Indice

Introduzione

"Riportiamo l'osservazione della particella pesante J di massa 3.1 GeV e larghezza approssimativamente nulla fatta studiando reazioni

$p + Be \longrightarrow e^+ + e^- + X$

al Brookhaven National Laboratory"[1].

"Si è osservato un picco molto stretto nella sezione d'urto

$e^+ + e^- \longrightarrow adroni$

allo Stanford Linac Accelerator Centre.La risonanza ha parametri:

$E = (3.105 \pm 0.003)$ GeV

$\Gamma \leq 1.3$ MeV" [2].

In questo modo due articoli comparsi nel dicembre 1974 sul Physical Review Letters annunciano la scoperta di una nuova particella chiamata,coi nomi assegnatogli dai due esperimenti sopracitati, J/ψ. Essa fu quasi subito interpretata come lo stato legato c $\overline{c}$ di un nuovo quark chiamato charm (c) la cui esistenza era stata postulata nel 1970 da Glashow,Iliopoulos e Maiani per spiegare l'assenza di correnti deboli neutre con salto di stranezza [3]. Alla scoperta della J/ψ seguì quella di un'intera famiglia di particelle che ha portato al delinearsi per il charmonio di uno spettro simile a quello del positronio.

L'esperimento E835 ha raccolto dati dal settembre 1996 al settembre 1997 con lo scopo di approfondire la conoscenza di tale spettroscopia.

Nella prima parte di questo lavoro viene brevemente descritta la teoria alla base della fisica del charmonio e finalità e apparato sperimentale di E835. Un capitolo è dedicato allo studio dei decadimenti

$$\chi_2 \longrightarrow J/\psi + \gamma$$

$$\chi_1 \longrightarrow J/\psi + \gamma$$

per i quali si sono determinati:

- massa, larghezza e sezione d'urto di picco delle risonanze
- il rapporto di decadimento BR($\chi_{1,2} \to p\overline{p}$)
- la sezione d'urto in J/$\psi\gamma$ nella zona di energia compresa tra le due risonanze dovuta alle code di queste ultime.

Infine presenterò il lavoro di costruzione e calibrazione del nuovo calorimetro in avanti a cui ho partecipato.

Capitolo 1

Dal modello a quark al charmonio

1.1 Il modello a quark e la QCD

Il gran numero di adroni scoperto negli anni '50 e '60 e l'osservazione della loro struttura complessa rese inverosimile l'ipotesi che considerava tali particelle come oggetti elementari e puntiformi. Negli stessi anni Gell-Mann si accorse che essi potevano essere classificati in multipletti ciascuno dei quali caratterizzato da un diverso valore di J^P,con J spin e P parità intrinseca della particella. La figura 1.1 mostra un decupletto con $J^P = 3/2^+$ rappresentato nel piano S(stranezza)-I_3(terza componente di isospin). Esso è formato da un quadrupletto,un tripletto,un doppietto e un singoletto di isospin.

Ognuno di questi multipletti è formato da particelle con la stessa stranezza ma diverso valore di I_3. Poichè la carica elettrica di un adrone si può esprimere in termini di numero barionico, isospin e stranezza con la relazione di Gell-Mann e Nishijima

$$Q/e = I_3 + \frac{S+B}{2} \tag{1.1}$$

possiamo considerare ciascun multipletto di isospin come una particella presente in più stati di carica.

Figura 1.1: Diagramma dei pesi per il decupletto di barioni con $J^P = 3/2^+$

1.1.1 Nascita del modello a quark

Questa classificazione venne spiegata da Gell-Mann e Zweig introducendo il modello a quark basato su tre semplici ipotesi:

- gli "adroni fondamentali"sono tre particelle di Dirac: due, *up*(u) e *down*(d), formano un doppietto di isospin; il terzo, *strange*(s), introdotto per spiegare le proprietà delle particelle strane, è un singoletto di isospin a cui si è assegnato per convenzione stranezza S=-1.; u, d, s sono considerati tre diversi stati di sapore in cui possono trovarsi i quark;
- i barioni sono stati legati di tre quark(qqq).
- i mesoni sono stati legati $q\overline{q}$.

Numero barionico e carica elettrica dei quark

Già prima dell'introduzione del modello a quark era stato assegnato ai barioni B=1 ,agli antibarioni B=-1 e ai mesoni B=0.Essendo il numero barionico una quantità additiva per le ipotesi introdotte prima deve essere :
$B_q = 1/3$

$B_{\overline{q}}$ = -1/3
con q = u,d,s.
Noti B e I_3 è possibile con la (1.1) risalire alla carica elettrica dei quark:
$Q_u/e = 2/3$
$Q_d/e = -1/3$
$Q_s/e = -1/3$

Spin dei quark

I quark sono definiti come particelle di Dirac e, in quanto tali, hanno spin 1/2. Questa ipotesi e quelle descritte in precedenza permettono di spiegare il valore intero dello spin dei mesoni e quello semintero dei barioni.

Massa dei quark

Dal momento che il concetto di massa è ben definito solo per particelle libere mentre i quark sono osservati solo in stati legati non è possibile dare una definizione rigorosa della loro massa. Si possono solo attribuire ad essa dei valori efficaci che dipendono dalle condizioni in cui li si definisce e spesso sono molto diversi tra loro. All'interno del modello a quark si attribuisce ad essi una frazione di massa dell'adrone di cui sono costituenti. Per esempio, essendo il protone uno stato uud e il neutrone udd e avendo la due particelle circa la stessa massa si assume che:
$m_u \simeq m_d \simeq 300MeV$

Facciamo nuovamente riferimento al grafico in figura 1.1. Accanto a un multipletto di isospin è riportato un unico valore di massa; questo perchè la variazione di quest'ultima al suo interno è dell'ordine di qualche MeV. Le particelle con diversa stranezza hanno invece masse molto diverse e la differenza (di massa) per ogni incremento di stranezza è circa lo stesso. Ciò ha portato a suppore che:
$m_s \gg m_u, m_d$.

Calcoli più precisi della massa dei quark sono stati fatti tenendo conto anche dell'interazione tra i loro spin e hanno portato ai seguenti risultati:
$m_u \simeq m_d \simeq$ 363 MeV
$m_s \simeq$ 538 MeV

1.1.2 Dalla SU(3) di sapore alla SU(3) di colore

La classificazione delle particelle introdotta da Gell-Mann poteva essere spiegata invocando la simmetria SU(3) di sapore.

La rappresentazione fondamentale è realizzata dal tripletto di quark; quella coniugata è costituita dai tre antiquark. Dalla loro combinazione si ottengono le rappresentazioni irriducibili di dimensione maggiore corrispondenti ai vari multipletti.

I mesoni sono stati composti $q\overline{q}$; dal prodotto della rappresentazione fondamentale e coniugata si ottengono:

$3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1$

Poichè i quark hanno spin 1/2 le particelle composte da due di essi saranno stati con J=1 o J=0 e, come tutti i sistemi fermione antifermione, avranno parità negativa.

La simmetria usata prevede quindi l'esistenza di un ottetto e un singoletto di mesoni pseudoscalari e di altri due multipletti dello stesso tipo di mesoni vettoriali. Tali particelle rappresentate in figura 1.2 sono effettivamente state osservate.

Figura 1.2: Diagramma dei pesi per i due ottetti di mesoni

Un barione è uno stato composto di tre quark ognuno dei quali può trovarsi in tre diversi stati di sapore e due di spin. L'autofunzione ad esso associata può essere scitta come il prodotto di tre fattori:

$\alpha(L, l, M, m) \times \beta(s_1, s_2, s_3) \times \gamma(q_1, q_2, q_3)$

α è la funzione che dipende dalle coordinate spaziali; L è il momento angolare del sistema di due dei tre quark nel loro centro di massa; l quello del terzo quark calcolato rispetto al centro di massa degli altri due. Facciamo l'ipotesi che i multipletti siano stati fondamentali con l=L=0. La funzione d'onda spaziale sarà totalmente simmetrica.

β descrive i possibili stati di spin. Combinando tre paricelle con S=1/2 si ottengono:

- 4 stati simmetrici con S=3/2
- 2 stati mistosimmetrici con S=1/2
- 2 stati mistoantisimmetrici con S=1/2

Analiziamo ora la terza funzione che tiene conto del sapore. Combinare tre quark equivale a fare il prodotto di tre rappresentazioni fondamentali di SU(3). Da questa operazione si ottiene:

$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_s \oplus 8_{ms} \oplus 8_{ma} \oplus 1_a$

dove s sta per simmetrici, ms mistosimmetrico, ma mistoantisimmetrico e a antisimmetrico.

Questi 27 stati di sapore vanno combinati con gli 8 di spin. Dei 216 stati risultanti gli unici realizzati in natura sono il decupletto di spin 3/2 e l'ottetto di spin 1/2 rappresentati in figura 1.3

Figura 1.3: Diagramma dei pesi per l'ottetto di barioni. Il decupletto è riportato nella figura 1.1

Nel primo caso la funzione $\beta\gamma$ è simmetrica la qual cosa, nelle ipotesi fatte, implica che sia tale anche la funzione d'onda totale. Ciò è però in contrasto con la statistica di Fermi-Dirac secondo cui lo stato di tre fermioni identici dovrebbe essere antisimmetrico.

Questo problema è stato risolto introducendo per i quark un nuovo grado di libertà, il colore.

La funzione d'onda di un barione diventa il prodotto di quattro fattori:

$\alpha_l \times \beta_s \times \gamma_f \times \delta_c$

con la δ_c totalmente antisimmetrica. Quest'ultima richiesta per uno stato di tre quark implica l'esistenza di tre diversi stati di colore denominati rosso(R), blu(B) e verde(G).

Agli antiquark sono associati i tre colori "complementari" $\overline{R}, \overline{B}, \overline{G}$. Questi due insiemi di tre stati sono interpretati come le rappresentazioni rispettivamente fondamentale e coniugata di un nuovo gruppo di simmetria detto SU(3) di colore. Gli unici suoi stati realizzati fisicamente sono quelli antisimmetrici. In particolare per spiegare il fatto che il colore non è mai stato rilevato in nessuna delle particelle finora osservate, si fa l'ipotesi che si tratti sempre di singoletti.

I barioni e gli antibarioni sono quindi miscele rispettivamente di R, B, G e $\overline{R}, \overline{B}, \overline{G}$ del tipo:

$$\frac{RGB - RBG - GRB + GBR - BGR + BRG}{\sqrt{6}}$$

mentre i mesoni sono una miscela uniforme di colori complementari:

$$\frac{R\overline{R} + B\overline{B} + G\overline{G}}{\sqrt{3}}$$

Con queste ipotesi si spiega anche la non esistenza degli stati qq e $\overline{qq}$.

1.1.3 Conferma sperimentale dell'ipotesi di colore

Si è riusciti ad avere un conferma sperimentale dell'ipotesi di colore grazie allo studio di annichilazioni e^+e^- con formazione di un fotone virtuale. Dalla vasta gamma di prodotti finali di tale reazione si selezionano le coppie leptone antileptone e quelle $q\overline{q}$. In quest'ultimo caso i due quark, allontanandosi con grande momento relativo, possono dare origine a un elevato numero di costituenti elementari che si combinano negli stati finali adronici i quali infine vengono rilevati.

Il rapporto delle sezioni d'urto di tali processi è dato da:

$$R = \frac{\sigma_a(e^+e^- \rightarrow adroni)}{\sigma_l(e^+e^- \rightarrow \mu_+\mu_-)} = 3\sum_{sapori} z_q^2 \qquad (1.2)$$

dove z_q è la carica in unità di e dei quark di diverso sapore mentre il 3 è dovuto al fatto che la σ_a è la somma di tanti processi analoghi quanti sono gli stati di colore.

La fig 1.4 mostra il risultato delle misure di R effettuate da diversi esperimenti per differenti valori dell'energia nel centro di massa. Il fatto che per $\sqrt{s} \leq 3GeV$ R valga 2 in accordo con la (1.2) rappresenta la verifica sperimentale dell'ipotesi di colore.

Figura 1.4: Rapporto R in funzione dell'energia nel centro di massa

Tale figura in realtà rivela anche l'esistenza di due nuovi quark *charm* (c) e *bottom* (b) e del leptone pesante *tau* (τ). Al di sopra di 3 GeV si nota una zona di risonanze superata la quale R aumenta e si stabilizza intorno a un valore poco superiore a 4. Si è attribuita la causa di ciò al raggiungimento della soglia di produzione di due nuove particelle, il quark *charm* di carica

$z_c = 2/3$ e il leptone *tau* di carica $z_\tau = 1$. Con questa ipotesi usando la (1.2) si ottiene per R il valore determinato sperimentalmente:

$$R = 3 \times ((2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2 + 2/3)^2) + 1 \simeq 4.3$$

.

In modo analogo è stato interpretato l'ulteriore incremento del rapporto delle sezioni d'urto adronica e leptonica che si verifica per $\sqrt{s} \geq 10GeV$. La nuova particella prodotta è il quark *bottom*di carica $z_b = -1/3$.

L'odierno modello a quark prevede l'esistenza di un sesto "adrone elementare" chiamato *top*. Di esso si è avuta evidenza sperimentale negli esperimenti CDF e D0 a Fermilab nel 1994. Un ulteriore incremento di R dovrebbe quindi essere osservato per energie maggiori di 300 GeV che però non sono ancora state raggiunte.

1.1.4 La QCD

La cromodinamica quantistica è una teoria di gauge locale non abeliana basata sul gruppo SU(3) con cui si tenta di spiegare l'interazione forte tra quark. Essendo SU(3) caratterizzato da 8 parametri, la QCD ha 8 campi di gauge, i quanti dei quali sono detti gluoni. Essi sono i mediatori dell'interazione forte e giocano un ruolo analogo ai fotoni della QED. Conferma sperimentale della loro esistenza si è avuta in esperimenti di diverso tipo.

Nella formulazione della teoria delle interazioni forti si parte da due ipotesi:

- il campo dell'interazione forte è quantizzato e ha come sorgente la carica di colore;
- la teoria è invariante per trasformazioni di gauge e per quelle nello spazio $SU(3)_c$ di colore.

Il gruppo SU(3) ha come rappresentazione l'insieme delle matrici 3×3 unitarie e unimodulari che possono essere scritte nella forma:

$U = e^{i\delta_a(x)H}$

Le matrici H, ermitiane e a traccia nulla, sono i suoi generatori. Tradizionalmente sono espresse in funzione delle matrici di Gell-Mann λ_a come:

$H_a = \frac{1}{2}\lambda_a$

Di queste solo due commutano tra loro e con tutte le altre. Per le restanti vale:

$[H_a, H_b] = i f_{abc} H_C$

in cui f_{abc} sono numeri caratteristici del gruppo dette costanti di struttura. Per costruire questa teoria procediamo in analogia con la QED partendo dalla lagrangiana di Dirac :

$$L_D = \overline{q_i(x)}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)q_i(x) \tag{1.3}$$

dove $q_i(x)$ è uno spinore a tre componenti che rappresenta il quark nello spazio di colore.

Trasformazioni globali del tipo

$$q_i(x) \longrightarrow q_i(x)' = e^{iA} q_i(x) \tag{1.4}$$

lasciano invariante la lagrangiana L_D .

Per avere invarianza anche per trasformazioni locali

$$q_i(x) \longrightarrow q_i(x)' = e^{iA(x)} q_i(x) \tag{1.5}$$

occorre supporre l'esistenza di un potenziale che, trasformandosi in modo opportuno, compensi la differenza di fase tra i punti dello spazio introdotta dalla (1.4). A questo scopo definiamo 8 campi vettoriali G^a_μ che, in seguito a trasformazioni dello spinore del tipo (1.4), seguano tale legge di trasformazione:

$$G^a_\mu \longrightarrow G^{a\prime}_\mu = G^a_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a(x) - f_{abc}\alpha_b(x) G^c_\mu \tag{1.6}$$

Con essi costruiamo la derivata covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + \sum_{a=1}^{8} i g H_a G^a_\mu \tag{1.7}$$

L'invarianza cercata si ottiene sostituendo nella L_D alla ∂_μ la nuova D_μ. La lagrangiana ottenuta risulta essere la somma di un termine di corrente fermionica e uno di interazione tra il campo di gauge G_μ e i quark. Ad essi va aggiunto un terzo termine di campo gluonico libero. La nuova L_D assume così la seguente forma :

$$L_D = \overline{q}_i(x)(\gamma_\mu \partial^\mu - m)q_i(x) - g(\overline{q}_i(x)\gamma_\mu T_A q_i(x))G^\mu_a - 1/4 F^a_{\mu\nu} F^{\mu\nu}_a \tag{1.8}$$

La g caratterizza il vertice di interazione corrente-campo ed è legata alla costante di accoppiamento α_s dell'interazione forte dalla relazione :

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi} \tag{1.9}$$

Il termine

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\nu G^a_\mu + \partial_\mu G^a_\nu + g f_{kij} G^i_\mu G^j_\nu \tag{1.10}$$

è il tensore del campo gluonico corrispondente all'$F_{\mu\nu}$ della QED. Sostituendo la sua espressione nella lagrangiana si vedono comparire termini corrispondenti a vertici di interazione di 3 o 4 gluoni. Diversamente da quanto accadeva in elettrodinamica per i fotoni quindi i quanti del campo forte interagiscono tra loro. Ciò è attribuibile al fatto che a differenza dei primi,che non sono portatori di carica elettrica, i secondi possiedono e trasportano carica di colore. $G_{\mu a}$ infatti è un vettore a 8 componenti(nello spazio di colore)e corrisponde all' ottetto di $SU(3)_c$ ottenuto dal prodotto delle sue due rappresentazioni fondamentali:

$$R\overline{G}, R\overline{B}, G\overline{R}, G\overline{B}, B\overline{G}, B\overline{R}, \frac{R\overline{R} - G\overline{G}}{\sqrt{2}}, \frac{R\overline{R} + G\overline{G} - 2B\overline{B}}{\sqrt{6}}$$

Va notato infine che, esattamente come avveniva nella QED, non compare nella lagrangiana il termine di massa che ne comprometterebbe l'invarianza di gauge e la rinormalizzabilità. Come i fotoni anche i gluoni sono quindi campi vettoriali a massa nulla.

Confinamento e libertà asintotica.

L'interazione tra gluoni è causa del singolare andamento della costante di accoppiamento dell'interazione forte. Supponiamo di prendere in considerazione quark presenti in n_f stati di sapore. Sia m_f la massa del più pesante di essi. Per valori di distanza di interazione

$d \ll \frac{1}{m_f}$

e quindi per impulsi

$Q \gg m_f$

possiamo scrivere :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{(33-2n_f)}{12\pi}\alpha_s(\mu^2) log(\frac{Q^2}{\mu^2})} \tag{1.11}$$

dove

- $Q = p_f - p_i$ è il momento trasferito
- μ è il quadrimpulso di riferimento.

Sono completamente trascurati nel calcolo della costante di accoppiamento i quark di massa superiore al valore di energia (nel centro di massa) a cui si sta lavorando.Per questo motivo ogni volta che si riporta il valore di una misura di tale grandezza si specifica il sapore del quark di massa maggiore preso in considerazione.

Nella situazione attuale in cui il numero di sapori conosciuti e' minore di 17 il segno del denominatore della (1.11) è positivo. Per grandi momenti trasferiti perciò la costante di interazione tra due quark tende a zero logaritmicamente. Ciò significa che a piccole distanze essi si comportano come se non fossero soggetti a forze esterne. A questo ci si riferisce quando si parla di libertà asintotica.

Se si riscrive la (1.11) nella forma:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\frac{(33-2n_f)}{3} lg(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \tag{1.12}$$

si vede comparire un nuovo parametro [4] definito come :

$$\Lambda = \mu^2 e^{\frac{-12\pi}{(33-2n_f)\alpha_s(\mu^2)}} \tag{1.13}$$

Il suo valore ,non previsto dalla teoria, è determinato sperimentalmente (circa 200 MeV) ed è dello stesso ordine di grandezza dell' inverso del raggio di un adrone r_a. Per valori di Q prossimi a Λ la costante di accoppiamento tende a infinito.Di conseguenza tale è anche l'energia necessaria per separare due quark posti a una distanza $r \simeq r_a$. Questo dovrebbe spiegare il loro confinamento all'interno degli adroni. In realtà,nonostante si stia cercando di risolvere con metodi matematici le equazioni della cromodinamica quantistica,non si ha ancora conoscenza precisa di quanto quest'ultima preveda per la forza tra quark a grandi distanze. Chi "crede" in essa confida nel fatto che qualora si riesca a determinarla, si trovi un andamento crescente all'aumentare della distanza tra le particelle interagenti.

