}\theta^D + Q^Q \Delta x^Q + D^Q \frac{\Delta p}{p}$$

da cui la

$$(I - Q^Q)\Delta x^Q = M^{QD}\theta^D + D^Q \frac{\Delta p}{p}$$

ed infine la:

$$\Delta x^Q = (I - Q^Q)^{-1} M^{QD} \theta^D + \frac{\Delta p}{p} (I - Q^Q)^{-1} D^Q \tag{A.6}$$

Con analoghe posizioni ed utilizzando per Δx^Q la A.6 si riscriverà A.4:

[5]Ricordiamo che vale la ralzione $\frac{\Delta p}{p} = -\eta \frac{\Delta f}{f}$.

$$\begin{aligned}\Delta x^B = [M^{BD} + Q^B(I - Q^Q)^{-1}M^{QD}]\theta^D + \\ + [Q^B(I - Q^Q)^{-1}D^Q + D^B]\frac{\Delta p}{p}\end{aligned} \tag{A.7}$$

In linea di principio risolvendo la A.7 nella variabile θ^D (Δx^B è lo spostamento misurato dai BPM) ed utilizzando la A.3 si può calcolare dL.

Ridefinendo ulteriormente M in modo che sia $\theta = (\theta^D, \frac{\Delta p}{p})$ si ha che

$$\Delta x^B = M\theta \ .$$

Il problema, a questo punto, è 'ridotto' all'inversione della matrice M per ricavare i valori delle θ^D ai dipoli e sostituirli in una espressione di tipo A.6 scritta per gli spostamenti Δx^D ai dipoli.

Essendo il numero dei BPM maggiore del numero dei dipoli (e precisamente $N^B = 48$ e $N^D = 39$) e trascurando i quadrupoli, il problema è risolubile cercando i θ^D che minimizzano la quantità:

$$\chi^2 = \sum_{i=1,N^B} [\Delta x_i^B - (M \times \theta)_i]^2$$

Ottengo per le correzioni l'espressione

$$\theta_j^D = \sum_{k=1,N_B} M_{jk}^{-1} \Delta x_k^B \tag{A.8}$$

Ricordando ora la A.1 ed utilizzando proprio la A.8 e la A.6 scritta come $\Delta x^Q = A \times Q$ posso scrivere infine:

$$dL = \sum_{k=1,N_B} c_k x_k^B \tag{A.9}$$

dove le costanti c_k [6] dipendono dalla geometria della macchina e contengono le matrici di accoppiamento spostamento-correzione ai dipoli (M^{DD}) ed ai quadrupoli (A), tra dipoli e quadrupoli (M^{QD}) e l'ultima che lega le correzioni ai dipoli agli spostamenti misurati ai BPM (M^{-1}).

A.3.2 Monitoraggio dei paramentri del fascio

Una serie di programmi (sviluppati inizialmente all'interno della *Beam Division* di Fermilab) si occupa, sulla base della procedura appena descritta, di generare un adeguato set di costanti c_k, fornire la valutazione della lunghezza dell'orbita reale e quindi il corretto valore dell'energia del fascio circolante (ossia di quella disponibile nel centro di massa). Ciò a partire da *ACNET DATA* inviati al complesso di gestione della presa dati: ad intervalli di circa 2 minuti e per tutta la durata dello stack le letture utili dei parametri della macchina vengono inviati all'elaboratore che gestisce il run control e immagazzinati in file (circa uno per ogni run di presa dati). Si ha quindi un monitoraggio costante dell'andamento dell'energia del fascio e della differenza di lunghezza dell'orbita reale rispetto a quella di riferimento.

Utilizzando le tabelle fornite da questa analisi sono stati sviluppati alcuni programmi che, graficando in funzione del tempo alcune grandezze interessanti, permettono di dare una visione immediata delle condizioni operative anche durante la presa dati.

Per cominciare si sono tenute sotto controllo le grandezze principali riguardanti indirettamente le condizioni del fascio: energia disponibile nel centro di massa, larghezza del fascio stesso, differenza tra lunghezza dell'or-

[6] Formalmente e completamente:

$$c_k = \frac{1}{\rho}\left\{ \sum_{i=1,N_D} \left[\Delta s_i \sum_{j=1,N_D} M_{ij}^{DD} M_{jk}^{-1} + \int_{s_{us_i}}^{s_{ds_i}} D_i(s)ds + \Delta s_i \sum_{j=1,N_Q} M_{ij}^{QD} \Delta s_j (A \times M_{jk}^{-1})\right]\right\}$$

bita reale e di riferimento. Le figure A.6 e A.7 rappresentano ognuna un tipico grafico prodotto da questa analisi.