1.2 Il quarkonio e la QCD

Si definisce quarkonio uno stato legato $q\overline{q}$ considerato "l'atomo di idrogeno delle interazioni forti". Tali sistemi vengono studiati in approssimazione non relativistica scegliendo un potenziale e sostituendolo in un'opportuna equazione d'onda che si cerca di risolvere numericamente. Si conduce questo studio con lo scopo di trarre da esso informazioni circa la massa dei quark, che sappiamo non essere di facile determinazione, la costante di accoppiamento e le caratteristiche delle interazioni forti tra i costituenti elementari. Le maggiori sorgenti di incertezza risultano essere ovviamente la mancanza di una conoscenza esatta del potenziale e dell'equazione giusta da usare. Particolare interesse è rivolto da questo punto di vista agli stati legati di quark pesanti i quali, avendo una massa elevata, si possono trattare trascurando gli effetti relativistici. Per riprodurre correttamente le caratteristiche di questi sistemi sono stati proposti diversi modelli di potenziale alcuni dei quali ispirati direttamente alla QCD. Ad essi si richiede fondamentalmente di spiegare i due fenomeni della libertà asintotica e del confinamento. L'equazione più comunemente usata e quella non relativistica di Schrodinger.

1.2.1 Potenziali ispirati alla QCD

A causa dell'andamento della costante di accoppiamento α_s messo in evidenza in precedenza è possibile utilizzare la QCD perturbativa per decrivere il potenziale quark-antiquark solo a piccole distanze. Il valore del raggio di interazione che segna il limite di validità di tale teoria non è noto con precisione ma si aggira intorno ai 0.3 fm ed è comunque inferiore alle dimensione dei mesoni. Le proprietà di questi ultimi ci potrebbero permettere quindi di capire le caratteristiche dell'interazione anche nella regione non perturbativa. Il modello di potenziale più usato è quello di Cornell:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + \frac{r}{a^2} = V_L A + V_C \tag{1.14}$$

Il primo termine, coulombiano, tiene conto della libertà asintotica e viene calcolato usando la teoria perturbativa a piccoli r. Il secondo è ottenuto con la QCD su reticolo nell'approssimazione di valenza . Tale metodo consiste nel discretizzare lo spazio-tempo e risolvere le equazioni del moto con metodi numerici supponendo che i calcoli svolti sui più grandi reticoli consentiti siano in grado di riprodurre i risultati del continuo. Sebbene l'approssimazione di valenza, che trascura la creazione di coppie $q\overline{q}$, non sia del tutto corretta dal momento che tale produzione diviene energeticamente favorita a grandi distanze, tale potenziale lineare è il più utilizzato in quanto descrive il fenomeno del confinamento. Esso tuttavia non è unico. Esistono altre forme di potenziale che prevedono altrettanto bene le caratteristiche dell' interazione forte tra quark. La condizione necessaria che essi devono soddisfare [5] consiste nel rispettare l'ordinamento dei livelli energetici osservato sperimentalmente:

$$E(1S) < E(1P) < E(2S) < ...$$

cosa che in termini di vincoli sui potenzali si traduce in:

$$\frac{d^3}{dr^3}(r^2 V_C) > 0$$

$$\frac{d}{dr}[\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(2V_C + r\frac{dV_C}{dr})] < 0$$

$$\lim_{r\to\infty}(2rV_C + r^2\frac{dV_C}{dr}) = 0$$

. La relazione tra le ampiezze della funzione d'onda radiale

$$\left|\frac{R_{2S}(0)}{R_{1S}(0)}\right| < 1$$

impone inoltre

$$V"(r) < 0 \quad \forall r$$

Tali condizioni sono rispettate oltre che dal potenziale di Cornel anche da:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + br^c \quad 0 < c < 1 \tag{1.15}$$

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + k\ log(r). \tag{1.16}$$

Va ricordato infine che essi portano a previsioni identiche nell'intervallo tra $0.4fm < r < 0.9fm$ in cui giacciono tutti i sistemi $c\bar{c}$ sotto la soglia di produzione degli stati $D\overline{D}$

1.2.2 Dipendenza del potenziale dallo spin

Il potenziale V(r) analizzato nel paragrafo precedente si può considerare come il limite non relativistico di un'interazione più complessa. Esso potrebbe in linea di principio includere termini scalari, vettoriali, pseudoscalari, pseudovettoriali e tensoriali. La teoria perturbativa descrive però l'interazione a

Figura 1.5: Schema dei livelli energetici ottenuti con il potenziale$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + \frac{r}{a^2}$

piccole distanze in termini di scambio di un gluone e a grandi r come scambio di un bosone scalare. Queste considerazioni portano a scrivere il potenziale come somma di due termini che si comportano per trasformazioni di Lorentz come la quarta componente di un quadrivettore e uno scalare:

$$V(r) = V_s(r) + V_v(r)$$

Per avere una trattazione più completa del problema occorre aggiungere le correzioni relativistiche. E' possibile, nel caso dello studio di stati legati di quark pesanti, fermarsi all'ordine $(\frac{v}{c})^2$[6]. Inserendo tali termini correttivi si ottiene l'hamiltoniana di Breit-Fermi:

$$H = H_0 + H_{INT} = H_0 + H_{SI} + H_{SS} + H_{SL} + H_T \tag{1.17}$$

che descrive l' interazione tra due fermioni di ugual massa. H_0 è la parte imperturbata formata da un termine cinetico e dal potenziale V(r).

H_{SI} rappresenta le correzioni indipendenti dallo spin che tendono a ridurre l'energia dei livelli energetici rispetto ai valori ottenuti con l'approssimazione non relativistica.

Siano S_i ed m rispettivamente spin e massa dei quark interagenti:

- $$H_{SS} = \frac{2}{3m^2}\overrightarrow{S_1} \cdot \overrightarrow{S_2}\nabla^2 V_v(r) \tag{1.18}$$

  è il termine di interazione tra gli spin dei quark. E' responsabile della separazione dei livelli energetici di singoletto e di tripletto(*struttura iperfine*).

- $$H_{SL} = \frac{1}{2m^2 r}\overrightarrow{L} \cdot (\overrightarrow{S_1} + \overrightarrow{S_2})(3\frac{dV_v}{dr} - \frac{dV_s}{dr}) \tag{1.19}$$

  è l'hamiltoniana di spin orbita; rimuove la degenerazione tra stati con lo stesso spin e momento angolare totale diverso(*struttura fine*).

- $$H_T = \frac{S_{12}}{12m_1 m_2}(\frac{1}{r}\frac{dv_v}{dr} - \frac{d^2 v_v}{dr^2}) \tag{1.20}$$

  è il potenziale tensoriale; è espesso unicamente in funzione di V_v ed è responsabile della sovrapposizione tra gli stati S e D. L'operatore :

  $$S_{12} = 2[3(\overrightarrow{S} \cdot \overrightarrow{r}^2 - \overrightarrow{S^2})] \tag{1.21}$$

  ha elementi di matrice non nulli solo per $L \neq 0$.

1.3 I dati sperimentali:il charmonio

Alcuni giorni dopo la J/ψ a SLAC viene osservata una nuova risonanza di massa m =3686 MeV chiamata ψ' [7]. L'anno successivo a DESY (Amburgo) vengono scoperte tre particelle denominate χ_0,χ_1 e χ_2. Di nuovo a SLAC nell'80 viene individuata l' η_C e si annuncia nell'82 l'osservazione di un segnale che poteva essere interpretato come la una nuova risonanza chiamata η'_C. Nessuno degli esperimenti successivi è stato finora in grado di confermare questi ultimi dati.

In tutti questi casi le particelle studiate erano prodotte in annichilazioni e^+e^- con emissione di un fotone virtuale. Di conseguenza gli unici stati osservabili erano quelli con $J^{PC} = 1^{--}(\psi$ e $\psi')$ e quelli ottenuti dai decadimenti di questi ultimi. Il modo più efficace per raggiungere tutti i livelli dello spettro del charmonio era la formazione dei mesoni charmati attraverso l'annichilazione $p\overline{p}$. Quest'ultimo infatti, avvenendo attraverso la produzione di due o tre gluoni, avrebbe permesso la formazione di stati adronici con numeri quantici non soggetti a vincoli. Inoltre sebbene il rapporto tra i branching ratio dei due canali sembrasse favorire nettamente l'annichilazione e^{+} e^{-} (come mostra la tab 1.1), la migliore risoluzione dell'energia nel centro di massa ottenibile in esperimenti a bersaglio fisso in cui:

$$\Delta E_{cm} = \frac{m_p}{E_p} \Delta E_{lab}$$

rispetto a quelli a collider per i quali:

$$\Delta E_{cm} = 2 \Delta E_{lab}$$

e la maggiore luminosità istantanea raggiungibile avrebbero permesso nelle annichilazioni $p\overline{p}$ una migliore stima dei parametri delle risonanze.

Stato	$\mathbf{BR}_1(p\overline{p})$	$\mathbf{BR}_2(e^+e^-)$	$\mathbf{BR}_1/\mathbf{BR}_2$
J/ψ	(2.14$\pm$0.10) 10^{-3}	(5.99$\pm$0.25)10^{-2}	0.04$\pm$0.02
ψ'	(1.9$\pm$0.5) 10^{-4}	(8.8$\pm$1.3)10^{-3}	0.022$\pm$0.007
η_c	(1.2$\pm$0.4) 10^{-3}	(8$\pm$2)10^{-4}	1.5$\pm$0.5
χ_1	(8.6$\pm$01.2) 10^{-5}	(7.7$\pm$1.3)10^{-4}	0.11$\pm$0.02
χ_2	(10.0$\pm$1.0) 10^{-5}	(6.9$\pm$1.2)10^{-4}	0.14$\pm$0.03

Tabella 1.1: Branching ratio di formazione di diversi stati $c\overline{c}$ in reazioni $p\overline{p}$ e e^+e^-. Questi ultimi sono stati calcolati in modi diversi per le varie risonanze. In particolare BR$_2$ è

- BR($e^+e^- \rightarrow J/\psi$) per la J/$\psi$
- BR($e^+e^- \rightarrow \psi$') per la ψ'
- BR($e^+e^- \rightarrow J/\psi$) BR(J/$\psi \rightarrow \eta_c$) per la η_c
- BR($e^+e^- \rightarrow \psi$') BR($\psi' \rightarrow \chi_1$) per la χ_1
- BR($e^+e^- \rightarrow \psi$') BR($\psi' \rightarrow \chi_2$) per la χ_2.

Finora sono stati realizzati tre esperimenti di questo tipo: R704 al Cern, E760 e E835 al Fermilab. Essi hanno confermato e in alcuni casi migliorato la stima dei parametri delle risonanze prima citate. E760 ha inoltre riportato l'osservazione di un nuovo stato di massa poco superiore ai 3500 MeV chiamato h_c.

Sulla base di quanto detto nel paragrafo precedente gli stati osservati sono stati interpretati come eccitazioni radiali e angolari del sistema $c\overline{c}$. Riportiamo in figura (1.6)lo spettro del charmonio. I livelli vengono indicati con l'usuale notazione spettroscopica:

$$n^{2s+1}L_J$$

dove n è il numero di nodi della funzione d'onda radiale e L, J, S i momenti angolari orbitale, totale e di spin. Ricordiamo che essendo sistemi fermione antifermione tali stati avranno parità P $= (-1)^{L+1}$ e coniugazione di carica C $= (-1)^{L+S}$.

La grande somiglianza tra questo spettro e quello di fig.(1.5) conferma la scelta fatta di descrivere gli stati $c\overline{c}$ come soluzioni dell'equazione di Schrodinger non relativistica con il potenziale di Cornell. La tabella (1.1) permette di confrontare i valori della massa delle risonanze derivate con questo modello teorico e quelli determinati sperimentalmente.

Stato	**Valore sperimentale**	**Valore teorico**
J/ψ	3.0969	3.095 (in)
COG(χ)	3.5254	3.522(in)
ψ'	3.6860	3.684
ψ''	3.7699	3.81

Tabella 1.2: Confronto tra valori sperimentali e previsti dalla QCD per alcuni stati $c\overline{c}$

La struttura fine e iperfine osservabili nello spettro sono in accordo con le correzioni relativistiche introdotte nell'hamiltoniana. L'esistenza di mesoni scalari e vettoriali conferma infine la natura del potenziale prevista dalla QCD perturbativa.

1.3.1 La regola di OZI

Osservando i parametri degli stati che compaiono nello spettro del charmonio balza all'occhio il piccolo valore della larghezza di J/ψ e ψ'. La robusta inibizione dei decadimenti di queste particelle sembra in contrasto con l'ingente valore della loro massa che garantirebbe a tali processi un grosso spazio delle fasi. Per interpretare questo fenomeno Okubo, Iizuca e Zweig proposero una regola detta di OZI dalle iniziali dei loro nomi secondo cui i processi con diagrammi a quark sconnessi sarebbero fortemente soppressi rispetto a quelli connessi. In base ad essa J/ψ e ψ' dovrebbero prevalentemente decadere in mesoni contenenti il quark c. I più leggeri stati di questo tipo sono D^0 e $\overline{D^0}$ i quali però hanno

$$m > \frac{1}{2} m_{J/\psi,\psi'}$$

Ciò costringe la J/ψ e ψ' a decadere secondo canali soppressi giustificando così il piccolo valore della larghezza di tali risonanze.

La QCD fornisce una possibile spiegazione della regola appena citata. Prendiamo in considerazione la J/ψ. Secondo tale teoria il suo decadimento averrebbe come annichilazione $c\overline{c}$ con produzione di 3 gluoni. L'accoppiamento con un unico gluone sarebbe infatti proibito dal fatto che quest'ultimo è un tripletto di colore mentre il mesone è un singoletto; quello con due violerebbe la conservazione della coniugazione di carica che è positiva per il sistema gg e negativa per la J/ψ. Tutto ciò comporta la presenza di un termine α_s^3 nell'ampiezza di transizione. L'ipotesi che la costante di accoppiamento sia minore di uno rende poco probabile il decadimento di tale particella per interazione forte.

1.4 Gli stati $^3P_1$ e $^3P_2$ del charmonio

Gli stati ^3P_J del charmonio furono inizialmente scoperti nei decadimenti radiativi dal livello 2^3S_1,

$$\psi' \to \chi_{1,2}\ \gamma \to\ J/\psi\ \gamma\ \gamma$$

Sperimentalmente questo é il canale predominante. Gli altri stati finali finora osservati dai diversi esperimenti[11] sono infatti soppressi rispetto ad esso dalla regola di OZI.

1.4.1 I decadimenti in J/ψ inclusiva.

Di particolare importanza per questo lavoro sono gli eventi di J/ψ inclusiva:

$$\chi_{1,2} \to\ J/\psi\ X$$

X può essere una qualunque particella o gruppo di particelle i cui numeri quantici siano in accordo con le diverse leggi di conservazione a cui deve soddisfare il decadimento. La tabella 1.3 mostra le reazioni che potrebbero essere rivelate dall'esperimento E835. Per quelle non permesse si porta la legge di conservazione violata. Tali decadimenti, pur non essendo soppres-

Decadimento	**Legge di conservazione violata**	
$\chi_{1,2} \rightarrow\ J/\psi\ +\ N(\ \pi^0)$	coniugazione carica	proibito
$\chi_{1,2} \rightarrow\ J/\psi\ +\ N(\ \eta)$	coniugazione di carica	proibito
$\chi_{1,2} \rightarrow\ J/\psi\ \pi^\pm$	carica elettrica	proibito
$\chi_{1,2} \rightarrow\ J/\psi\ \pi^+\ \pi^-$	G parità	proibito
$\chi_1 \rightarrow\ J/\psi\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^0$	energia	proibito
$\chi_2 \rightarrow\ J/\psi\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^0$		permesso
$\chi_{1,2} \rightarrow\ J/\psi\ 4\ \pi$	energia	proibito
$\chi_2 \rightarrow\ J/\psi\ \gamma$		permesso

Tabella 1.3: Schema dei decadimenti in J/ψ inclusiva che potrebbero essere rilevati dall'esperimento E835

si dalla regoladi OZI, hanno un piccolo spazio delle fasi disponibile per i prodotti finali. Ciò giustifica la dominanza del canale di decadimento $J/\psi\ \gamma$ nell'osservazione delle due risonanze χ_1 e χ_2.

I decadimenti radiativi

Per studiare i decadimenti radiativi dello stato $c\overline{c}$, occorre per prima cosa scrivere l'hamiltoniana di interazione tra i due quark non relativistici e il campo elettromagnetico. Essa sarà la somma di due termini. Il primo corrisponde all'interazione della carica con il campo elettrico, il secondo descrive l'interazione del momento magnetico con il campo magnetico. Essendo la massa del charmonio molto maggiore dell'energia ω del fotone emesso, le transizioni elettriche, se non proibite dalle regole di selezione, sono dominanti su quelle magnetiche. Conferma sperimentale di tale affermazione si è avuta dall'analisi della distribuzione angolare dalla transizione 1P $\rightarrow$ 1S, dominata dal termine di dipolo elettrico(E1) [9].

Nel limite di grandi lunghezze d'onda, ossia quando è $\omega R \ll 1$ (R dimensione del sistema che irradia), la larghezza di decadimento della transizione radiativa della coppia ($c\overline{c}$) dallo stato iniziale (i) allo stato finale (f) si puo' scrivere come [8]:

$$\Gamma(1^3P_J 1^3S_1 + \gamma) = \frac{4}{9}\omega^3 Q_c^2 \alpha \, |< f \mid \mathbf{r} \mid i >|^2$$

con $\mathbf{r}$ distanza tra c e $\overline{c}$. Il termine

$$|< f \mid \mathbf{r} \mid i >| = \int_0^\infty R_i(r)\ R_f(r)\ r^3\ dr$$

é sensibile alla scelta del potenziale usato per derivare le funzioni d'onda degli stati iniziali e finali. Correzioni sostanziali (30-40%) sono dovute ad effetti relativistici. I valori sperimentali sono in buon accordo con le predizioni teoriche che includono tali correzioni.

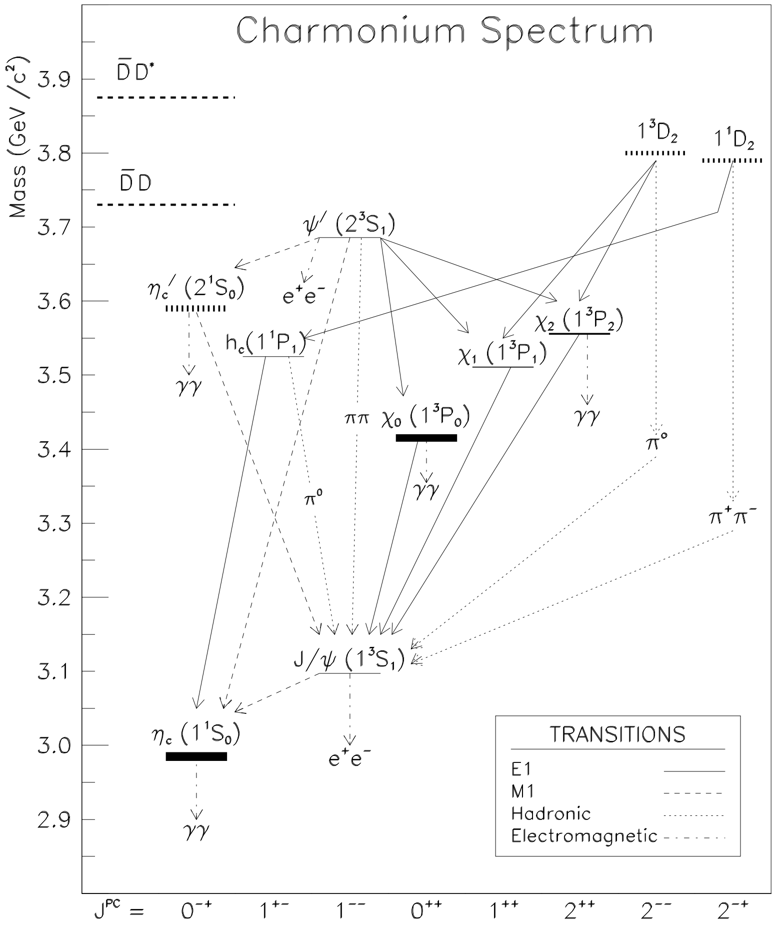

Figura 1.6: Spettro del charmonio

Capitolo 2

L'esperimento E835 a Fermilab

2.1 Finalità dell'esperimento

L'esperimento E835 si propone di studiare lo spettro del charmonio cercando sia di determinare con più precisione gli stati già identificati dagli esperimenti R704(tenuto al Cern) e E760(tenuto a Fermilab nello stesso sito di E835) sia di esplorare nuove regioni di energia nella ricerca di stati non ancora osservati. A causa dell'elevato fondo adronico ($\sigma(p\overline{p} \to \textit{quark leggeri}) \simeq 10^6 \sigma(p\overline{p} \to c\overline{c})$) si è scelto di selezionare stati finali elettromegnetici per i decadimenti degli stati $c\overline{c}$[10]. In particolare si è interessati a:

- misurare massa e larghezza degli stati $\eta_c, \chi_0, \chi_1, \chi_2$ e dei prodotti dei rapporti di decadimento :
  - $\eta_c \longrightarrow p\overline{p}$ e $\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma$
  - $\chi_{0,1,2} \longrightarrow p\overline{p}$ e $\chi_{0,2} \longrightarrow \gamma\gamma$
  - $\chi_{0,1,2} \longrightarrow p\overline{p}$ e $\chi_{0,1,2} \longrightarrow J/\psi\gamma$
- identificare gli stati η_c' e $^1P_1$ e eventualmente determinarne i parametri
- operare una scansione in energia nella regione al sopra di 3.7 GeV nella ricerca degli stati $^1D_2$ e $^3D_2$.

Nella seguente tabella sono riportate le reazioni studiate per ottenere queste informazioni e l'intervallo di energia in cui sono stati presi dati per ciascuna di esse:

REAZIONE	**ENERGIA(MeV)**
$\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma$	$2911 \div 3096$
$J/\psi \longrightarrow e^+e^-$	$3096.2 \div 3096.98$
$\chi_0 \longrightarrow \gamma\gamma$	$3406 \div 3494$
$\chi_0 \longrightarrow J/\psi\gamma$	$3406 \div 3494$
$\chi_0 \longrightarrow \pi^0\pi^0$	$3406 \div 3494$
$\chi_1 \longrightarrow J/\psi\gamma$	$3508 \div 3513$
$\chi_2 \longrightarrow J/\psi\gamma$	$3544 \div 3558$
$\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma$	$3544 \div 3558$
$h_c \longrightarrow \eta_c\gamma$	$3524 \div 3535$
$h_c \longrightarrow J/\psi\pi^0$	$3524 \div 3535$
$h_c \longrightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$	$3524 \div 3535$
$h_c \longrightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$	$3524 \div 3535$
$\eta_c' \longrightarrow \gamma\gamma$	$3576 \div 3660$
$\psi' \longrightarrow e^+e^-$	$3685 \div 3687$
$\psi' \longrightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$	$3685 \div 3687$
$\psi' \longrightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$	$3685 \div 3687$

Tabella 2.1: Reazioni studiate dall'esperimento E835

2.2 Il fascio di antiprotoni

Gli antiprotoni sono prodotti facendo collidere un fascio di protoni ad alta energia su un bersaglio di tungsteno. Un generatore Cockroft-Walton produce ioni H^- di energia cinetica di 800 KeV i quali,dopo essere stati accelerati a 200 MeV da un Linac, passano attraverso un foglio di grafite che ne assorbe gli elettroni. I protoni così ottenuti vengono inviati in successione in due acceleratori circolari, il *Booster* e il *Main Ring*, dove raggiungono un'energia rispettivamente di 8 GeV e 120 GeV. A questo punto una parte di essi viene estratta e mandata sul bersaglio sopra citato. Un magnete deflettore seleziona nel fascio uscente particelle di carica negativa e impulso 8.8 GeV. Gli antiprotoni così ottenuti mantengono la struttura a pacchetti che i protoni avevano nel *Main Ring*. Per disperderli spazialmente e temporalmente vengono inviati nel *Debuncher*. In questo anello i pioni e i muoni hanno il tempo di decadere e gli elettroni, che perdono energia sotto forma di luce di sincrotrone, si perdono in pochi giri. Il fascio costituito ora esclusivamente da antiprotoni viene iniettato nell' *Antiproton Accumulator*. Questo processo di accumulazione avviene con un rate di circa 3 mA/h ($1mA \simeq 10^{10}\overline{p}$), quasi tre volte superiore a quello di E760. Una volta ottenuto il numero di antiprotoni desiderato (*stack*) il fascio viene decelerato con un ritmo di circa 20 MeV/sec utilizzando un sistema di cavità a radiofrequenza.

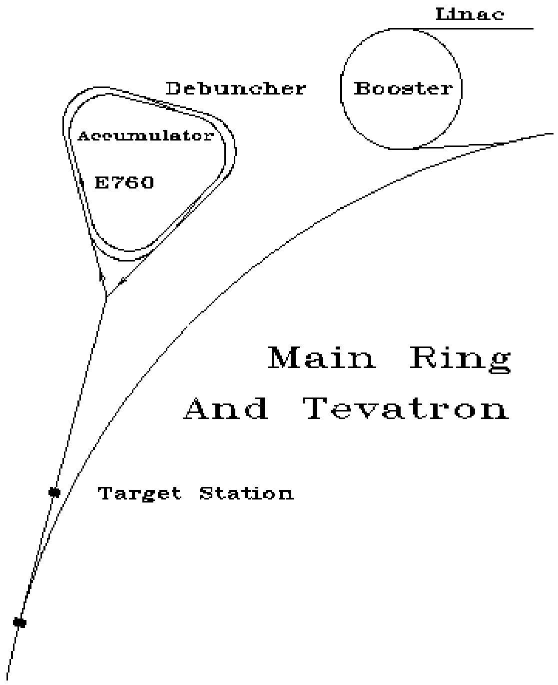

Figura 2.1: Schema del sistema di produzione degli antiprotoni

L'anello di accumulazione è inoltre dotato di un sistema di raffreddamento stocastico che riduce la dispersione in impulso a $\Delta p/p = 2 \times 10^{-4}$ compensandone l'aumento causato dallo scattering multiplo e dalla perdita di energia dovuti agli urti con gli atomi del bersaglio.Grazie a questo processo la dispersione di energia nel centro di massa,legata a quella sull'impulso del fascio dalla relazione

$$\sigma_{Ecm} = \frac{m_p}{Ecm} \times \beta_{\overline{p}} \times \sigma_p \tag{2.1}$$

viene ridotta a circa 0.2 MeV.

2.3 Il bersaglio

Il bersaglio di E835 [12] è un getto supersonico di idrogeno molecolare.E' costruito in modo tale da poterne variare la densitá da 10^{13} a $3.2\ 10^{14} atomi/cm^3$. Valori di densità così elevata,circa cinque volte superiori a quelli di E760, sono raggiungibili grazie al fenomeno della clusterizzazione.Un cluster è un insieme di molecole,in numero variabile nel nostro caso da $10^7 a 10^8$, tenute insieme da forze di Van der Waals. Esse si formano quando il gas di idrogeno sovrassaturo viene portato in condizioni di bassa pressione ed alta temperatura.

Il sistema è formato da sei camere a espansione in ciascuna delle quali è posta un pompa turbo molecolare con lo scopo di raccogliere il gas residuo evitando così che entri nel tubo a vuoto della macchina in quantità tali da comprometterne il vuoto (10^{-8} torr).

A monte di esse il gas viene purificato da eventuali impurità usando filtri meccanici e raffreddato da un criostato ad azoto liquido.Passa quindi attraverso il nozzle (posto nella camera J1)e due diaframmi.

Il nozzle è il componente più freddo del circuito e gioca il ruolo principale nella clusterizzazione. Il primo dei diaframmi,di diametro 1,5 mm,elimina gran parte del gas proveniente dal nozzle lasciandone passare solo la parte centrale.Il secondo di diametro 4.3 mm determina le dimensioni del getto che finirà nella zona di interazione. Nelle ultime tre camere i cluster che non hanno interagito col fascio vengono scomposti in molecole libere e il gas viene asportato dalle pompe . Gli intervalli in cui possono variare temperatura e pressione del nozzle sono rispettivamente $T = 15K \div 40K$ e $P = 0.2\ bar \div 8.6\ bar$. Il loro valore viene scelto durante la presa dati in modo da mantenere la luminosità istantanea L costante a $2 \times 10^{31} sec^{-1} cm^{-2}$. Infatti essendo

$$L = N_p\ f\ d\rho \propto N_p f\ d\frac{P}{T} \tag{2.2}$$

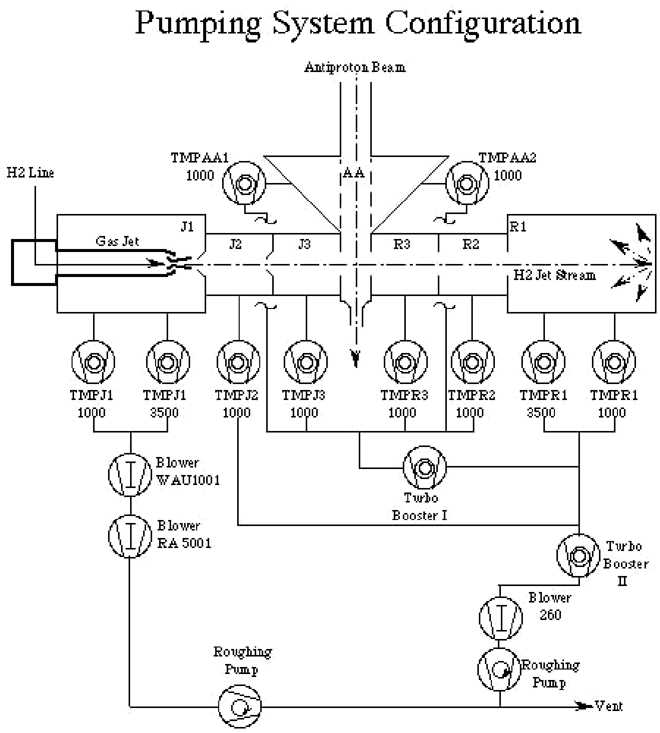

Figura 2.2: Schema del sistema di pompaggio del bersaglio gassoso

con N_p numero di antiprotoni,f frequenza di rivoluzione del fascio,d diametro del getto di idrogeno e P e T temperatura del nozzle, è possibile variando queste ultime compensare la diminuzione progressiva dell'intensita del fascio dovuta alle interazioni col bersaglio.

2.4 Il rivelatore

L' apparato sperimentale, ottimizzato per selezionare i canali di decadimento elettromagnetici degli stati $c\bar{c}$, è uno spettrometro non magnetico coassiale alla linea del fascio. Come è possibile vedere dalla figura 2.3 è costituito da una parte interna necessaria per la ricostruzione delle tracce cariche,un rivelatore Cherenkov,due calorimetri di cui uno in avanti,un odoscopio sempre in avanti utilizzato come veto e un monitor di luminosità.

2.4.1 Rivelatori interni

I rivelatori interni sono tre odoscopi,due camere a straw,un rivelatore al silicio,due strati di fibre scintillanti,disposti come in figura 2.4

Gli odoscopi

Un odoscopio è un rivelatore costituito da più contatori a scintillazione ognuno dei quali a sua volta è formato da uno scintillatore plastico,una guida di luce e un fotomoltiplicatore [13].

Si chiama scintillatore un materiale fluorescente che,attraversanto da una particella ionizzante è in grado di emettere in tempi brevi fotoni in numero proporzionale all'energia rilasciata al suo interno.La radiazione,emessa isotropicamente,attraversa la guida di luce e,dopo una serie di riflessioni,raggiunge il fotocatodo dove per effetto fotoelettrico i fotoni incidenti sono convertiti in elettroni.Si definisce efficenza quantica il numero di fotoelettroni emessi per ogni fotone incidente. Le cariche cosi' generate subiscono nei vari dinodi il processo di moltiplicazione e infine vengono raccolte all'anodo.

I tre odoscopi di E835 sono fatti di polistirene,un materiale plastico con indice di rifrazione $n = 1.58$ e densità $\rho = 1.03g/cm^3$. In particolare:

- H1 è il rivelatore più vicino al punto di interazione.E' formato da 8 contatori indipendenti a forma trapezioricurva spessi 2 mm ciascuno

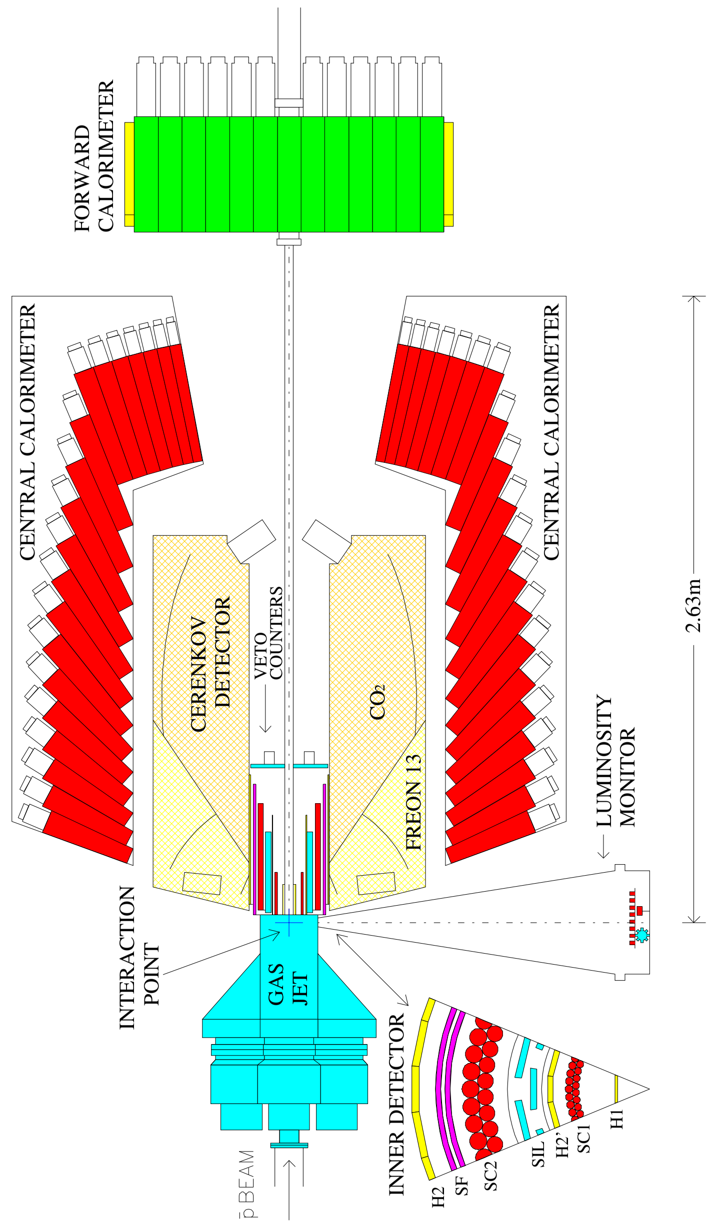

Figura 2.3: Il rivelatore di E835

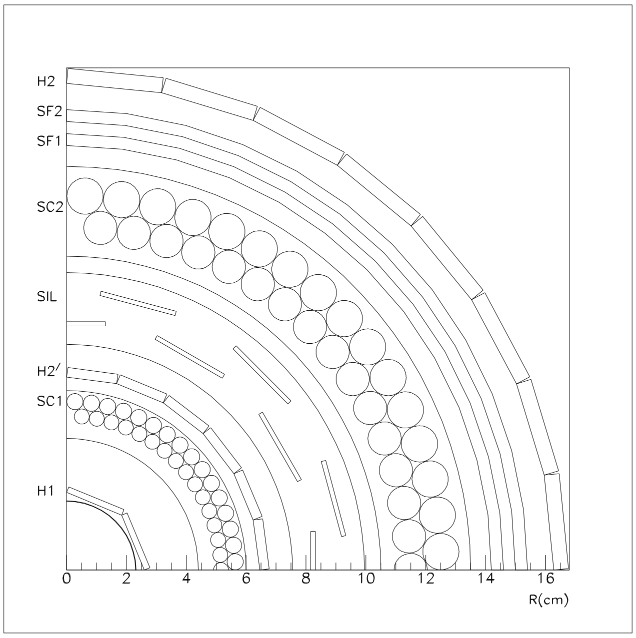

Figura 2.4: Sezione trasversale dei rivelatori interni

dei quali ricopre un angolo azimutale di 45°.La copertura polare e' invece da $\theta = 9°$ a $\theta = 65°$;

- H2' posto a 7 cm di distanza dall'asse del fascio tra la camera a straw più interna e i silici,è un odoscopio di forma cilindrica diviso in 24 elementi di spessore 4 mm. Ricopre un regione di 360° in ϕ e tra 9° e 65°in θ;

- H2 a circa 16 cm di distanza dal fascio è il più esterno.E' diviso in 32 elementi spessi 4 mm e copre una regione azimutale di 360°.La copertura polare è invece tra 15° e 65°.

Tali rivelatori danno una misura dell'energia persa dalla particella e grazie all' alta velocità di risposta vengono usati per generare un segnale di trigger.

Camere a straw

Ciascuna delle due camere a straw è un insieme di tubi a deriva [13], ossia rivelatori a gas atti a dare una buona misura dell' angolo azimutale della direzione della particella. Quando quest'ultima attraversa il volume gassoso ionizza. Gli elettroni prodotti a si muovono verso l'anodo nei pressi del quale avviene la *moltiplicazione a valanga*. Essendo la velocita' di deriva circa costante da una misura dell'intervallo di tempo tra la produzione e la moltiplicazione delle cariche si risale alla distanza da esse percorsa e quindi al punto di passaggio della particella.

Nel nostro caso entrambe le camere sono formate da due strati ciascuno di 64 cannucce. Quelle della camera più piccola sono lunghe 182 mm e hanno un diametro di 5 e 5.4 mm rispettivamente per lo strato interno ed esterno. Per la camera grande invece la lunghezza è di 414 mm e il diametro di 11.1 e 12.1 mm.Ciascuna cannuccia,è costruita con mylar alluminizzato internamente che, collegato a terra, costituisce il catodo del contatore proporzionale. L'anodo è invece un filo coincidente con l'asse delle cannucce. Il gas usato è una miscela di Argon, Isobutano e Methylal. In ogni camera i due strati sono sfasati tra loro di mezza cannuccia. Ciò permette di determinare il lato in cui è passata la particella rispetto all'anodo e quindi migliorare la stima dell'angolo ϕ. Rende inoltre possibile ovviare in parte alla diminuzione dell'accettanza geometrica dovuta alla presenza di spessori inefficaci (*cracks*).

Gli assi di entrambe le camere sono coincidenti con quello del fascio di antiprotoni,in modo tale da avere una copertura totale in ϕ .La regione azimutale coperta è invece tra 15° e 60° per la camera interna e tra 15° e 65° per quella esterna. Esse sono infine sfasate tra di loro di un quarto di cannuccia in modo tale da non avere zone inefficaci allineate.

Rivelatore a bande di silicio

E' un rivelatore a stato solido formato da 24 lastre ciascuna delle quali contenente 192 microstrip di silicio.Una particella carica che passa al suo interno libera coppie elettrone lacuna in numero proporzionale all'energia da essa rilasciata [13].

Rivelatori di questo tipo sono spesso utilizzati sia per misure di posizione che di energia e in entrambi i casi,grazie al fatto che il processo di formazione di una coppia necessita di una quantità di energia dell'ordine dell'elettronvolt(3.6 eV per il Silicio),forniscono risoluzioni migliori rispetto a contatori a gas e a scintillazione. Tutto questo si paga in termini di basso livello di segnale che richiede forti amplificazioni esterne e quindi tempi di formazione (del segnale) piuttosto lunghi. Ciò li rende per esempio inutilizzabili per la definizione del trigger.

Nell' esperimento E835 tale rivelatore è stato progettato per avere una misura contemporanea degli angoli azimutale(grossolana) e polare(accurata) necessaria per una corretta ricostruzione delle tracce cariche.

E' inoltre indispensabile per lo studio dei canale di decadimento

$\eta_c \longrightarrow \Phi\Phi \longrightarrow K^+K^-K^+K^-$

distinguibile dal fondo solo se si ha un buon tracciamento.Per ottenerlo è necessario associare a ogni traccia in ϕ la corrispondete traccia in θ . Gli unici rivelatori in grado di fare tale associazione sono i silici e il calorimetro centrale. Poiche però i K decadono spesso prima di raggiungere qust'ultimo diventa indispensabile l'uso del rivelatore a bande di silicio.

Il rivelatore a fibre scintillanti

Ciascuno dei due strati che costituiscono tale rivelatore [14] é formato da un cilindro di supporto in plexiglas con asse coincidente con quello del fascio intorno al quale sono avvolte 430 fibre ottiche a sezione circolare di diametro 835 μm e lunghezza 95 cm . Esse sono posizionate entro scanalature a forma di U (incise sulla superficie dei cilindri) la cui profondità cresce linearmente con ϕ in modo tale da permettere a ciascuna fibra,dopo un giro,di sovrapporsi radialmente a se stessa formando una spirale sul piano ortogonale all'asse del fascio. La distanza tra le fibre e la loro posizione relativa all'interno di ogni strato è stata scelta in modo tale da ridurre al minimo gli spazi morti nella regione attiva del rivelatore.

Quando una particella carica attraversa una di esse vengono emessi fotoni con lunghezza d'onda 530 μm e in numero proporzionale all'energia rilasciata.La luce emessa passa attraverso altri due set di fibre chiare unite alle precedenti con connettori ottici (DDK e MedCo).La loro presenza rende possibile sostituire un canale non funzionante con uno di riserva anche durante la presa dati.

A causa della scarsa quantità di luce emessa è necessario l'uso di rivelatori con un'efficienza quantica molto alta nella regione del visibile. A questo scopo sono stati scelti i *Visible Light Photon Counters* (VLPC), fotomoltiplicatori a stato solido con un guadagno di 10^4 e un'efficienza quantica del 70% .

E835 è dotato di 144 chip a 8 canali di VLPC tenuti in un criostato a temperatura di 6.5°K in modo tale da minimizzare il rumore termico.