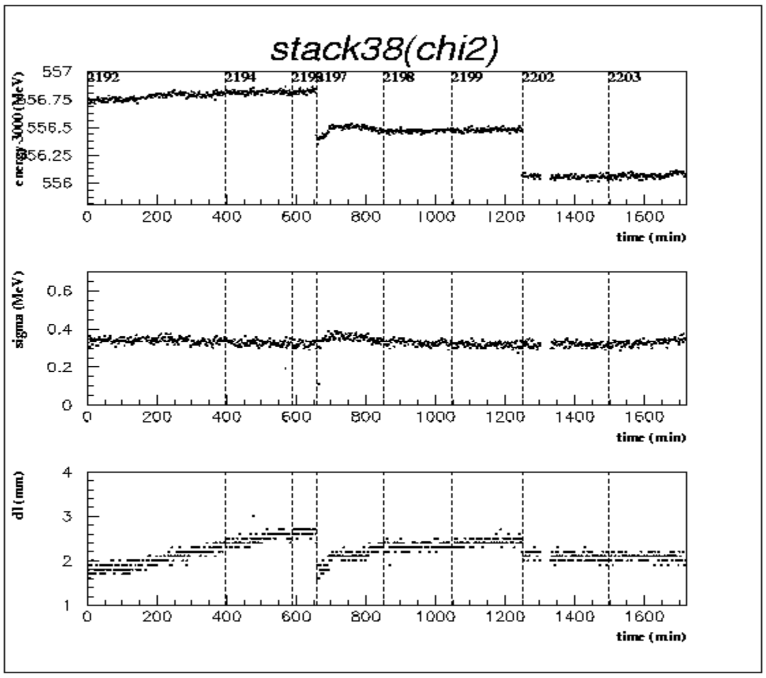

Figura A.6: Tipico grafico 'Energia-Sigma-dL' per un periodo di presa dati pari alla durata dello stack. Dall'alto verso il basso: Energia disponibile nel centro di massa, Larghezza del fascio, Differenza di cammino rispetto all'orbita di riferimento

Nella prima, una scansione di 3 punti in energia nella regione della χ_2 (1^3P_2), si notano le due decelerazioni. In ascissa il tempo di durata dello stack, ossia del periodo di presa dati che solitamente si conclude con l'esaurimento del fascio. Il fascio si presenta, alle tre energie, stabile anche in larghezza, anche se appare piuttosto allargato. La differenza di cammino varia da 2 a 3 mm e si notano anche su questo parametro gli effetti della decelerazione e del raffreddamento stocastico. Nella seconda figura un'altra scansione alla χ_2 con un numero maggione di punti; il fascio si è mantenuto

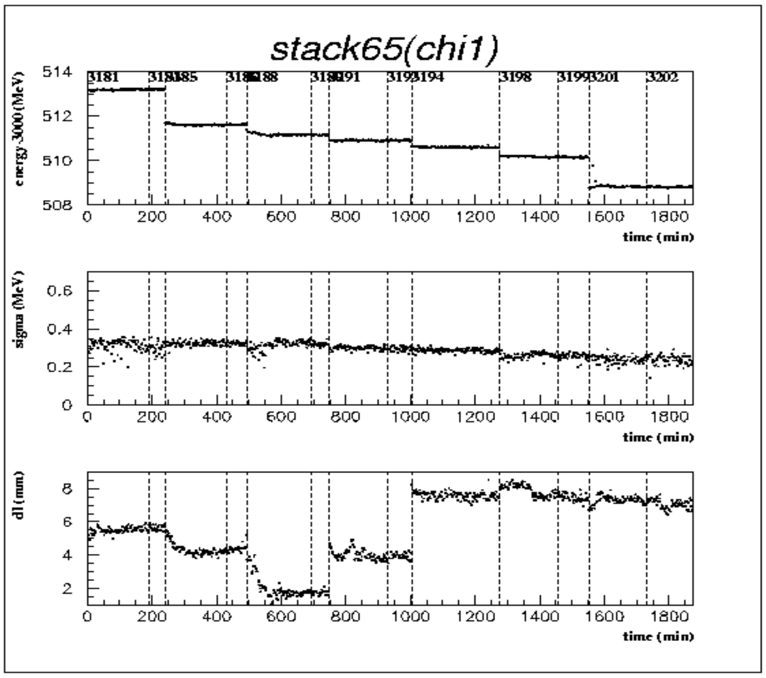

Figura A.7: Tipico grafico 'Energia-Sigma-dL' per un periodo di presa dati pari alla durata dello stack. Dall'alto verso il basso: Energia disponibile nel centro di massa, Larghezza del fascio, Differenza di cammino rispetto all'orbita di riferimento

stabile sia in energia che in larghezza, ma il dL presenta alcune oscillazioni con scostamenti dalla posizione di riferimento di anche $8mm$, il che è ai limiti di validità delle approssimazioni utilizzate nel calcolo.