Tale rivelatore permette di avere una misura precisa dell'angolo polare tra 15° e 65°. L'elevata capacità di conteggio e quindi la rapidità di formazione del segnale fanno sì che possa essere utilizzato nella definizione del trigger.

2.4.2 Il contatore Cherenkov

E' un rivelatore a simmetria cilindrica con asse coincidente con quello del fascio. Un setto di alluminio spesso 300 μm lo separa in due settori polari ciascuno dei quali a sua volta è diviso in 8 sezioni azimutali. Il settore in avanti,più ampio,è riempito di anidride carbonica(n=1.00041)e ricopre la regione polare tra 15° e 34°.Quello in dietro contiene Freon 13 (n=1.00072)e ricopre la regione tra $\theta = 34°$ e $\theta = 66°$. Se una particella attraversa questo rivelatore con velocità $v \geq c/n$ viene emesso un cono di luce con asse coincidente con la direzione di propagazione della particella e apertura

$$\theta = arcos(\frac{1}{\beta n}) \tag{2.3}$$

Da questa formula si ottiene facilmente che deve essere:

$$\beta \geq \frac{1}{n} \tag{2.4}$$

Essendo

$$\beta = \frac{pc}{\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}} \tag{2.5}$$

è possibile, scegliendo opportunamente n, far sì che solo particelle con massa inferiore ad un certo valore producano luce Cherenkov, per un dato valore di impulso massimo [13].

Nel nostro caso producono un segnale nel rivelatore soltanto gli elettroni,cosa che ci permette di distinguerli dall'enorme fondo di pioni carichi prodotti nelle annichilazione $p\overline{p}$. Inoltre il numero di fotoni emessi nel visibile da una particella carica che percorre un tratto L di contatore risulta proporzionale a

$$N \propto L(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \tag{2.6}$$

Questo spiega perchè il settore più indietro del nostro rivelatore,in cui le particelle percorrono un tragitto inferiore,sia riempito con un gas con indice di rifrazione maggiore.

Tale contatore è infine dotato di un sistema di specchi(sferici nella cella posteriore e elissoidali in quella anteriore)il cui scopo è convogliare i fotoni emessi nei 16 fototubi(uno per sezione)da cui uscirà il segnale destinato ai moduli ADC e TDC.

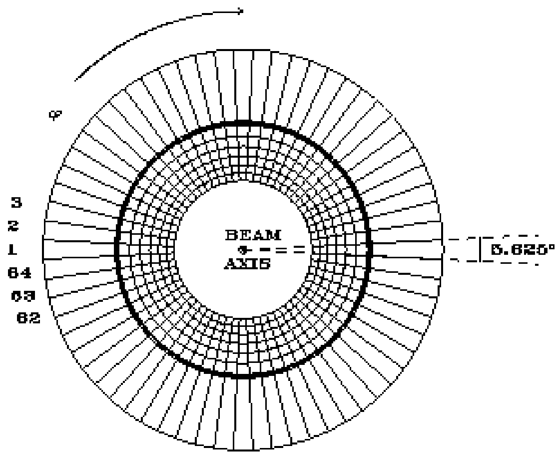

Figura 2.5: Sezione del calorimetro centrale

2.4.3 Il calorimetro centrale

E' il rivelatore a simmetria cilindrica più esterno e contiene al suo interno tutti quelli descritti in precedenza. E' formato da 1280 blocchi di vetro-piombo di tipo SCHOTT F2(29.45% di Ossigeno, 42.2% di Piombo , 21.4% di Silicio,4.2% di Potassio, 2.3% di Sodio,0.15% di Arsenico). A ciascuno di essi è incollato un fotomoltiplicatore adatto a rivelare la luce Cherenkov prodotta dalle particelle che lo attraversano. I blocchi,a forma di tronco di piramide a base trapezoidale,hanno lunghezza variabile da 30 cm a 50 cm (ossia da 12 a 16 lunghezze di radiazione $X_0 = 3.14$ cm) al diminuire di θ. Rivolti verso il centro di interazione sono disposti su 20 anelli a θ costante (*ring*) ciascuno dei quali è diviso in 64 settori a ϕ costante (*wedge*). Tale segmentazione è stata scelta per poter rivelare eventi $\pi^0 \to \gamma\gamma$ anche nel caso di decadimento simmetrico in cui i due fotoni sono emessi con angolo di apertura molto stretto.

Il calorimetro permette di misurare energia e posizione delle particelle che attraversandolo producono uno sciame elettromagnetico,quindi elettroni e fotoni.

La risoluzione energetica è

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{0.06}{\sqrt{E(GeV)}} \tag{2.7}$$

mentre quelle angolari sono 6 mrad per θ e 12 mrad per ϕ .

Essendo l'unico rivelatore in funzione in grado di associare θ e ϕ viene utilizzato per la ricostruzione delle tracce. E' inoltre alla base della definizione del trigger e in particolare di quello neutro.

2.4.4 Il monitor di luminosità

E' un insieme di tre rivelatori a stato solido posti sotto la regione di interazione a 150 cm di distanza dal tubo a vuoto della macchina [15]. Due di essi,posti ai due lati, sono fissi e rivelano eventuali spostamenti del punto di interazione. Il terzo,montato su di un carrellino, è in grado di muoversi lungo la direzione del fascio e permette di fare misure dell'andamento della sezione d'urto di fondo al variare del momento trasferito al protone e quindi dell'energia.

Il suo scopo è quello di dare una misura veloce e il più possibile accurata della luminosità integrata.

Nota la sezione d'urto differenziale $d\sigma/d\Omega$ di una reazione in cui un fascio di n part/sec incide su una targhetta di densità N atomi/cm^3 e spessore d,è possibile calcolare il numero di conteggi al secondo osservati da un rivelatore di efficienza ε che sottende un angolo solido Ω come:

$$S = nNd \int_0^\Omega \varepsilon \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = nNd \int_0^\Omega \varepsilon \frac{d\sigma}{dt} \frac{dt}{d\Omega} d\Omega \tag{2.8}$$

La quantità $L = nNd$ è detta luminosità istantanea e l'integrale di quest'ultima nel tempo è detta luminosità integrata. Per misurarla è quindi necessario selezionare una reazione di cui si conosca accuratamente la sezione d'urto e trovarne l'andamento in funzione del momento trasferito t,determinare il numero di conteggi di segnale e di fondo e infine misurare con precisione l'area del rivelatore e la sua distanza dal punto di interazione in modo da calcolare l'angolo solido Ω.

La cosa più complicata da realizzare per le reazioni adroniche è la prima. Alla sezione d'urto di scattering contribuiscono tre fenomeni: *lo scattering coulombiano* (σ_c), quello nucleare (σ_n) ,e l'interferenza tra i due. Di esse l'unica sezione d'urto ben conosciuta è la prima che domina per piccoli valori dell'angolo di scattering θ .

A causa di questo sarebbe stato necessario fare misure nella regione avanti, cosa non facile essendo in quel punto il rate molto elevato.Si è riusciti a ovviare a ciò grazie al fatto che in collisioni tra particelle con ugual massa il rinculo è confinato a $\theta \leq 90°$. Ciò equivale a dire che se in un urto l'antiprotone viene emesso in avanti a un angolo $\theta \simeq 0°$ il protone rincula a $\alpha = 90° - \theta \simeq 90°$. Si e' quindi deciso di determinare la sezione d'urto angolare cercata rilevando il numero di protoni diffusi in questa regione in seguito all'urto elastico con un antiprotone. Lo spessore del rivelatore è stato scelto in modo tale da far sì che tali protoni, aventi energie dell'ordine del MeV, si fermino al suo interno. E' così possibile,attraverso misure di energia, selezionare gli eventi cercati dal fondo.

2.4.5 I rivelatori in avanti

FCH

E' un odoscopio a forma ottagonale posto intorno al tubo a vuoto della macchina ortogonalmente alla direzione del fascio, a una distanza di 70 cm dal vertice di interazione. E' formato da 8 scintillatori indipendenti di forma trapezoidale e copre in avanti la regione polare compresa dtra $\theta = 2° e\theta = 10°$ Rientra come veto nelle logiche di trigger.

FCAL

Al calorimetro in avanti,che è stato sostituito nell'aprile del 1997,sarà dedicato un intero capitolo di questa tesi.

2.5 Il trigger

Per evitare l'inutile sovraccarico del sistema di acquisizione dati che sarebbe causato dall'alta luminosità istantanea e dallo sfavorevole rapporto tra segnale e fondo(come già ricordato $\sigma_{seg} \simeq 10^{-6}\sigma_f$) E835 è stato dotato di un sistema di trigger a due livelli. Il primo è un trigger logico veloce con tempi di risposta dell'ordine di 100 nsec e si occupa di tenere il rate di conteggi inferiore a 10 KHz selezionando solo gli eventi di interesse. Il secondo fa una prima analisi e registra opportunamente i dati selezionati dal livello precedente.

2.5.1 Il trigger del primo livello

Il trigger del primo livello è costruito a partire dai segnali provenienti dai due calorimetri, dal rivelatore Cherenkov, dagli odoscopi e dalle fibre. Il cuore di tale struttura è costituito da 4 MLU (*Memory Lookup Unit*) organizzate come rappresentato nella figura 2.7. Esse sono unità logiche programmabili con 16 ingressi e 8 uscite che confrontano i segnali ricevuti con opportune maschere caricate nella loro memoria e danno in uscita segnali logici corrispondenti al verificarsi delle condizioni desiderate.

La charged MLU e la phi-phi MLU

La Charged MLU e la Phi-Phi MLU non ricevono direttamente segnali dei rivelatori, ma quelli preventivemente trattati da altre PLU le quali , al verificarsi delle condizioni riportate nelle tabelle 2.2 e 2.3, trasmettono loro un segnale logico. Le due MLU sono a loro volta programmate per verificare il realizzarsi delle combinazioni tra le logiche di ingresso riportate nelle tabelle 2.4 e 2.5.

Le 5 uscite della Charged MLU e le tre della Phi-Phi MLU corrispondono agli ultimi 8 ingressi della Master MLU.

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 colpiti
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 2.2: Schema degli ingressi della Charged MLU.Si indica con:

- h: una traccia carica identificata con la richiesta che sia colpito un blocco di H1 e almeno uno dei 6 blocchi di H2 ad esso corrispondenti;
- e: una traccia elettronica.Alle condizioni precedenti si aggiunge la richiesta di segnale nel Cherenkov.

PMLU	input	
1	SF Bundle1	n. di fibre colpite del bundle1≥1
2	SF Bundle2	n. di fibre colpite del bundle2≥1
3	SF Bundle8	n. di fibre colpite del bundle8≥1
4	$H2_{logic}$	vedi didascalia
5	H2=3,4	3 o 4 elementi di H2 colpiti
6	Vuota	
7	SFup≥2	logica complessa,non utilizzata
8	SF=3,H2=3	3 bundle e 3 elementi di H2 colpiti
9	SF=3,4	3 o 4 bunble colpiti
10	SF=1	solo un bandle di fibre colpito
11	SF=2	solo due bandle di fibre colpito
12	$P\overline{P}$ 55^0 bundle	vedi didascalia
13	CCAL1-3	Uno dei ring da 1, 2 o 3 colpito
14	CCAL18-20	Uno dei ring da 18, 19 o 20 colpito
15	KIN2B	vedi didascalia
16	$P\overline{P}$ 90^0 bundle	vedi didascalia

Tabella 2.3: Schema degli ingressi della Phi-Phi MLU.Si indica con:

- BUNDLE: un insieme di fibre adiacenti appartenenti ad entrambi gli strati. Il numero di fibre di cui esso è composto non è uguale per tutti, ma varia con θ;
- $H2_{logic}$ è la coincidenza tra un elemento di H2 e uno di quelli appartenenti alle due regioni azimutali di 9 elementi centrate a 90^0 rispetto al primo;
- $P\overline{P}$ n^0: la coincidenza tra i bundle di fibre che si ritiene debbano essere colpiti da un protone e un antiprotone il cui angolo di diffusione nel centro di massa vale $\theta = n^0$. Il numero di bundle varia al variare dell'energia dell'antiprotone incidente;
- KIN2B: la coincidenza tra più bundle in modo tale da soddisfare la cinematica dei decadimenti $\Phi\Phi \to 4K$

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

Tabella 2.4: Schema delle uscite della Charged MLU

PMLU	output	
1	$(\overline{B1}) \times (\overline{B2}) \times (\overline{H2_{logic}}) \times (H2 = 3,4) \times$ $(SF = 3,4) \times (\overline{SF = 3, H2 = 3}) \times$ $(KIN2B)$	$\Phi\Phi$
2	$(P\overline{P}90^0 B) \times (\overline{H2_{logic}}) \times (SF = 1)$	$P\overline{P}\ 90^0$
3	$(P\overline{P}55^0 B) \times (\overline{H2_{logic}}) \times (SF = 2)$	$P\overline{P}\ 55^0$

Tabella 2.5: Schema delle uscite della Phi-Phi MLU. Con $\times$ si indica l'operazione logica AND, con + l' OR. B è l'abbreviazione di bundle

La Neutral MLU

Le logiche della Neutral MLU sono unicamente basate sui segnali del calorimetro centrale. I blocchi di quest'ultimo sono raggruppati in 40 super-moduli, 8 in ϕ(*super-wedge*) e 5 in θ(*super-ring*). Ognuno di essi emette un segnale pari alla somma di quelli provenienti dei contatori che lo compongono. Tale operazione viene svolta utilizzando alcuni blocchi in sovrapposizione [1]. I super-moduli posti in corrispondenza dello stesso angolo azimutale sono collegati a moduli OR le cui uscite corrispondono ai primi 8 ingressi della Neutral MLU(0-7). Essa è programmata per verificare se sono soddisfatte le seguenti logiche:

- PBG1 richiede che diano segnale sopra soglia due *superwedge* opposti;

[1] Sommare con blocchi in sovrapposizione significa ad esempio che i segnali dei *super-wedge* 1 e 2 sono ottenuti sommando quelli dei contatori 1-9 e 9-17, anziche 1-8 e 9-16.

- PBG3 rchiede che per ogni supermodulo colpito diano un segnale sopra soglia anche o quello ad esso opposto o uno dei due adiacenti a quest'ultimo;
- $\mathrm{ETOT}_{70\%}$;
- $\mathrm{ETOT}_{80\%}$.

Le ultime due condizioni richiedono rispettivamente che almeno il 70% e 80% dell'energia totale dell'evento sia stata rilasciata nel calorimetro centrale. Per verificare ciò la MLU utilizza i segnali degli ingressi 8 e 9. Essi sono ottenuti in modo analogo a quanto descritto in precedenza evitando però la sovrapposizione dei contatori.

Le quattro uscite della Neutral MLU corrispondono ai primi 4 ingressi della Master MLU.

La Master MLU e il Gate Master

La Master MLU è l'unità logica che elabora i segnali provenienti dalle 3 MLU descritte in precedenza e da alcuni rivelatori e li combina nelle logiche finali che definiscono i vari tipi di trigger. Nelle tabelle 2.6 e 2.7 sono specificate le sue logiche di ingresso e di uscita.

Ogni volta che viene soddisfatta una delle logiche di trigger la Master MLU invia un segnale logico al Gate Master. Tale modulo può essere configurato via software in modo tale da abilitarne le entrate corrispondenti ai trigger degli eventi che si vogliono selezionare. In condizione di 'normale' presa dati tutti i suoi ingressi corrispondenti alle uscite della Master MLU sono abilitati.

Appena ricevuto il segnale, il Gate Master manda i *common stop* ai TDC, i *gate* agli ADC e ne abilita la lettura. Contemporaneamente invia a se stesso un segnale di *inhibit* che viene rimosso solo quando sono ultimate le funzioni di lettura e scrittura dei dati. Questa operazione, necessaria per una corretta acquisizione dell'evento, introduce un tempo morto, ossia un tempo in cui il sistema non è abilitato a ricevere ulteriori dati. Per verificare che esso non diventi troppo lungo esiste uno *scaler* a cui vengono inviati segnali da un'impulsatore da 10KHz e che viene inibito durante lo svolgimento delle funzioni di lettura e scrittura. Il rapporto tra numero di conteggi da esso rilevato nell'unità di tempo e 10 KHz dà una misura del *life time*. Si controlla costantemente durante la presa dati che esso non scenda sotto il 97%.

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

Tabella 2.6: Schema degli ingressi della Master MLU

2.5.2 Il sistema di acquisizione dati e il trigger del secodo livello

La figura 2.6 mostra il sistema di acquisizione dati utilizzato da E835 [16]. Esso è costituito, tra le altre cose, da tre computer SGI. Il primo (fn835x) controlla la presa dati e colloquia con i branch CAMAC in cui sono contenuti i moduli; il secondo (fn835y) è utilizzato per la ricostruzione e una prima analisi degli eventi; l'ultimo (fn835z) tiene sotto controllo il corretto funzionamento dei rivelatori. I moduli ADC e TDC collegati a questi ultimi sono contenuti in 19 *crate* ciascuno dei quali è gestito da un DYC. Attraverso esso avviene la trasmissione dei dati registrati da ogni modulo ai buffer di un crate VME, in cui vengono memorizzati in attesa di essere letti e analizzati dalla SGI CHALLENGE. In esso sono installati programmi che eseguono una prima analisi dei dati e, in base al risultato di quest'ultima e al tipo di trigger che ne ha causato l'acquisizione, associano loro un numero (PRUDE

MMLU	output	
1	$\boxed{e^+e^-}$: $(In(9) \times In(2)) + In(10)$	GM1
2	$\boxed{p\overline{p}\ 90°}$: $In(11) \times In(15)$	GM2
3	$\boxed{\phi\phi}$: $In(12) \times In(15)$	GM3
4	$\boxed{\gamma\gamma}$: $PBG1 \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$	GM4
5	$\boxed{\text{Etot}}$:$Etot_{70\%} \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$	GM5
6	$\boxed{p\overline{p}\ 55°}$: $In(12) \times In(16)$	GM6
7	$Etot_{80\%} \times (\overline{H2 >= 2})$	GM7
8	$Etot_{80\%} \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$	GM8

Tabella 2.7: Schema delle uscite della Master MLU. Indichiamo accanto a ognuno di esse l'ingresso del Gate Master a cui è collegata.

ID). Ogni evento può essere identificato con un solo PRUDE ID. La tabella 2.8 riporta un elenco di tali identificatori ordinati in base alla priorità con cui vengono assegnati.

Esistono infine quattro coppie di unità a nastro, operanti in modo alternato per minimizzare i tempi morti durante l'acquisizione, attraverso cui avviene la scrittura dei dati. Nella tabella 2.8 sono anche riportati i quattro tipi di nastri(GN, GP, GK, GNA) su cui vengono registrati gli eventi caratterizzati da un determinato ID.

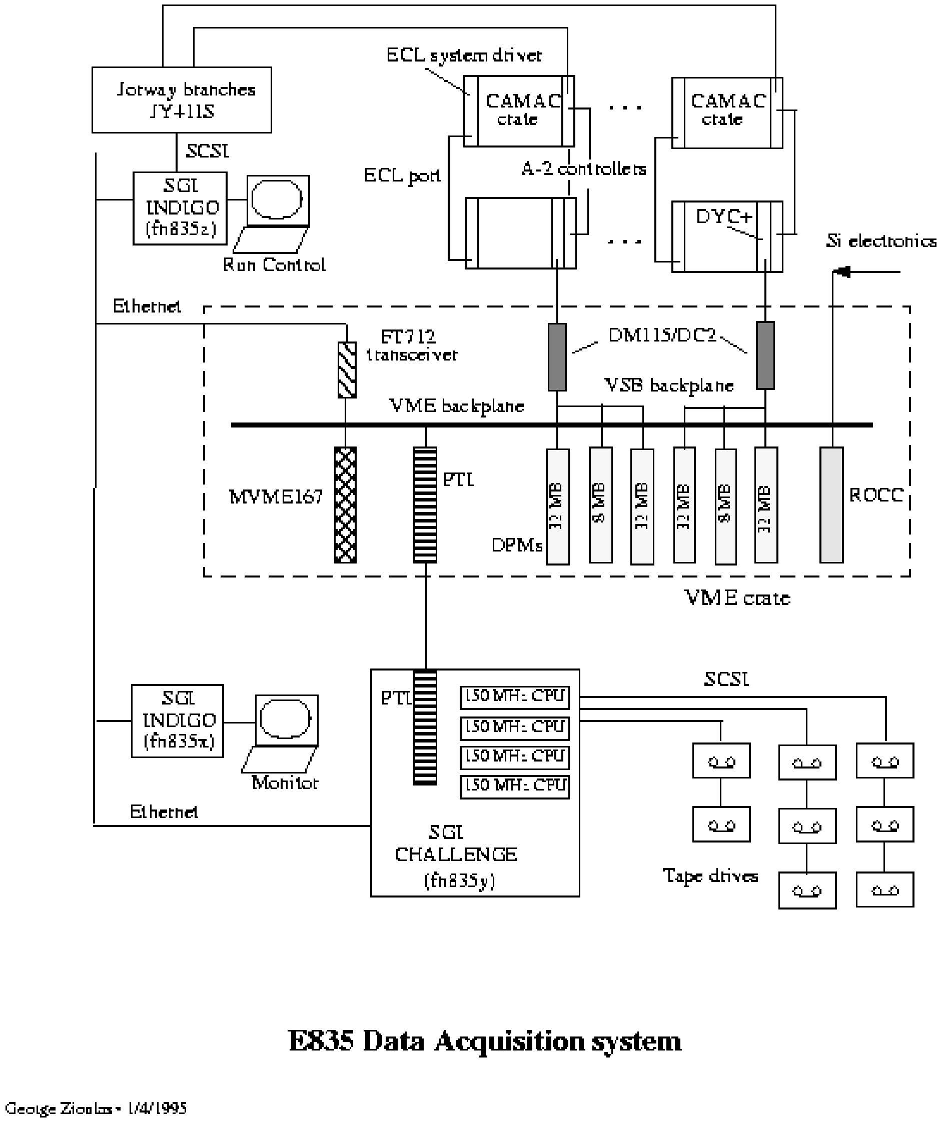

Figura 2.6: Schema del sistema di acquisizione dati di E835

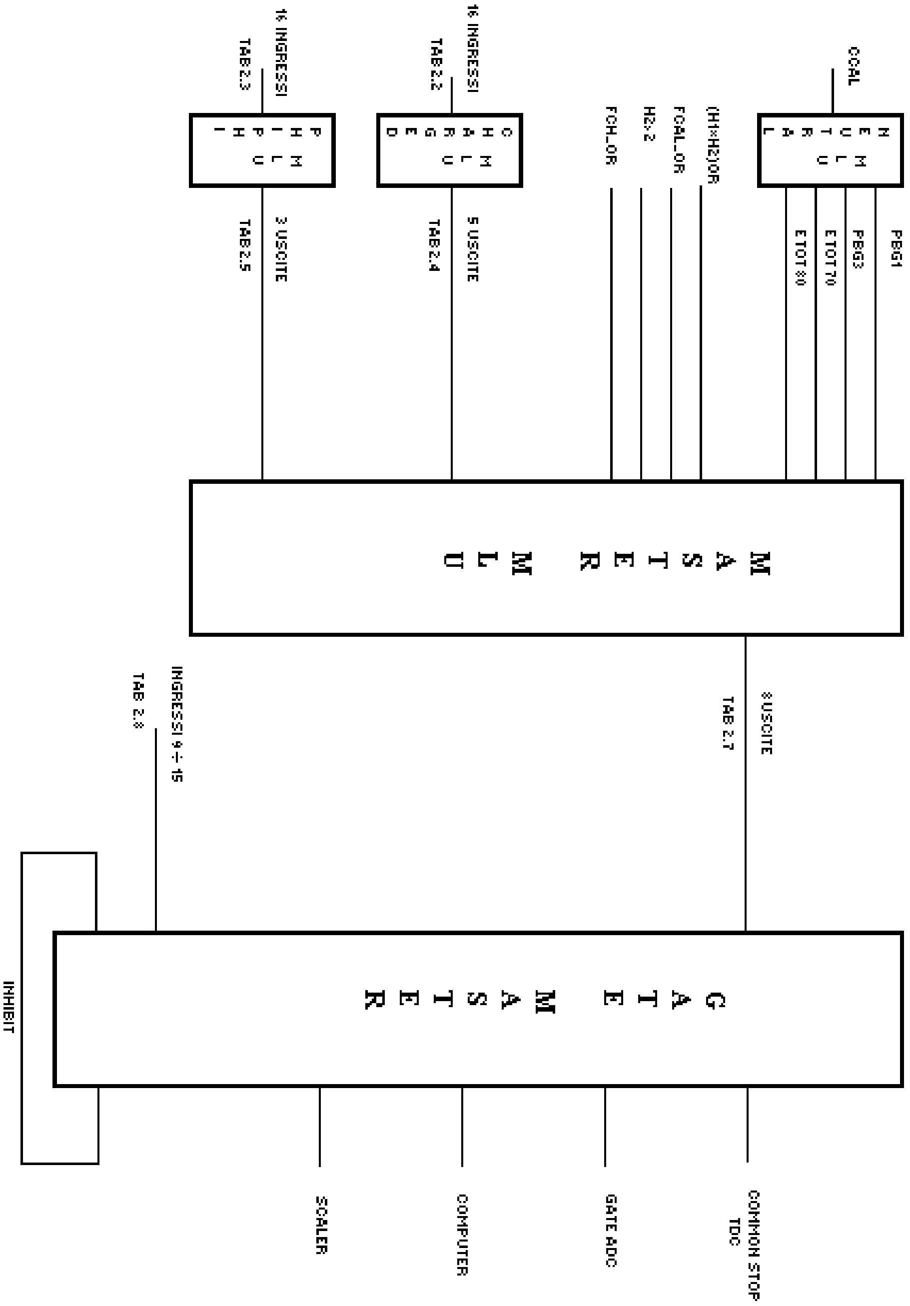

Figura 2.7: Schema del trigger del primo livello di E835

ID		Nastro
90	GM9 [$CCAL\ laser$]	GK
120	GM12 [$minimum\ bias$]	GK
130	GM13 [$Random\ Gate$]	GK
70	GM7	GK
140	GM14 [$FCAL\ Cosmic\ Ray$]	GK
80	GM8	GK
150	GM15 [$High\ minimum\ bias$]	GP
10	GM1 [e^+e^-]	GK
40	GM4 [$\gamma\gamma$]	GK
100	GM10 [$silicon\ strobe$]	GP
30	GM3 [$\phi\phi$]	GP
20	[$p\bar{p}$]	GP
60	[$p\bar{p}\ control$]	GP
50	GM5 [E_{tot}]	GK
110	GM11 [$All\ trigs$]	GK
13*	GM1 $\times INVM > 2.2GeV$	GK
12	GM1 $\times INVM > 2.0GeV$	GK
11	GM1	GK
48*	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.5GeV$	GK,GNA
47	GM4 $\times INVM > 2.5GeV$	GK,GNA
42	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times ETA \times < 7clc$	GK,GNA
43	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times ETA \times < 7clc$	GK,GNA
44	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times MCL1 \times < 6clc$	GK,GNA
45	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times MCL1 \times < 6clc$	GK,GNA
41	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV$	GK
52	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times ETA \times \overline{< 7clc \times INVM > 2.0GeV}$	GN,GNA
53	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times ETA \times \overline{< 7clc \times INVM > 2.0GeV}$	GN,GNA
54	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times MCL1 \times \overline{< 6clc \times INVM > 2.0GeV}$	GN,GNA
51	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times \overline{INVM > 2.0GeV}$	GN,GNA
55	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times MCL1 \times \overline{< 6clc \times INVM > 2.0GeV}$	GN

INVM>M	almeno una coppia di cluster in CCAL con massa invariante> M
ETA	almeno una coppia di cluster in CCAL con massa invariante nella regione della massa della η
MCL1	*cluster mass* del cluster più energetico> 100 MeV
clc	numero di cluster in CCAL

Tabella 2.8: Codici identificativi del filtro software. Nell'ultima colonna sono riportati i nastri su cui i dati vengono scritti. La seconda parte della tabella spiega i significati dei simboli utilizzati. L'asterisco indica gli eventi di particolare interesse che vengono anche scritti in un file su disco.

Capitolo 3

Decadimenti elettromagnetici degli stati χ_1 e χ_2

Gli stati del charmonio $^3P_{1,2}$ (χ_1 e χ_2) sono stati a vita media breve che possono essere rivelati solo attraverso l'osservazione delle particelle più stabili in cui decadono [17]. In questo capitolo si vogliono studiare in particolare i decadimenti:

$$\chi_{1,2} \quad \longrightarrow \quad J/\psi \;\; \gamma \quad \longrightarrow \quad e^+ \;\; e^- \;\; \gamma \tag{3.1}$$

con lo scopo di determinare massa e larghezza delle risonanze e il livello della sezione d'urto relativa a tale decadimento nella regione tra esse intermedia. In quest'ultima si prevede l'esistenza di una terza risonanza di difficile individuazione che non decade nel canale (1.1) ma è stata individuata da E760 nello stato finale $J/\psi\pi^0$ [18]. Gli eventi $J/\psi\gamma$ possono costituire un fondo per tale stato finale in quanto potrebbero essere confusi per eventi $J/\psi\pi^0$ in cui si è perso uno dei due fotoni provenienti dal decadimento del pione. Stabilire la sezione d'urto della reazione (1.1) in questa regione permetterebbe quindi un più accurato studio dello stato $^1P_1$.

3.1 Il metodo sperimentale

Gli stati χ_1 e χ_2, come tutti gli altri stati $c\overline{c}$ presi in considerazione in questo esperimento, vengono studiati facendo variare l'energia degli antiprotoni attraverso la regione in cui si prevede l'esistenza della risonanza e misurando punto per punto il numero di eventi ottenuto e la luminosità (*scan*). La curva di eccitazione che si ottiene mostra l'andamento della sezione d'urto al variare dell'energia a disposizione nel centro di massa. Essa è data dalla convoluzione tra l'andamento della sezione d'urto in corrispondenza della risonanza($\sigma_{BW}(E)$), rappresentato da una Breit-Wigner, e la distribuzione di energia del fascio(G(E-E$_{CM}$)) [10]:

$$\sigma(E_{CM}) = \int_0^\infty \varepsilon \ \sigma_{BW}(E) \ G(E - E_{CM}) dE \tag{3.2}$$

Contribuisce inoltre alla curva di eccitazione la sezione d'urto di fondo

$$\sigma_{BG} = \frac{N_{bg}}{L_{INT}}$$

con N_{bg} numero di eventi selezionati e L_{INT} luminosità integrata raccolta in una regione energeticamente lontana dalla risonanza. Essa è dovuta alla presenza di un continuo non risonante o di reazioni che simulano nel rilevatore quella studiata.

3.1.1 La formula di Breit-Wigner

La formula di Breit-Wigner si ottiene integrando sull'angolo solido la sezione d'urto differenziale

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\theta)|^2$$

che si ricava descrivendo l'interazione tra due particelle come lo scattering di una, rappresentata da un'onda piana, provocato dal potenziale a simmetria sferica generato dall'altra [19]. Utilizzando una soluzione asintotica dell'equazione di Schrodinger che descrive il processo, cosa possibile essendo le distanze in gioco più grandi di un fattore 10^{13} rispetto al raggio di interazione del potenziale, si ottiene per F(θ) la seguente espressione

$$F(\theta) = \frac{1}{K} \sum_l (2l+1) f_l P_l(cos\theta)$$

La quantità

$$f_l = \frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2i}$$

è l'ampiezza di scattering per la l-esima onda parziale. Essa è rappresentata nel piano complesso da un vettore la cui estremità descrive un cerchio di raggio 1/2 e centro (0,i/2) al variare della differenza di fase tra onda entrante e uscente. Quando la f_l raggiunge il massimo per un determinato valore di l si dice che si è di fronte alla formazione di una risonanza, ossia di una particella di momento angolare J=l e massa uguale all'energia nel CMS delle due particelle interagenti. Scrivendo la f_l come

$$f_l = \frac{1}{cotg(\delta(E)) - i}$$

e sostituendo alla cotangente il suo sviluppo in serie di Taylor nell'intorno di δ(W)=$\pi/2$ troncato al primo termine si ottiene

$$\sigma(E) = \frac{4\pi}{K^2}(2l+1)\frac{\Gamma^2/4}{(E-W)^2+\Gamma^2/4} \tag{3.3}$$

In tale formula, nota come formula di Breit-Wigner, compaiono due parametri:

- W
- $\Gamma = 2\left[\left(\frac{dcotg(\delta)}{dE}\right)_{E=W}\right]^{-1}$

Per comprenderne il significato consideriamo la funzione d'onda associata a uno stato non stazionario di frequenza angolare centrale $\omega_R = E_R/\hbar$ e vita media $\tau = \hbar/\Gamma$

$$\psi(t) = \psi(0)e^{-(iE_R+\Gamma/2)t}$$

La sua trasformata di Fourier

$$\chi(E) = \int_0^\infty \psi(t)\ e^{i\omega t}dt = \frac{K}{(E-E_R) - i\Gamma/2}$$

esprime l'ampiezza dello stato in funzione dell'energia. Dovendo la probabilità di formazione di quest'ultimo essere proporzionale alla sua probabilità di decadimento, si ottiene

$$\sigma_f \propto \chi\chi^+ \propto \frac{\Gamma^2/4}{(E-E_R)^2+\Gamma^2/4}$$

Il confronto tra tale espressione e la formula di Breit-Wigner fa capire il perchè si interpreti il fenomeno della risonanza come la formazione di una pseudoparticella di massa M=W e vita media $\tau = \hbar/\Gamma$. Una volta formata tale perticella può decadere in canali diversi da quello di produzione. La percentuale di decadimenti in uno stato finale f è detta rapporto di decadimento e si indica con BR (R $\rightarrow$ f). Definiamo larghezza parziale Γ_f il prodotto di quest'ultimo per la Γ totale della risonanza. Ne risulta che

$$\sum_{statifinali} \Gamma_f = \Gamma$$

Se la risonanza viene identificata attraverso un canale finale diverso da quello di formazione a numeratore della 3.5 occorre sostituire

$$\Gamma^2 \rightarrow \Gamma_{in}\Gamma_{fin} = BR(R \rightarrow i)\ BR(R \rightarrow f)\ \Gamma^2$$

Tale formula è stata inoltre calcolata considerando nullo lo spin delle particelle in gioco. Nel caso più generale di formazione di una risonanza di momento angolare totale J dovuta all'interazione tra un fascio non polarizzato di particelle di spin S_a con un bersaglio, sempre non polarizzato, di particelle di spin S_b la formula di Breit-Wigner assume la forma

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{4\pi}{k^2}\frac{(2J+1)}{(2S_a+1)(2S_b+1)}B_{in}B_{fin}\frac{\Gamma^2/4}{(E-W)^2+\Gamma^2/4} \tag{3.4}$$

Occorre ricordare che tale espressione è valida per $\Gamma << W$, quando cioè lo sviluppo della cotg(δ(E)) può effettivamente essere troncato al primo termine . In questo caso infatti la risonanza si può considerare simmetrica e

$$\left[\frac{dcotg(\delta(E))}{dE}\right]_{E=W}$$

che introdurrebbe un'asimmetria può essere posto uguale a 0. Ciò non accade invece nelle risonanze larghe dove il fattore spazio delle fasi per il decadimento varia apprezzabilmente lungo la larghezza rendendo la risonanza stessa asimmetrica. Per entrambi gli stati studiati in questo capitolo si è potuto utilizzare la 3.4 essendo

$$\Gamma_{\chi_1} = 88keV \quad e \quad M_{\chi_1} = 3510MeV$$

$$\Gamma_{\chi_2} = 200keV \quad e \quad M_{\chi_2} = 3556MeV$$

3.1.2 Il metodo di massima verosimiglianza

Sia N_i il numero di decadimenti in $J/\psi\ \gamma$ rilevati in corrispondenza di un' energia nel centro di massa $E_{CM} = E_i$. La distribuzione del numero di conteggi si può considerare Poissoniana. In particolare la probabilità di avere gli N_i eventi citati sarà data da:

$$f(N_i) = e^{-\mu(E_i)}\ \frac{\mu(E_i)}{N_i!}$$

$\mu(E_i)$ è il numero di eventi che ci si aspetta di ottenere all' energia E_i. Esso si può esprimere come il prodotto tra la luminosità integrata ottenuta durante la raccolta dei dati a cui appartengono gli N_i decadimenti selezionati e la sezione d'urto 3.2.

$$\mu(E_i) = L_{INT} \times \left\{ \int_0^{\infty} \varepsilon\ \sigma_{BW}(E)\ G(E-W)dE + \sigma_{BG} \right\} \tag{3.5}$$

ε è il prodotto tra le efficienze di trigger ed analisi e l' accettanza del rivelatore. Con $\sigma_{BW}(E)$ indichiamo la formula di Breit-Wigner 3.4 .

Siano ora N_1, N_2,... N_n il numero di decadimenti $J/\psi\ \gamma$ rilevati rispettivamente alle energie E_1, E_2,..., E_n. Essendo tali misure scorrelate tra loro, la probabilità che siano tutte relative al processo ipotizzato (decadimento in $J/\psi\ \gamma$) sarà data da

$$P = f(N_1)f(N_2).....f(N_n) \tag{3.6}$$

Tale funzione, detta 'verosimiglianza', dipende in questo caso da 5 parametri:

- la massa della risonanza M_R
- la larghezza della risonanza Γ_R
- la sezione d'urto di picco della Breit-Wigner, ossia il valore assunto da tale curva in corrispondenza di $E = M_R$

$$\sigma_{picco} = \frac{4\pi}{k^2}\frac{(2J+1)}{(2S_a+1)(2S_b+1)}B_{in}B_{fin}$$

- la sezione d'urto di fondo σ_{BG}

- l'efficienza ε della selezione applicata.

Il 'metodo di massima verosimiglianza' consiste nel determinare i valori di tali parametri che rendono massima la probabilità P. In realtà avendo a disposizione programmi di minimizzazione (MINUIT), la funzione da noi utilizzata non è esattamente P ma

$$FCN = -log(P) = \sum_{i=1}^{n} \mu(E_i) - \ N_i log(\mu(E_i)) + \ log(N_i!)$$

L'ultimo termine in tale espressione non e' stato preso in considerazione. Essendo infatti una costante additiva non contribuisce alla determinazione del minimo della funzione, ma si limita a traslare il valore da essa assunto in tale punto.

La funzione logaritmo, infine, è stata introdotta per la sua duplice proprietà di essere massima in corrispondenza degli stessi punti in cui lo è P e trasformare i prodotti contenuti in quest'ultima in somme. Ciò facilita il calcolo dell'errore sulla determinazione dei parametri da parte di MINUIT.

3.1.3 MINUIT

MINUIT è un insieme di programmi che costituiscono un utile strumento per determinare il minimo valore assunto da una funzione di più parametri e analizzarne l' andamento nell'intorno di tale punto. Una delle sue principali applicazioni consiste nel determinare i parametri della curva che meglio si adatta a un campione di dati sperimentali, minimizzando le funzioni χ^2 o di verosimiglianza. In questo paragrafo decriverò brevemente il suo funzionamanto rimandando per maggiori informazioni a [20].

La funzione da analizzare (FCN) deve essere fornita a MINUIT dall' utilizzatore mediante un programma FORTRAN. I parametri da cui essa dipende possono essere definiti da quest'ultimo come:

- *variabili libere* a cui è permesso assumere qualunque valore
- *variabili con limiti*, ossia vincolate a variare nell' intervallo definito dall'utilizzatore
- *costanti*, poste uguali a un valore definito.

I programmi di minimizzazione agiscono solo sui parametri definiti come variabili libere o con limiti. Quelli vincolati a variare tra due valori a e b sono in realtà preventivamente trasformati in variabili libere mediante:

$$P_{lib} = arcos\left(2\ \frac{P_{lim} - a}{b - a} -\ 1\right)$$

Essendo tale funzione non lineare conviene utilizzare i limiti solo dove necessario per evitare che i parametri assumano valori non fisici. Sono inoltre da considerarsi non significative le analisi in cui il valore assegnato da MINUIT ad uno di essi risulti uguale o molto vicino a uno dei due limiti fissati.

Le *routine* di minimizzazione di MINUIT sono 3: SEEK, SIMPLEX, MIGRAD. Essi differiscono fondalmentalmente per il metodo utilizzato nel determinare il valore dei parametri e dei loro errori. Trascurerò in quanto segue SEEK poichè non è stato usato nell'analisi da me condotta. La ricerca del punto di minimo è basata per SIMPLEX sul confronto tra i valori assunti dalla FCN in corrispondenza di diversi valori dei suoi parametri. Esso, pur permettendo una stima attendibile di questi ultimi, si limita a dare l'ordine di grandezza del loro errore e non mette in evidenza eventuali loro correlazioni. Per questo, dove è possibile, gli è preferito MIGRAD, il quale, basando la sua analisi sullo studio delle derivate della FCN calcolate rispetto ai parametri, porta a risultati più precisi. Più in particolare, esso calcola la matrice di covarianza (MC), ossia l' inverso della matrice che contiene le derivate seconde della funzione FCN . L'errore sull'ennesimo parametro è definito come la radice quadrata del suo elemento MC(n,n), mentre la correlazione tra i parametri n e m si può calcolare, noti i suoi elementi MC(n,m), MC(n,n), MC(m,m), come:

$$CORR = \frac{MC(m,n)}{MC(n,n)\ MC(m,m)}.$$

La conoscenza degli errori è importante in quanto permette di determinare l'intervallo, centrato nel valore associato da MINUIT al parametro, entro cui ho una certa probabilità di trovare il 'valor vero' di quest'ultimo. Il livello di confidenza viene fissato dall'utilizzatore. Nel nostro caso coincide con il 68%. Quando questa distribuzione di probabilità differisce da quella gaussiana si usa, per determinare gli errori, la *routine* MINOS. Essa determina l'intervallo di confidenza sul parametro analizzando l'esatto comportamento della funzione FCN nell'intorno del minimo e determinando quindi due diversi errori a destra e sinistra di quest'ultimo. Nel limite gaussiano o nel caso in cui si abbia a disposizione un campione infinito di dati l'intervallo calcolato da MINOS risulterebbe simmetrico e l'errore da esso stimato coinciderebbe con quello calcolato a partire dalla matrice di covarianza.