Per indagare casi come questo si è cercato di controllare l'andamento delle misure di ogni BPM, sempre in funzione del tempo di presa dati. In figura A.8 è graficato il comportamento di 4 dei 48 BPM presenti sull'anello. La stabilità delle prime 3 misure è indice della stabilità dell'orbita, mentre la fissità della risposta del BPM A4Q06 è compatibile con la saturazione del sistema stesso. Tale comportamento inficia la valutazione del dL introducento una misura non vera e va corretto: solitamente si procede togliendo gran parte del peso che viene attribuito alla misura fornita dal BPM il cui comportamento è più o meno sospetto nella valutazione della correzione.

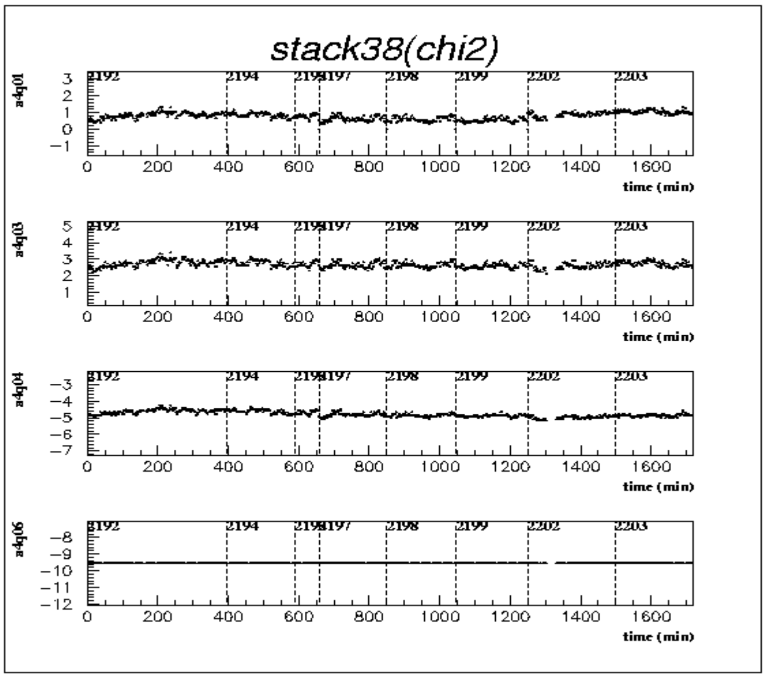

Figura A.8: Grafico di controllo del comportamento dei BPM. In figura, 4 dei 48 grafici che danno la misura effettuata da ogni BPM (scostamento rispetto alla posizione di riferimento) in funzione deltempo.

A.3.3 Alcuni risultati

Un controllo completo delle letture di tutti i BPM per tutti gli stack di presa dati, ha evidenziato un progressivo peggioramento delle condizioni complessive del sistema hardware di misura dell'orbita reale: dai due BPM mai considerati nel conto perchè non operanti durante la presa dati alla ψ' che ha fornito la calibrazione, il numero di BPM sospettati di non funzionamento (saturazione) è andato progressivamente aumentando fino ai nove dello stack 65. Suddividento adeguatamente il tempo totale della presa dati, sono stati creati alcuni set di costanti in funzione del numero di stack, ossia del numero di BPM esclusi. Infine, proprio dopo lo stack 65, è stato operato un controllo hardware di tutti i BPM che sono stati ricalibrati con soglie al riparo da saturazioni. Inoltre è stato eseguito un nuova scansione all'energia della ψ' che ha fornito una nuova orbita di riferimento per il calcolo delle energie.

Diamo in ultimo una valutazione qualitativa dell'effetto che l'esclusione o l'inclusione di BPM ha sul calcolo del valore dell' energia disponibile nel centro di massa.