3.1.4 Analisi della curva di eccitazione

Come abbiamo accennato all'inizio del capitolo, per ottenere una curva di eccitazione è necessario raccogliere dati in diversi punti della regione di energia in cui è prevista esistere la risonanza. Chiamiamo *run* l'unità minima di raccolta dati,caratterizzata da condizioni di fascio, rivelatore e sistema di trigger pressochè uniformi. Indicherò con *punto di energia* (o più semplicemente punto) l'insieme di più run presi in corrispondenza dello stesso valore di energia nel centro di massa.

Il primo stadio dell'analisi cansiste nel determinare, per ciascun punto, la luminosita integrata L_{INT} accumulata, il numero di decadimenti del tipo studiato (nel nostro caso J/ $\psi\gamma$) rilevati, e il valore di energia nel centro di massa in corrispondenza della quale sono stati raccolti i dati. Stabilito il tipo di distribuzione di quest'ultima analizzando gli spettri di frequenza del rumore della corrente di antiprotoni circolante nella macchina, si utilizza il metodo di massima verosimiglianza per determinare i valori dei parametri della curva (3.5) che meglio approssimano i dati sperimentali. In base alle caratteristiche dei punti presi in considerazione si decide di volta in volta quali parametri definire come variabili libere e quali fissare.

3.2 Caratteristiche del campione di dati analizzato

In un anno di presa dati(settembre1996-settembre1997) sono stati raccolti circa 13 pb^{-1} nell'intervallo di energia 3544MeV-3558MeV in cui ci si aspetta di vedere la risonanza χ_2.Di essi verranno scartati in questa analisi circa 4 pb^{-1} che sono stati presi in condizioni di luminosità istantanea anomala. Saranno invece completamente analizzati i circa 7 pb^{-1} raccolti tra 3508Mev-3513Mev in corrispondenza della risonanza χ_1.

L'analisi viene condotta sui dati selezionati dal trigger e^+e^-. Un insieme di programmi comuni all'esperimento ricostruisce evento per evento le tracce delle particelle cariche a partire dai segnali da esse rilasciate nei rivelatori e etichetta con nomi diversi quelle con particolari caratteristiche. Grazie a questo si riesce a restringere il campione di partenza formando gli EWDST, ossia file costituiti dagli eventi che soddisfano almeno una delle seguenti condizioni:

- $M_{ee}(linel1, linel2) > 2GeV \quad e \quad EW(linel1) \times EW(linel2) > 0.1$
- $M_{ee}(lmax1, lmax2) > 2GeV \quad e \quad EW(lmax1) \times EW(lmax2) > 0.1$
- $M_{ee}(lines1, lines2) > 2GeV \quad e \quad EW(lines1) \times EW(lines1) > 0.1$

M_{ee} indica la massa invariante delle due tracce specificate tra parentesi che sono le possibili candidate ad essere associate ai due elettroni provenienti dal decadimento della J/ψ. Esse differiscono per il criterio in base al quale vengono scelte.In particolare

- $linel_i$ sono le tracce associate ai due *cluster* [1] più energetici del calorimetro centrale;
- $lmax_i$ sono quelle che hanno massa invariante maggiore
- $lines_i$ sono quelle che meglio soddisfano la cinematica a due corpi.

Spesso,come ci si aspetta se si crede che la nostra sia una buona selezione, queste tre categorie coincidono.

EW è una funzione detta *electron weight* dafinita dal nostro esperimento,che asssocia ad ogni traccia la probabilità che essa sia prodotta da un elettrone.Come spiegato diffusamente in [22] questo metodo è un'applicazione del *test di Neyman-Pearson*. Le due ipotesi di partenza sono ovviamente:

- la traccia analizzata corrisponde a un elettrone
- la traccia analizzata appartiene al fondo.

Per ciascuna di esse si determina la funzione di verosimiglianza che ha come variabili i segnali rilasciati dalla particella negli odoscopi,nel Cerenkov e nel calorimetro centrale. Il rapporto di tali funzioni è definito come l' *electron weight* della traccia.La figura 3.1 mostra l'andamento della funzione $log(EW1 \times EW2)$ calcolato per eventi buoni e di fondo provenienti rispettivamente dagli *scan* della J/ψ e del η_c'.

[1] Si definisce *cluster* un gruppo di blocchi adiacenti in cui è stata rilasciata energia dalla stessa particella

Figura 3.1: Distribuzione di $EW1 \times EW2$ per eventi di J/ψ (linea continua) e fondo(linea tratteggiata).

3.3 Selezione degli eventi $J/\psi\gamma$

Per selezionare eventi $J/\psi\gamma$ si richiede che siano soddisfatte le seguenti condizioni:

- S1: numero di cluster in CCAL minore di 8
- S2: $EW(EL2) \times EW(EL1) > 1.5$
- S3: $NN(EL1) > 1$ e $NN(EL2) > 1$
- S4: $15° < \theta(EL1) < 60°$ e $15° < \theta(EL2) < 60°$
- S5: non più di 1 extracluster [2] in tempo con i due elettroni

[2] Condideriamo extracluster tutti i cluster del calorimetro centrale e di quello in avanti distinti da

- S6: $PROB3 > 0.05$ e $PROB3 > PROB5$

dove con EL1 ed EL2 si intendono le due linee prima indicate con LINEL1 e LINEL2.Questo perchè in linea di principio non ci sono ragioni per supporre che i due elettroni provenienti dal decadimento della J/ψ non siano le particelle più energetiche prodotte nella reazione studiata. Il primo taglio ha per valori di luminosità istantanea a cui abbiamo preso dati un'efficienza del 98%, il secondo del 92 %. Entrambi sono stati scelti perchè permettono di ripulire il nostro campione da buona parte del fondo senza intaccare molto il segnale.

Nella terza condizione compare una nuova funzione detta *numero dei primi vicini* che fornisce un'informazione indipendente dall' *electron weight* circa la probabilità che una traccia corrisponda a un'elettrone. Descriverò brevemente questo metodo rimandando per informazioni più dettagiate a [23]. In uno spazio di parametri che definiscono le caratteristiche di una traccia si sono determinate, utilizzando i dati degli *scan* della J/ψ del η_c' gia citati, due popolazioni corrispondenti una agli elettroni(p_e) e l'altra al fondo(p_f). Una qualunque traccia presa in esame rappresenta un punto di questo spazio. Il numero di punti appartenenti alla popolazione p_e ad esso 'vicini' è indice della probabilità che la traccia analizzata corrisponda effettivamente a un'elettrone.

L'ultimo taglio è relativo al risultato di un fit cinematico che date le misure di energia θ e ϕ dei due elettroni e dell'extratraccia in tempo determina i valori di tali parametri che soddisafano le relazioni:

$$p_{\bar{p}}^{\mu} + p_{p}^{\mu} = p_{e^-}^{\mu} + p_{e^+}^{\mu} + p_{\gamma}^{\mu} \tag{3.7}$$

$$E_{e^-} + E_{e^-} = M_{J/\psi} \tag{3.8}$$

e rendono minimo il χ^2. Si richiede che la probabilità del fit sia maggiore del 5% e di quella che gli stessi dati soddisfino i vincoli del decadimento

$$J/\psi\pi^0 \longrightarrow\ e^+e^-\gamma$$

– i cluster dei due elettroni provenienti dal decadimento della J/ψ

– i cluster in cui è stata rilasciata un'energia minore di 100 MeV e che distano da quelli dei due elettroni sopracitati meno di 10° in θ. Essi sono associati ai fotoni emessi per *Bremsstrahlung* dai questi ultimi.

Si è applicata tale selezione ai dati di χ_1 e χ_2 raggruppando i run di uno stesso stack presi in corrispondenza dello stesso valore di energia nel centro di massa. Per ogni punto si è determinato il numero di eventi che soddisfacevano le condizioni imposte e si è verificato che la distribuzione di massa invariante dei due elettroni presentasse un picco in corrispondenza della massa della J/ψ.

Le tabelle 3.1 e 3.2 riportano i risultati ottenuti.

STACK	RUN	$E_{CM}(MeV)$	σ_E(keV)	L_{INT}(nb^{-1})	N_{ev}
19	1318-26	3510.627	284	1125.03	262
20	1394	3511.345	220	218.01	57
20	1396	3509.975	210	235.09	15
21	1424-25	3511.897	215	319.68	32
21	1427-30	3510.660	253	314.50	71
21	1431-32	3509.372	186	303.97	13
65	3181-82	3513.188	311	301.33	10
65	3185-86	3511.610	323	315.47	77
65	3188-89	3511.172	316	319.43	93
65	3191-92	3510.905	298	318.76	145
65	3194-95	3510.601	286	314.95	131
65	3198-99	3510.169	259	317.08	52
65	3201-02	3508.829	239	376.23	8
74	3286-90	3510.914	264	780.02	372
75	3295-99	3510.970	302	1147.06	459
79	3341-3342	3494.422	334	502.79	3

Tabella 3.1: Numero di decadimenti J/ψ γ selezionati per diversi valori dell'energia nel centro di massa nella regione della risonanza χ_1.

STACK	RUN	$E_{CM}(MeV)$	σ_E(keV)	L_{INT}(nb^{-1})	N_{ev}
4	741÷744	3557.223	348	157.8	71
4	746÷761	3557.367	330	1038.8	275
4	762÷768	3556.194	312	521.3	254
4	769÷772	3555.263	307	519.4	160
4	775÷784	3544.759	272	872.5	5
20	1365÷1366	3558.022	430	382.9	44
20	1368÷1369	3556.864	418	400.6	124
20	1371÷1372	3556.203	401	413.4	205
20	1374÷1375	3555.703	383	411.0	158
20	1379÷1380	3554.728	372	489.8	92
38	2192÷2195	3556.792	333	810.3	371
38	2197÷2199	3556.475	331	752.4	411
38	2202÷2203	3556.061	324	516.4	273
50	2376÷2385	3556.137	324	994.2	500
79	3339	3556.246	325	501.0	221
11	1112÷1118	3590.17	383	1483.7	1
11	1122÷1124	3580.87	372	627.0	2
12	1126÷1131	3595.36	246	1507.4	0
12	1132÷1134	3580.19	471	582.8	0
13	1186÷1191	3585.27	471	1505.7	1
17	1283÷1289	3576.14	400	1605.8	0

Tabella 3.2: Numero di decadimenti $J/\psi\ \gamma$ selezionati per diversi valori dell'energia nel centro di massa nella regione della risonanza χ_2. Nell'ultima parte della tabella si riporta il risultato della stessa selezione applicata a run acquisiti nella ricerca dell' η_c'.

3.4 Determinazione del fondo.

La sezione d'urto di fondo è stata valutata usando i 22.236 pb^{-1} raccolti nella regione tra 3600 MeV e 3660 MeV, in cui si può considerare nullo il numero di decadimenti dalle risonanze χ_1 e χ_2 in J/ψ γ. Ad essi è stata applicata la selezione descritta nel paragrafo precedente ottenedo:

E$_{CM}(MeV)$	σ_E(keV)	L$_{INT}$(nb^{-1})	N$_{ev}$
3629.918	400	22236	15

Poichè ci si aspetta che la differenza tra il numero di eventi J/ψ γ registrati in corrispondenza di diversi valori di energia nel centro di massa sia dovuta essenzialmente a fluttuazioni statistiche, si sono raggruppati dati presi in run differenti. L'energia riportata è stata calcolata come la media delle energie di ogni punto pesata sulla luminosità integrata.

3.5 L' efficienza della selezione

Per valutare correttamente l'efficienza della nostra selezione occorre prendere in considerazione tre diversi fattori:

- l'efficienza del trigger
- l'accettanza del rivelatore
- l'efficienza dell'analisi

3.5.1 L' efficienza del trigger e accettanza

La selezione degli eventi $\chi_{1,2} \rightarrow J/\psi\ \gamma$ si basa, a livello di trigger, sull' identificazione dei due elettroni provenienti dal decadimento della J/ψ. Come già accennato in precedenza la selezione software viene applicata sui dati caratterizzati dal PRUDE ID 13 che rientrano in una delle categorie individuate delle seguenti condizioni:

$$CMLU(1) \times PBG3\ +\ CLMU(2)$$

con

$$CMLU1 = 2e \times H2 < 5 \ + \ (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)$$

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

L'efficienza del trigger e^+ e^-, calcolata da Baldini e Marchetto con il metodo descritto nel loro memo [21], vale:

$$\varepsilon_{TR} \ = 0.90 \pm 0.01$$

Come accettanza abbiamo utilizzato il valore determinato in E760 utilizzando una simulazione Monte Carlo:

$$\alpha \ = \ 0.62 \pm 0.02$$

3.5.2 L' efficienza dell' analisi

Essendo le condizioni imposte nell'analisi scorrelate tra loro, l'efficienza complessiva sarà data dal prodotto delle efficienze dei singoli tagli. Nella valutazione di queste ultime si sono seguiti metodi diversi.

Per ε_{EWDST} e ε_{S1} abbiamo utilizzato i valori riportati in tabelle redatte da chi ha definito la funzione *electron weight*:

$$\varepsilon_{EWDST} = 0.969 \pm 0.003$$

$$\varepsilon_{S2} = 0.938 \pm 0.005$$

Le altre efficienze si sono ottenute applicando uno per volta, i diversi tagli scelti per la nostra analisi a un "campine pulito" di eventi. Quest'ultimo è stato determinato richiedendo condizioni indipendenti da quelle di cui si voleva valutare l'efficienza:

- $EW(EL2) \times EW(EL1) > 50$
- 2.83 GeV< M_{ee} <3.36 GeV
- $15° < \theta(EL1) < 60°$ e $15° < \theta(EL2) < 60°$

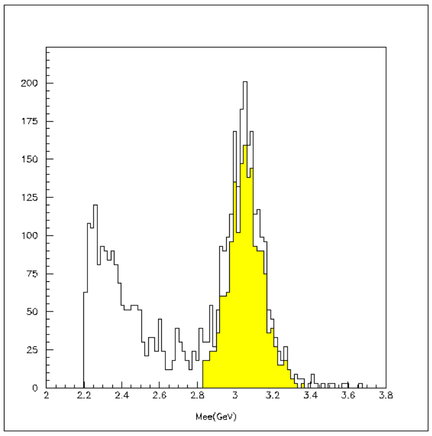

Figura 3.2: Massa invariante delle due tracce elettroniche calcolata per gli eventi contenuti negli EWDST e con al massimo 8 cluster. L' area tratteggiata mostra la stessa distribuzione per gli eventi facenti parte del campione pulito definito nel paragrafo 3.4.2

Indichiamo l'insieme di questi tagli con S7. A rigore, non essendo richiesto nulla circa le caratteristiche della terza particella, qualunque evento di J/ψ inclusiva sarebbe in grado di superare tale selezione. Ricordando però quanto detto nel paragrafo 1.4 possiamo assumere che gli eventi selezionati costituiscano un buon campione per la nostra analisi. Per il calcolo di ε_{S3}, ε_{S5}, ε_{S6}, si sono quindi sottoposti alle condizioni S7 i 752,4 pb^{-1} presi in corrispondenza dell'energia E$_{CM}$=3556.5 MeV nei run 2197 $\div$ 2199.

Per il campione così ottenuto e per ogni suo sottoinsieme determinato con l'aggiunta di un taglio è stato stimato statisticamente il numero di eventi di fondo da sottrarre. Per essere più chiara spiegherò il metodo seguito facendo riferimento al calcolo di ε_6. Si è per prima cosa applicata la sezione S7 ai dati del n-tupla ottenuta a partire dagli EWDST con la richiesta S1. La figura 3.2 mostra il campione di 582 eventi ottenuto. Di questi 403 soddisfacevano anche le due condizioni S6 sulla probabilità del fit. Si è ripetuta la stessa analisi (applicazione di S7 e di S7$\times$S6) sui dati di alcuni run raccolti in corrispondenza di energie maggiori di 3600 MeV ottenendo i risultati riportati nella tabella 3.3.

Runs	$(N_{ev})_{S7}$	$(N_{ev})_{S6\times S7}$
801÷812	12	1
813÷821	13	0
846÷854	12	1
855÷862	10	1
864÷873	12	2

Tabella 3.3: Numero di eventi di fondo che hanno superato la selezione S7 e $S6 \times S7$.

Si è definita una funzione di verosimiglianza analoga a quella descritta nel paragrafo 3.1.3. Poichè, come già ricordato, si suppone che il contributo dato dalle χ al decadimento J/ψ γ sia trascurabile per valori di energia maggiori 3600MeV, si è valutato il numero di eventi teorici come dovuto unicamente al continuo non risonante:

$$\mu(E_i) = \sigma_{BG}\ L_{INT}$$

Con MINUIT si è determinato il valore del parametro σ_{BG} che permetteva di approssimare meglio i punti sperimentali. Noto quest'ultimo si è calcolato il numero di eventi da sottrarre a due campioni selezionati in precedenza come

$$\begin{aligned} N_{S7} &= (\sigma_{BG})_{S7}\ \times\ 752.4\ =\ 6 \\ N_{S7\times S6} &= (\sigma_{BG})_{S7\times S6}\ \times\ 752.4\ =\ 0 \end{aligned}$$

Le tabelle 3.4 e 3.5 riportano rispettivamente i risultati ottenuti per i tagli S3, S5 ed S6 e le loro efficienze.[3]

[3]Per valutare l'errore sull'efficienza ε di un taglio calcolata a partire da un campione di N eventi, abbiamo utilizzato la funzione di verosimiglianza. Definita ε come la probabilità che un evento superi la condizione imposta, n il numero di eventi da esso selezionati e N-n il numero di quelli persi sarà

$$W\ = -\ log(L)\ =\ log(\varepsilon^n\ (1-\varepsilon)^{N-n}) = nlog(\varepsilon)\ +\ (N-n)\ log(1-\varepsilon)$$

Si verifica facilmente che n/N è il valore del parametro ε che rende massima tale espressione. Date queste premesse, si può valutare l'errore sull'efficienza come

$$\frac{1}{\sigma_\varepsilon^2}\ = -\ \frac{\partial^2 W}{\partial \varepsilon^2} = \ \frac{n}{\varepsilon^2}\ =\ \frac{N-n}{(1-\varepsilon)^2}$$

Con semplici passaggi algebrici si ottiene

Taglio	N_{ev}
S7	576
S7 × S3	559
S7 × S4	507
S7 × S5	402

Tabella 3.4: Numero di eventi ottenuti applicando i tagli riportati nella prima colonna ai dati dei run 2197÷ 2199 e sottraendo il fondo.

Taglio	ε
S3	0.970 ± 0.007
S5	0.880 ± 0.014
S6	0.70 ± 0.02

Tabella 3.5: Efficienza dei tagli utilizzati nell'analisi.

ε_1 è stato valutato in modo analogo partendo però da un n-tupla ottenuta dagli EWDST relativi al run 3339 (L_{INT}=501.02) richiedendo il numero di cluster nel calorimetro centrale minore di 13. Il valore ottenuto è:

$$\varepsilon_{S1} \ = \ 0.980 \ \pm \ 0.007$$

Moltiplicando tra loro i valori calcolati si è determinata l' efficienza dell'analisi

$$\varepsilon_{AN} \ = \ \varepsilon_{EWDST} \ \times \ \varepsilon_{S1} \ \times \ \varepsilon_{S2} \ \times \ \varepsilon_{S3} \ \times \ \varepsilon_{S5} \ \times \ \varepsilon_{S6}$$

e, nota quest'ultima, quella totale

$$\varepsilon_{TOT} \ = \varepsilon_{TR} \ \times \ \alpha \ \times \ \varepsilon_{AN} \ = \ 0.297 \pm 0.014$$

$$\sigma_\varepsilon \ = \ \sqrt{\frac{\varepsilon\ (1-\varepsilon)}{N}}$$

3.5.3 Osservazioni

Il piccolo valore di efficienza ottenuto può far supporre di aver applicato una selezione troppo rigida. In realtà essa è necessaria per valutare il livello della sezione d'urto eccedente al fondo nella regione tra le due risonanze. A questo scopo è stata introdotta la condizione S5 sul fit la quale, pur avendo un basso valore di efficienza, permette di ridurre il fondo da (8.2±1.0)pb a (0.26±1.0)pb.

La richiesta PROB3>PBROB5 è stata aggiunta in quanto, essendo il livello del fondo di J/ψ π^0 confrontabile con quello Jψ γ, si è reputato necessario utilizzare un criterio che permettesse di selezionare solo eventi con un'alta probabilità di appartenere alla seconda delle due categorie.

3.6 Curva di eccitazione delle risonanze χ_1 e χ_2

I parametri delle risonanze studiate si sono estratti dall'analisi della curva di eccitazione espressa come convoluzione tra la risonanza e la distribuzione di energia del fascio(eq 3.2). Essendo la forma degli spettri di energia approssimativamente gaussiana si è assunta

$$G(E - E_{CM}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} e^{-\frac{E-E_{CM}}{2\ \sigma_E^2}}$$

Il valor medio Ecm e la deviazione standard σ_e sono quelle riportate nella tabella 3.1. La Breit-Wigner è stata definita come funzione di tre parametri: M$_R$, Γ_R e σ_{picco}

$$\sigma_{BW} = \sigma_{picco} \frac{\Gamma_R^2/4}{(E - M_R)^2 + \Gamma_R^2/4}$$

Misurata la curva di eccitazione si è utilizzato MINUIT per stimare il valore dei suoi parametri. L'efficienza ε, essendo stata colcolata in modo indipendente, è sempre stata definita costante. Al termine di ogni analisi si è calcolato

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(\mu(E_i) - N_i)^2}{ERR^2}$$

con $\mu(E_i)$ e N_i rispettivamente numero di decadimenti previsti e selezionati in corrispondenza dell'energia E_i. ERR è la deviazione standard della distribuzione del numero di conteggi N_i che si assume essere poissoniana. Essendo quest'ultima asimmetrica per piccoli valori di N_i si pone

- ERR $= \sqrt{N_i}$ per $\mu(E_i) < N_i$
- ERR = errore positivo $> \sqrt{N_i}$ per $\mu(E_i) > N_i$

Infine, si è stimato il rapporto di decadimento

$$BR(\chi_{1,2} \rightarrow p\overline{p}) = \frac{\sigma_{picco}\ (p^*\ c)^2}{(\hbar\ c)^2\ \pi\ (2J+1)\ BR_{fin}}$$

con

- $$(p^* c)^2 = \frac{\sqrt{M_R^2 - 4\ m_p^2}}{4}$$

  impulso nel centro di massa delle due particelle interagenti

- $$BR_{fin} = BR(\chi_{1,2} \rightarrow J/\psi\ \gamma) \times BR(J/\psi \rightarrow e^+\ e^-)$$

A questi ultimi sono attribuiti i valori riportati dal Particle Data Group [11].

3.6.1 Il problema degli stack 19-20-21

Analizzando i dati acquisiti negli stack 19-20-21 si sono notate alcune anomalie. Per esempio, nello studio della distribuzione angolare del decadimento $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, la cui forma è esprimibile come

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto 1 + \lambda\ cos^2(\theta_{CM})$$

si sono dovuti rigettare i dati dello stack 19 in quanto, sottoposti a test statistico, risultavano incompatibili con gli altri dati di J/ψ analizzati e portavano a valori del parametro λ non fisici [24]. Cercando le cause di questo fenomeno si è scoperto che durante gli stack in questione si erano verificati alcuni inconvenienti quali il funzionamento difettoso di alcuni alimentatori ad alta tensione, e della *shaper board* del *super-ring 4* del

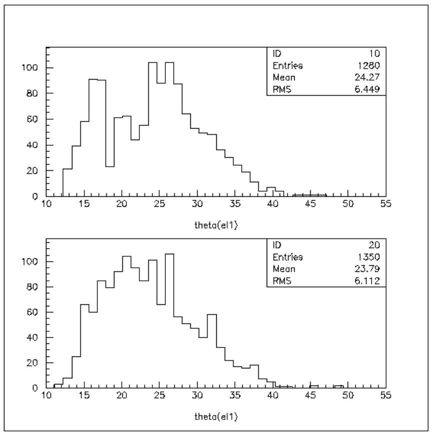

Figura 3.3: Distribuzione dell'angolo θ dell' elettrone emesso in avanti per i run di χ_2 soggetti al problema al *super-ring 4*(sopra) e per i run 2197÷2199(sotto) in cui tale problema non era stato riscontratoato. Unità di misura: gradi.

calorimetro centrale. Inoltre è possibile che si sia verificata una non corretta registrazione delle soglie (che vengono caricate prima di ogni run in quanto dipendenti dall'energia) a causa di una difettosa terminazione di una linea di trasmissione.

Di particolare importanza ai fini dell'analisi condotta in questo lavoro è il problema alla scheda elettronica del calorimetro centrale. A causa di essa infatti una particella emessa nel laboratorio ad angoli corrispondenti al *super-ring 4* spesso non veniva rilevata.

La figura 3.3 mostra l'effetto di questo fenomeno sulla distribuzione dell'angolo θ dell'elettrone (e_1) emesso in avanti.

Per stimare la percentuale di eventi persi abbiamo determinato il numero totale di decadimenti J/ψ γ rilevati (N_{TOT}) e il numero di quelli per i quali l'elettrone e_1 era stato emesso al di fuori dell'intervallo angolare corrispondente al super-ring 4 ($17° < \theta < 24°$).

Si è quindi confrontato il rapporto N_{TOT} / N_{EX} ottenuto per i run dello stack 19-20-21 (separatamente per χ_1 e χ_2) e per quelli di altri stack in cui non si erano riscontrati problemi. La percentuale di eventi persi (f) è risultata pari a

$$27.3\% \quad per \quad la \quad \chi_1 \qquad e \qquad 24\% \quad per \quad la \quad \chi_2$$

3.6.2 Determinazione dei parametri delle risonanze χ_1 e χ_2

Nella determinazione dei parametri delle risonanze si sono trattati separatamente i run appartenenti a stack di diversi periodi con lo scopo di verificarne la compatibilità dei risultati. M_R, σ_{picco} e σ_{BG} sono sempre state definite come variabili libere; la larghezza Γ_R è invece stata posta costante in tutti i casi in cui i punti analizzati erano distribuiti o solo nella regione di picco o solo nelle code. Per stimare correttamente la sezioni d'urto di fondo si è aggiunto ad ogni insieme di punti analizzato quello corrispondente all'energia E_{CM} = 3629 MeV.

Il numero di eventi N_{ev} e il valore di energia e di luminosità integrata utilizzati sono riportati nelle tabelle 3.1 e 3.2. Per gli stack 19-20-21 N_{ev} è stato calcolato come

$$N_{ev} = (1 + f)N_{sel}$$

dove N_{sel} è il numero totale di eventi selezionati e f N_{sel} è la stima del numero di eventi persi ottenuta utilizzando come f il valore determinato nel paragrafo precedente. Le tabelle 3.6 e 3.7 riportano i risultati ottenuti.

Parametri	ST 19-20-21	ST 65-74-75
M_R(MeV)	3511.04 ± 0.04	3510.89 ± 0.04
Γ_R(MeV)	0.88(F)	0.95 ± 0.10
$\sigma_{picco}(nb)$	1.37 ± 0.08	1.83 ± 0.10
σ_{BG}(pb)	0.67 ± 0.18	0.67 ± 0.17
ε	0.297(F)	0.297(F)
BR($\chi_1 \rightarrow p\overline{p})10^5$	5.0 ± 0.5	6.7 ± 0.6
χ^2/DF	2.166/4	16.77/6

Tabella 3.6: Risultati del fit col metodo di massima verosimiglianza per i dati relativi al decadimento $\chi_1 \rightarrow J/\psi\ \gamma$ acquisiti in stack diversi. Sono indicate con (F) le grandezze definite costanti.

Parametri	ST 3-4	ST 20	ST 38-50
M_R(MeV)	3556.30±0.05	3556.11±0.06	3556.34±0.06
Γ_R(MeV)	2.0(F)	1.95±0.18	2.0(F)
$\sigma_{picco}(nb)$	1.91±0.07	1.72±0.11	1.93±0.05
$\sigma_{BG}(pb)$	0.57±0.17	0.58±0.17	0.57(F)
ε	0.297(F)	0.297(F)	0.297(F)
BR($\chi_2 \rightarrow p\overline{p})10^5$	8.8±0.9	7.9±0.9	8.9±0.8
χ^2/DF	9.76/3	2.65/2	1.58/2

Tabella 3.7: Risultati del fit col metodo di massima verosimiglianza per i dati relativi al decadimento $\chi_2 \rightarrow J/\psi\ \gamma$ acquisiti in stack diversi. Sono indicate con (F) le grandezze definite costanti.

Discussione dei risultati

Sulla base di quanto riportato nella tabella 3.7 posssiamo considerare compatibili i risultati ottenuti con i diversi set di dati utilizzati per la risonanza χ_2. I suoi parametri si sono pertanto determinarti applicando il metodo di massima verosimiglianza contemporaneamente a tutti i punti della tabella 3.2, compresi quelli acquisiti nella regione tra 3570 MeV e 3600 MeV.

Discorso diverso vale invece per la χ_1. I due insiemi di stack analizzati portano infatti a valori di sezioni d'urto di picco non compatibili tra loro. La causa di questo è stata attribuita ai diversi problemi che hanno caratterizzato l'acquisizione dei dati degli stack 19-20-21. Essi, evidentemente, hanno causato una perdita di eventi che non si è ancora riusciti a compensare. Sulla base di queste considerazioni si è deciso di non utilizzare tali dati nel prosieguo dell'analisi. Si considera quindi come miglior stima dei parametri della χ_1 quella determinata con i punti degli stack 65-74-75 più quello ad E_{CM} = 3494.42 MeV. La tabella 3.8 contiene i risultati ottenuti in questa analisi e quelli riportati sul Particle Data Booklet [11]. Questi ultimi sono calcolati come la media delle misure eseguite dagli esperimenti riportati nelle figure 3.7 e 3.8. In esse sono riportati, per confronto, anche i valori stimati in questa analisi. Si ricorda che essi non hanno alcun carattare di ufficialità, ma vanno considerati come risultati di uno studio preliminare.

Le figure 3.4 e 3.5 mostrano le curve di eccitazione per le due risonanze. Osservando la posizione dei punti sperimentali rispetto ad esse, sembra lecito attribuire la causa dell'elevato valore di χ^2 ad imperfezioni nella determi-

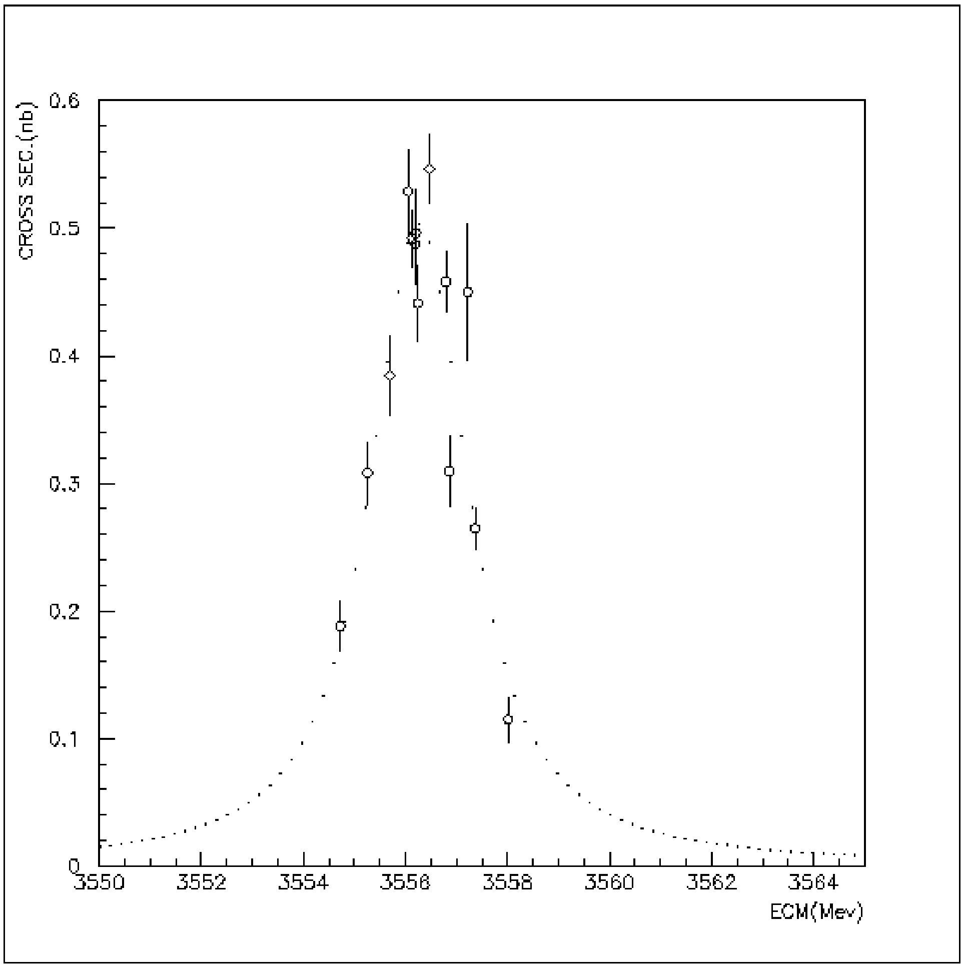

Figura 3.4: Curva di eccitazione per il processo $\chi_2 \to J/\psi\ \gamma$.

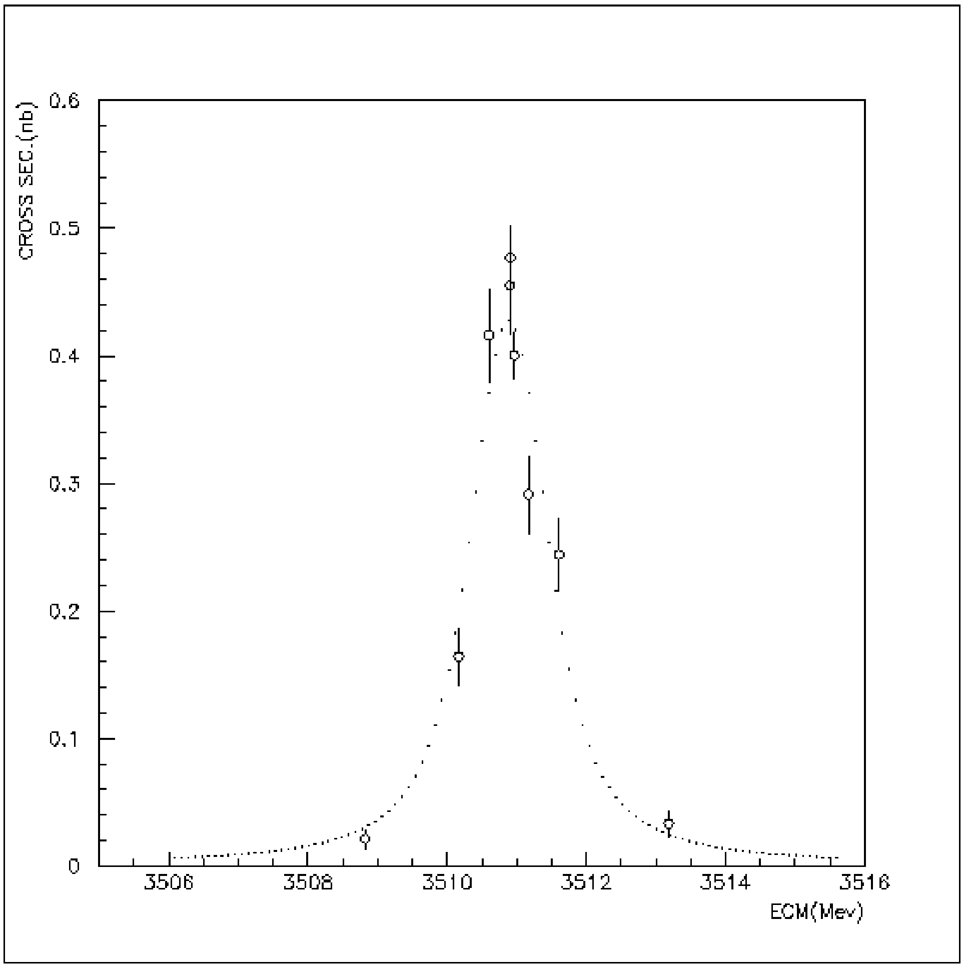

Figura 3.5: Curva di eccitazione per il processo $\chi_1 \to J/\psi\ \gamma$.

Parametri	Analisi	PDG
M_{χ_1} (MeV)	3510.89 $\pm$ 0.04	3510.53 $\pm$ 0.12
Γ_{χ_1} (MeV)	0.96 $\pm$ 0.10	0.88 $\pm$ 0.11
σ_{picco} (nb)	1.82 $\pm$ 0.10	
$\sigma_{BG}(pb)$	0.73 $\pm$ 0.18	
$BR(\chi_1 \rightarrow p\overline{p})10^{-5}$	6.7 $\pm$ 0.6	8.6 $\pm$ 1.2
χ^2/DF	18.88/7	
M_{χ_2} (MeV)	3556.27 $\pm$ 0.04	3556.17$\pm$0.13
Γ_{χ_2} (MeV)	2.09 $\pm$ 0.11	2.00$\pm$0.18
σ_{picco} (nb)	1.82 $\pm$ 0.05	
$\sigma_{BG}(pb)$	0.46 $\pm$ 0.14	
$BR(\chi_2 \rightarrow p\overline{p})10^{5}$	8.4 $\pm$ 0.8	10.0$\pm$1.0
χ^2/DF	42.52/18	

Tabella 3.8: Risultati del fit col metodo di massima verosimiglianza per i dati relativi al decadimento $\chi_{1,2} \rightarrow J/\psi\ \gamma$. Sono indicate con (F) le grandezze definite costanti. Nell'ultima colonna si riporta il valore attribuito ai ai parametri dal Particle Data Group.

nazione dell'energia nel centro di massa. Alcuni studi hanno in effetti rilevato un errore, sulla misura di quest' ultima, variabile da stack a stack, dell'ordine di 200-300 keV. Tutte le informazioni raccolte durante la presa dati e riguardanti le condizioni del fascio sono oggetto di un' analisi dettagliata tuttora in corso. La risoluzione di tale problema è di particolare importanza, per esempio, per la determinazione della massa della χ_1 la cui stima, riportata nella tabella 3.6, risulta di circa 350 keV superiore alla media mondiale. Il fatto che la χ_2 sembri risentire meno di errori sulla determinazione dall' energia, in parte attribuibile al più eleveto valore della sua larghezza, può essere considerato come un effetto della presenza di errori sistematici diversi da stack a stack.

3.6.3 Sezione d'urto nella regione tra le due risonanze

Per valutare il livello della sezione d'urto in J/ψ γ nella regione di energia compresa tra le due risonanze si sono analizzati i dati accumulati tra 3524 MeV e 3535 MeV (tab. 3.9).

Si è quindi definita una funzione di verosimiglianza analoga a quella uti-

STACK	RUN	$E_{CM}(MeV)$	σ_E(keV)	L_{INT}(nb^{-1})	N_{ev}
15	1244÷1253	3535.527	549	1303.9	4
19	1306÷1315	3526.349	415	1985.6	3
20	1383÷1392	3526.217	285	1864.7	2
21	1403÷1412	3526.921	383	1983.6	2
21	1414÷1423	3525.742	349	1800.9	2
51	2404÷2407	3526.740	320	975.7	2
52	2410÷2424	3526.917	258	3094.1	12
53	2426÷2432	3527.653	216	1396.1	3
54	2438÷2441	3526.841	471	649.0	0
55	2444÷2460	3525.786	294	3477.5	3
56	3005÷3014	3526.059	297	2291.4	4
57	3016÷3028	3526.266	297	3308.6	7
58	3037÷3051	3525.304	283	2903.0	10
59	3053÷3058	3526.053	246	1196.3	0
60	3096÷3073	3525.951	279	2976.1	6
61	3081÷3099	3524.836	307	3716.9	6
62	3103÷3128	3525.677	285	3531.9	9
63	3136÷3156	3525.901	283	3821.5	8
64	3162÷3177	3526.586	284	3233.7	8

Tabella 3.9: Numero di decadimenti J/ψ γ selezionati per diversi valori dell'energia nel centro di massa nella regione tra 3524 MeV e 3535 MeV.

lizzata in precedenza in cui però si è tenuto conto, nel calcolo del numero di conteggi aspettati, del contributo di entrambe le risonanze:

$$\mu(E_i) = L_{INT} \times \left\{ \int_0^\infty \varepsilon(\ \sigma_{BW\chi_1}(E) \ + \ \sigma_{BW\chi_2}(E)) \ G(E-W)dE + \sigma_{BG} \right\}$$

La funzione W risultante dipende da 8 parametri: massa, larghezza e σ_{picco} delle due risonanze, efficienza della selezione e sezione d'urto di fondo. Il loro valore è stato determinato con MINUIT utilizzando tutti i punti acquisiti tra 3494 MeV e 3600 MeV. In conformità con quanto detto nel paragrafo precedente si sono scartati i dati relativi agli stack 19-20-21. I risultati del fit sono i seguenti:

$$M_{\chi_2} \ = \ (3556.27 \ \pm \ 0.04) \ MeV$$

$$\Gamma_{\chi_2} = (2.02 \pm 0.11)\ MeV$$
$$\sigma_{picco} = (1.87 \pm 0.05)\ nb$$
$$M_{\chi_1} = (3510.90 \pm 0.04)\ MeV$$
$$\Gamma_{\chi_1} = (0.99 \pm 0.10)\ MeV$$
$$\sigma_{picco} = (1.80 \pm 0.09)\ nb$$
$$\sigma_{BG} = (0.63 \pm 0.14)\ pb$$
$$\chi^2/DF = 73.75/49$$

Essendo i valori dei parametri delle risonanze compatibili con quelli determinati in precedenza, si è analizzata la zone di energia tra esse compresa. Il piccolo contributo dato al χ^2 dai 15 punti in essa presenti (11.51) può considerarsi un effetto del buon adattamento della curva ottenuta ai dati sperimentali. Sulla base di quanto riportato nella figura 3.6 è possibile stimare il livello della sezione d'urto di fondo in questa zona pari a circa 2 pb. Un valore così elevato e incompatibile con quello ottenuto considerando il punto a E_{CM} = 3629 MeV è un prova della presenza in tale zona del contributo derivante dalle code delle curve di eccitazione della due risonanze.