Ci riferiamo allo Stack 57 (figuraA.9) di presa dati all'energia della 1P1 e premettiamo che tutte le valutazioni che seguono sono state eseguite in modo empirico come ipotesi tentative per raffinare la tecnica di correzione. In tabella le sigle dei BPM, anche non in saturazione, con misure che in valore assoluto si discostano dal modello per più di $4mm$. Il set di costanti di partenza esclude dal calcolo ben 10 BPM. L'idea è quella di reintrodurre quelli che si discostano molto dal modello: se un BPM è in saturazione ad una lettura che non si discosta molto dal modello, infatti, significa che il modello in questione supplisce in modo soddisfacente alla mancanza di informazione, ma se lo scostamento è maggiore, il trascurarne la lettura, per quanto errata, può introdurre uno scostamento ancora maggiore dal valore vero.

Delle 3 situazioni analizzate, è la seconda quella che fornisce il miglior accordo con il modello e quindi la valutazione più attendibile dell'energia. Ciò conferma in primo luogo l'ipotesi fatta ma indica anche la delicatezza dell'operazione di misura dell'energia del fascio.

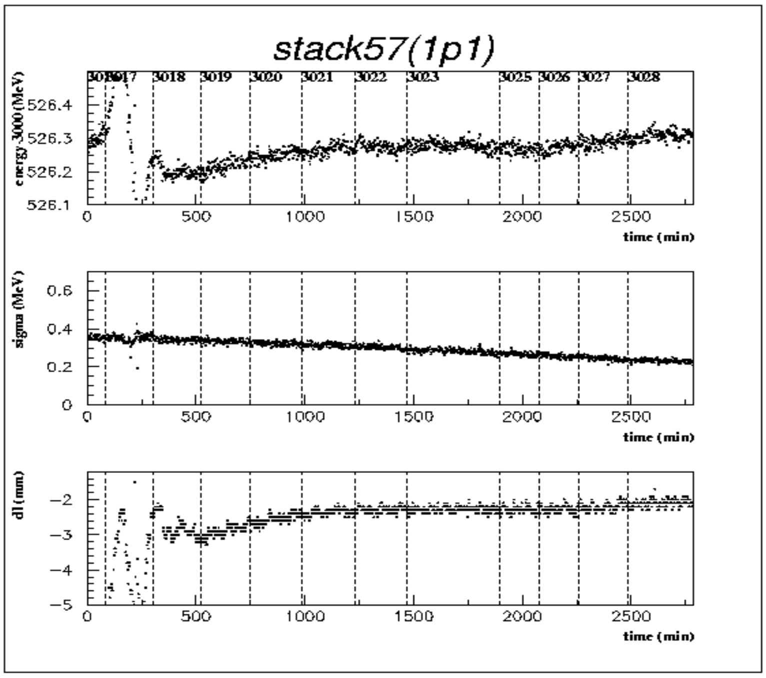

Figura A.9: Andamento dell'energia disponibile nel centro di massa, della larghezza del fascio e del dL per lo Stack 57.

BPM	dx (mm)	stato
A1Q01	-5	masch.
A1Q03	-10	masch.
A1Q08		masch.
A2Q04		masch.
A2Q10	-4	non masch.
A2Q11	-8	non masch.
A2Q14	+14	non masch.
A3Q06		masch.
A4Q04		masch.
A4Q06	-9	masch.
A5Q06	-6	masch.
A6Q03	+7	masch.
A6Q06	-17	masch.

Tabella A.1: Situazione 1. 'masch.' $\sim$ 'mascherato' (escluso dal calcolo). 10 BPM mascherati. 9 BPM con letture che si scostano dal modello. I restanti BPM si intendono inseriti nel calcolo e con comportamento compatibile con le previsioni del modello. Energia dsponibile nel centro di massa $E = 3526.039\ MeV$ -

BPM	dx (mm)	stato
A1Q08		masch.
A2Q04		masch.
A2Q10	-4	non masch.
A2Q11	-8	non masch.
A2Q14	+14	non masch.
A3Q06	+5	masch.
A6Q01	-4	non masch.

Tabella A.2: Situazione 2. 'masch.' $\sim$ 'mascherato' (escluso dal calcolo). 3 BMP esclusi dal calcolo. 5 BPM con letture che si scostano dal modello. A partire dalle Situaz. 1 sono stati reintrodotti i BPM: A1Q01, A1Q03, A4Q06, A5Q06, A6Q03, A6Q06. I restanti BPM si intendono inseriti nel calcolo e con comportamento compatibile con le previsioni del modello. Energia dsponibile nel centro di massa $E = 3526.187\ MeV$ -

BPM	dx (mm)	stato
A1Q04	+6	non masch.
A1Q08		masch.
A2Q04		masch.
A2Q10	-4	non masch.
A2Q11	-8	non masch.
A2Q14	+14	non masch.
A3Q06	+5	masch.
A6Q03	+8	masch.
A6Q04	-4	masch.

Tabella A.3: Situazione 3. 'masch.' $\sim$ 'mascherato' (escluso dal calcolo). 5 BMP esclusi dal calcolo. 7 BPM con letture che si scostano dal modello. I restanti BPM si intendono inseriti nel calcolo e con comportamento compatibile con le previsioni del modello. La configurazione è analoga a quella della Situaz 2, a meno dell'esclusione di BPM A6Q03 e A6Q04 sospettati di cattivo fuzionamento durante lo stack di presa dati utilizzato per la generazione dell'orbita di riferimento. Energia dsponibile nel centro di massa $E = 3526.125\ MeV$ -

Bibliografia

[1] G.S. Abrams et al., 'Discovery of a second narrow resonance in e^+e^- annihilation'; Phis.Rev.Lett. 33 No.24,1453-55(1975).

[2] G.S. Abrams et al., 'Decay of $\psi(3684)$ into $\psi(3095)$'; Phis.Rev.Lett. 34 No.18,1181-83(1975).

[3] Allspach et al., 'The variable density gas jet internal target for experimental 835 at Fermilab'; Fermilab-Pub-97/274-E E835 Oct97.

[4] M. Ambrogiani et al., 'The E835 scintillating fiber tracking detector'; ???,??.

[5] T.A. Armstrong et al., 'The Fermilab E760 forward electromagnetic calorimeter'; Nucl.Instr and Meth. A295,73-80(1990).

[6] T.A. Armstrong et al., 'Precision measurement of charmonium state formed in $p\bar{p}$ annihilations'; Phys.Rev.Lett. 68 No.10, 1468-72(1992).

[7] T.A. Armstrong et al., 'Measurement of the J/ψ and ψ' resonance parameters in $p\bar{p}$ annihilations'; Phys.Rev. D 47 vol.3,772-83(1993).

[8] T.A. Armstrong et al., 'Measurement of the branching ratios $\psi' \to e^+e^-$,$\psi' \to J/\psi\pi\pi$,$\psi' \to J/\psi\eta$'; ???.

[9] T.A. Armstrong et al., 'Observation of the radiative decay $J/\psi \to e^+e^-\gamma$'; Phys.Rev. D 54,7067-70(1996).

[10] J.J. Auber et al., 'Experimental observation of a heavy particle J'; Phis.Rev.Lett. 33 No.23,1404-06(1974).

[11] J.E. Augustin et al., 'Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation'; Phis.Rev.Lett. 33 No.23,1406-08(1974).

[12] C. Bacci et al., 'Preliminary result of Frascati (ADONE) on the nature of a new 3.1-GeV particle produced in e^+e^- annihilation'; Phis.Rev.Lett. 33 No.23,1408-10(1974).

[13] W. Baldini e F. Marchetto, 'Charged trigger efficiency for inclusive J/ψ'; E835 memo, Apr.25,97.

[14] L. Bartoszek et al., 'The E760 lead-glass central calorimeter: design and initial test results'; Nucl.Instr and Meth. A301,47-60(1991).

[15] C. Biino et al., 'A large acceptance threshold Cherenkov counter fo E760 at Fermilab'; Nucl.Instr and Meth. A317,135-42(1992).

[16] S.J. Brodsky and G.P. Lepage, 'Helicity selection rules and tests of gluon spin in exclusive quantum-chromodynamic processes'; Phys.Rev. D 24 No.11,2848-54(1981).

[17] L.S. Brown and R.N. Cahn, 'Chiral symmetry and $\psi' \to \psi\pi\pi$ decay'; Phis.Rev.Lett. 35 No.1,1-4(1975).

[18] R. Cester and P.A. Rapidis, 'Charmonium formation in $p\bar{p}$ annihilations'; Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 44,329-71(1994).

[19] E. Eichten, 'Charmonium: the model'; Phys.Rev. D 17 No.11,3090-117(1978).

[20] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, 'Weak interactions with lepton-hadron symmetry'; Phys.Rev. D 7 vol.2, 1285-92(1970).

[21] W. Kwong, J.L. Rosner and C. Quigg, 'Heavy-Quark systems'; Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 37,325-82(1987).

[22] E. Leader and E. Predazzi, 'An Introduction to gauge theories and modern particle physics'; Cambridbe University Press (1996)

[23] Particle Data Booklet, from the 'Review of Particle Physics' R.M. Barnett et al., Phys.Rev. D54 (1996)

[24] M. Sarmiento, 'The E760 Luminosity monitor'; E760 memo, Mar25,94.

[25] G. Zioulas, 'The E835 Data Acquisition System'; E835 memo, Jan06,97.