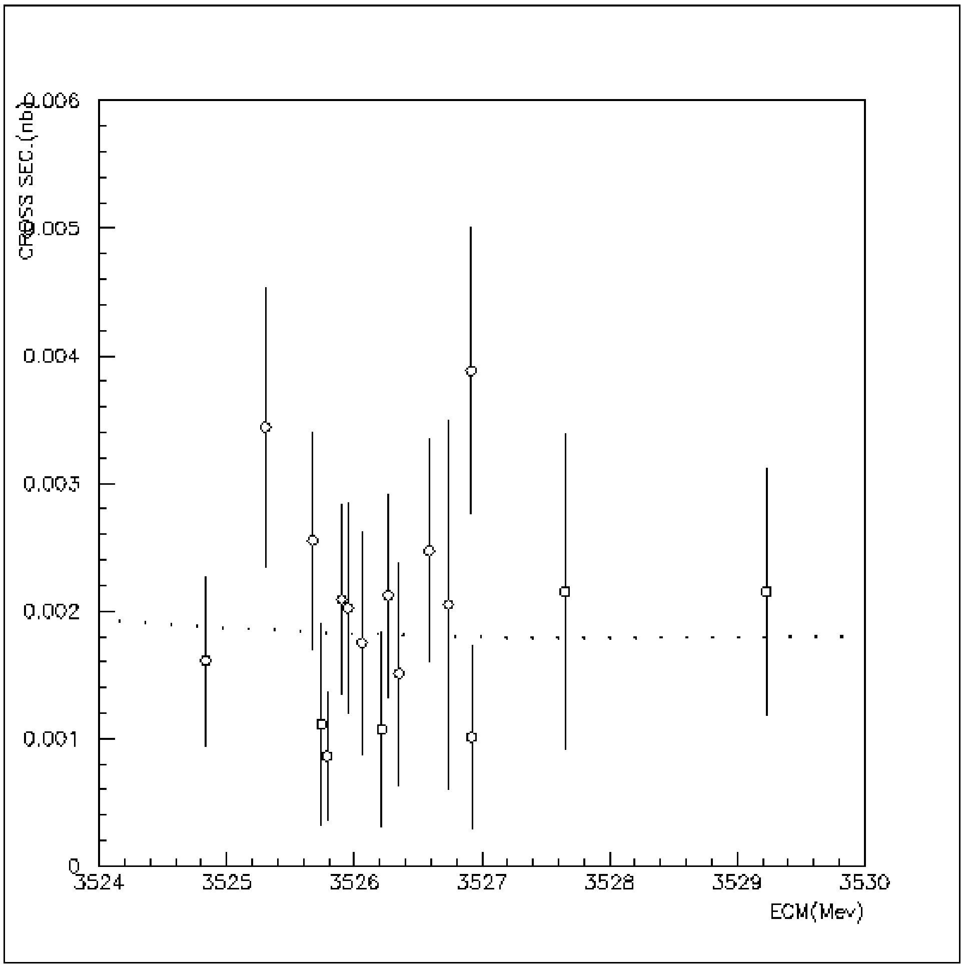

Figura 3.6: Sezione d'urto $p\overline{p} \rightarrow J/\psi\ \gamma$ nella regione di energia tra le risonanze χ_1 e χ_2.

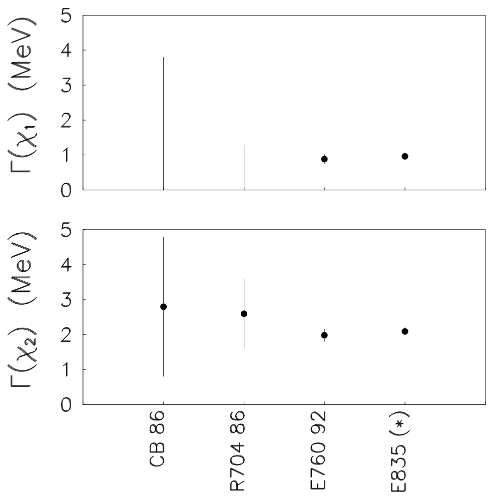

Figura 3.7: Confronto tra i valori ottenuti in diversi esperimenti per la larghezza delle risonanze χ_1 *e* χ_2. L'asterisco ricorda che il valore riportato è frutto di uno studio preliminare.

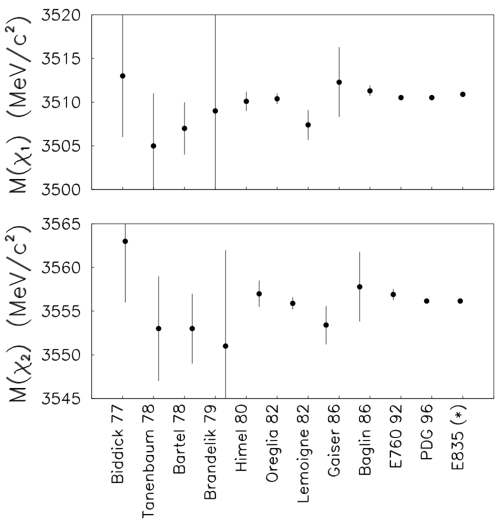

Figura 3.8: Confronto tra i valori ottenuti in diversi esperimenti per la massa delle risonanze χ_1 *e* χ_2. L'asterisco ricorda che il valore riportato è frutto di uno studio preliminare.

Capitolo 4

Il calorimetro in avanti

In questo capitolo, dopo una breve descrizione delle caratteristiche fondamentali del vecchio calorimetro in avanti,illustrerò quanto fatto per costruire e calibrare quello nuovo.

4.1 I calorimetri elettromagnetici

I calorimetri sono una classe di rivelatori usati per misurare energia e posizione delle particelle attraverso il loro totale assorbimento. La velocità di formazione del segnale e la sensibilità al passaggio di particelle sia cariche che neutre rendono questi rivelatori particolarmente importanti in esperimenti di fisica delle alte energie.

4.1.1 I calorimetri a campionamento

Con questo nome si indicano calorimetri formati da strati alterni di assorbitore (un metallo,di solito piombo) e materiale attivo (tipicamente scintillatori plastici). Nei primi la particella incidente interagisce generando particelle secondarie che a loro volta ne producono altre fino a formare una *cascata* o *sciame*. I secondi servono a rivelare l'energia rilasciata da quest'ultima.Il fatto che solo gli strati attivi siano in grado di fare ciò fa sì che la risoluzione energetica sia dominata dalle fluttuazioni del numero di particelle campionate. Ciò porta a una σ/E che scala come la radice dell'energia incidente.

4.2 I calorimetri omogenei

Vanno sotto questo nome calorimetri formati esclusivamente da materiale attivo,in genere scintillatori inorganici,vetro scintillante o vetro al piombo.Mi soffermerò brevemente sulle caratteristriche di quest'ultimo essendo il materiale costitutivo del nuovo calorimetro in avanti di E835.

Si dice *lunghezza di radiazione* la distanza percorsa da un fotone in corrispondenza della quale si ha una probabilità del 54% che esso si sia convertito in una coppia $e^+ \, e^-$ o quella in cui un elettrone perde il 63.2% della sua energia. Il suo valore dipende solo dalle proprietà dell'assorbitore e può essere espresso in funzione dei suoi numero atomico Z e numero di massa A come:

$$X_0 = 4\alpha_{em} r_e^2 N_a \frac{Z^2}{A} log(183 Z^{-1/3}) \tag{4.1}$$

essendo α_{em} la costante di stuttura fine, r_e il raggio classico dell'elettrone e N_a il numero di Avogadro.

La seconda grandezza importante è la *lunghezza di attenuazione*, ossia lo spessore di materiale in cui la luce di scintillazione si riduce di un fattore 1/e.

Il vetro piombo è un materiale trasparente formato da silicio,ossigeno e piombo in diverse percentuali. L'elevato valore di Z di quest'ultimo riduce la lunghezza di radiazione in modo tale da permettere di contenere, anche in rivelatori di dimensioni non eccessive, l'intero sviluppo dello sciame. Se un elettrone o un fotone incidono su un materiale di questo tipo producono una cascata elettromagnetica la cui energia è uguale a quella della particella assorbita.Quest'ultima non viene misurata direttamente ma attraverso la rivelazione della luce Cherenkov emessa dagli elettroni dello sciame. La risoluzione energetica sarà quindi fortemente influenzata, oltre che dalla statistica, da perdite dello sciame e della radiazione Cherenkov.

Discorso diverso vale invece per le particelle al minimo di ionizzazione che non vengono assorbite e soprattutto non generano sciami. Per esse i calorimetri non sono buoni rivelatori. Il segnale generato dalla luce Cherenkov prodotta da tali particelle permette di rilevarne il passaggio ma non le caratteristiche.

4.3 Il vecchio calorimetro in avanti

Il primo calorimetro in avanti di E835, che é poi lo stesso usato in passato da E760 [25], era formato da 144 blocchi a base quadrata di dimensioni

10×10 cm^2 e lunghezza 48,4 cm. Essi erano disposti in una griglia di 13×13 posizioni in cui erano lasciate libere quella centrale, nella quale passava il tubo a vuoto, e quelle di spigolo che sarebbero state coperte da CCAL. Tutta questa struttura era suddivisa in 6 regioni di 24 blocchi ciascuna per fornire il segnale da inviare al trigger.

Il calorimetro in questione era *a campionamento* . Ogni blocco era formato da 148 strati alterni di piombo e scintillatore: gli strati di piombo erano tutti di spessore uguale, pari a 1 mm; quelli di materiale attivo erano, nella prima parte del blocco, spessi 6.4 mm e, al fondo, alternatamente 6.4 mm e 3.2 mm. Tra strati adiacenti era inserito un foglio di alluminio spesso 25 μm. Ad uno dei due lati di ogni blocco era incollata una barra di *wavelength shifter* che assorbiva e riemetteva la luce di scintillazione con lunghezza d'onda adatta a massimizzare l'efficienza quantica del fotocatodo a cui veniva portato da una guida di luce.

I fotomoltiplicatori usati erano del tipo AMPEREX 2081B. Le basi ad essi associate avevano due uscite. La prima collegata all'anodo forniva il segnale che, dopo essere stato formato e amplificato dalle *shaper board*, veniva inviato ai moduli ADC e TDC. La seconda era invece collegata all'ultimo dinodo. I segnali provenienti da questa uscita emessi dai blocchi di una stessa regione erano inviati a un OR logico che segnalava al trigger la presenza di particelle in avanti.

Questo calorimetro ricopriva una zona in θ tra 2^0 e 12^0 lasciata scoperta dagli altri rivelatori. Era quindi di particolare importanza per determinare le caratteristiche delle particelle emesse a piccoli angoli dal decadimento degli stati del charmonio, purchè si ottenesse una buona ricostruzione della direzione del moto e dell'energia della particella. Quest' ultima misura in particolare risultava critica come si é dimostrato analizzando i dati raccolti con un trigger speciale in cui si selezionavano particelle neutre emesse a piccoli angoli. Studiando il decadimento del π^0 in due fotoni si é calcolata la massa invariante di tutti i cluster del calorimetro in avanti cercando di mettere in evidenza un picco associabile al π^0. I risultati nulli ottenuti hanno spinto a cercare le cause di quanto stava avvenendo. L'ingiallimento dei blocchi osservato durante un accesso di controllo al rivelatore ha portato alla decisione di rimisurarne la lunghezza di attenuazione. Per far ció si sono usate sorgenti β e γ posizionate lungo il blocco a diverse distanze dalla *wavelength shifter* e si é analizzato l'andamento del segnale emesso dal fototubo al variare della distanza. Ricordando che l'intensitá di un fascio di fotoni che si propaga in un materiale é esprimibile come :

$$I(x) = I_0 \ e^{-x/\lambda} \tag{4.2}$$

si é determinato il valore della lunghezza di attenuazione λ, verificando che essa si era notevolmente ridotta per quasi tutti i blocchi [26]. Tutti questi studi a cui non ho partecipato e che quindi ho solo brevemente riassunto, hanno portato alla decisione di sostituire il vecchio calorimetro con uno nuovo, questa volta omogeneo, che nel proseguio chiameró confidenzialmente FCAL.

4.4 IL NUOVO FCAL

Nella parte di questo paragrafo relativa ai lavori svolti prima dell'installazione faró costante riferimento al memo scritto nel giugno del '97 da Stefano Bagnasco [27].

4.4.1 Blocchi e fototubi

Una delle principali preoccupazioni che si é avuta dopo aver preso la decisione di sostituire il vecchio calorimetro é stata quella di garantire la stessa copertura angolare con non piú di 144 blocchi in modo da poter usare i moduli ADC e TDC giá esistenti. Questo scopo é stato raggiunto utilizzando blocchi di diverse dimensioni: 48 "piccoli", 80 "medi" e 16 "grandi" provenienti rispettivamente dalla Tufts University, dal Fermilab e dal Nevis Laboratories. Essendo ognuno di essi giá stato utilizzato nei rispettivi esperimenti é stato necessario un lungo lavoro di sfasciatura, pulitura e rifasciatura preliminare allo svolgimento del test.

I blocchi piccoli sono arrivati in buone condizioni. Nessuno di essi era particolarmente ingiallito o scheggiato. Su una delle due basi era incollato una guida di luce accoppiata con un fotomoltiplicatore Philips Amperex XP2020. Non essendo riusciti a trovare delle basi opportune si é deciso di scollare la guida e incollare i nuovi fototubi del tipo RCA 6342A direttamente su una delle due facce del blocco.

Le condizioni dei medi erano decisamente peggiori: molti di essi erano rigati, alcuni scheggiati e circa una decina ingialliti. Questi ultimi hanno tratto leggero giovamento dall'essere stati esposti alla luce per una ventina di ore. I fotomoltiplicatori, dello stesso tipo dei precedenti, sono stati avvitati in un supporto in plexiglass incollato su una faccia del blocco. Il fotocatodo é stato accoppiato al vetro piombo con grasso ottico per limitare le perdite di luce dovute alla presenza di uno strato di aria tra i due.

Entrambi i blocchi piccoli e medi sono stati avvolti in un foglio di alluminio e uno di carta antistatica Tyrec lasciando scoperta solo l'area in cui sono stati posti i fototubi. Siamo stati costretti ad adottare per questi ultimi due tipi di basi diverse. Per circa il 60% dei blocchi sono state usate basi con due uscite, una collegata all'anodo e l'altra all'ultimo dinodo del fotomoltiplicatore,simili a quelle del vecchio calorimetro. I restanti blocchi medi e tutti i piccoli sono stati invece dotati di basi piú leggere con un unica uscita. Ció ha impedito che il segnale di FCAL entrasse nelle logiche di trigger.

I blocchi grandi, un po' per le loro condizioni molto buone e un po' per mancanza di tempo, non sono stati aperti e rifasciati. Su ognuno di essi era incollato un fotomoltiplicatore RCA 4335 con relativi supporto in μmetal e base. Sulla faccia ad essi opposta era incollata una sorgente di Americio che é stata utilizzata per testare i fototubi e poi rimossa. Nella seguente tabella sono riassunte le piú importanti caratteristiche dei blocchi appena descritti.

Blocco				**PM**
Tipo	**Sez (cm^2)**	**L(cm)**	**L(X_0)**	**Tipo**
SF2piccoli	6.3×6.3	58.6	21	RCA 6342A(2.5")
SF2medi	10×10	38	14	RCA 6342A(2.5")
SF2grandi	15×15	36	13	RCA 4335(5")

Tabella 4.1: Sezione e lunghezza, espressa in cm e lunghezze di radiazione, dei blocchi e tipo di fototubi utilizzati per FCAL

Caratterizzazione dei fototubi

Tutti i fototubi del tipo RCA 2364A sono stati testati prima di essere accoppiati al rispettivo blocco usando gli impulsi luminosi emessi da un led blu. Quest' ultimo era posto in un supporto rigido avvitato al centro del fototubo e veniva comandato da un impulso a 50 Hz di 17 nsec $\times$ 50 V. Il fotomoltiplicatore era alimentato da un modulo di alta tensione NIM. Il segnale da esso prodotto veniva inviato a un ADC LeCroy 2249W e letto da una CPU SGI

Indigo tramite un bus CAMAC e un interfaccia Jorway. Il gate dell'ADC veniva prodotto dallo stesso impulsatore che azionava il LED attraverso un *gate generator*.

Per ottenere le curve di guadagno si é fatto variare con la CPU la tensione di alimentazione del fotomoltiplicatore da 1100 a 1500 V a passi di 50 V.

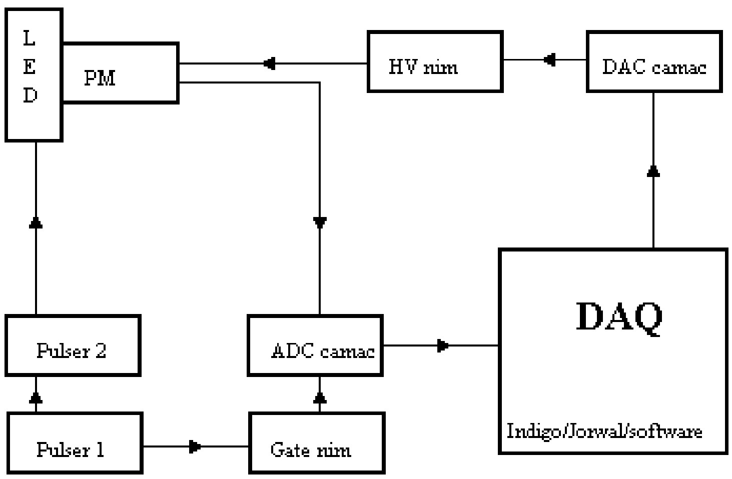

Figura 4.1: Apparato sperimentale con cui si sono determinate le curve di guadagno dei fototubi.

La fig (4.1) mostra una schema dell'apparato sperimentale appena descritto. Sua caratteristica, fondamentale per permettere il confronto tra i dati relativi a fototubi diversi, era la stabilitá. Per verificare quest'ultima si é scelto un fotomoltiplicatore di controllo di cui si rideterminava la curva di guadagno ogni 5 test fatti. Non si sono effettuati test quando, in una di queste prove, la singola misura differiva dalla media piú del 10%.

Come giá accennato in precedenza i fototubi dei blocchi grandi sono stati testati usando al posto del LED la sorgente di ^{241}Am a contatto con uno scintillatore CsI. Essendo sia la sorgente sia il fotomoltiplicatore incollati al blocco si sono contemporaneamente verificati il funzionamento del fototubo e la trasparenza del vetro piombo.

Il test con i raggi cosmici

E' stato quindi verificato il funzionamento del sistema blocco-fotomoltiplicatore. Per far questo si é pensato di sfruttare il segnale in esso generato dai raggi cosmici. Si é costruito l'apparato sperimentale reppresentato in figura(4.2).

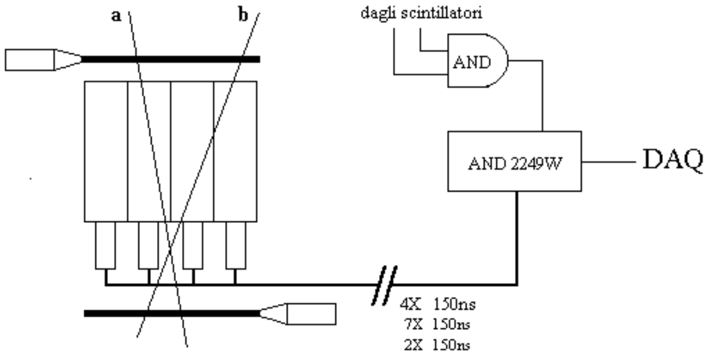

Figura 4.2: Apparato sperimentale del test con i cosmici.

I blocchi sono stati posizionati verticalmente per far sì che buona parte dei cosmici li percorressero in tutta la loro lunghezza. I fototubi posti in basso assicuravano la raccolta di una frazione considerevole della luce Cherenkov da essi prodotta.

Il trigger era dato dalla coincidenza dei segnali provenienti da due scintillatori orizzontali posti sopra e sotto i blocchi e di dimensioni tali da coprire esattamente l'area da essi occupata .

Ogni volta che un cosmico attraversava un blocco produceva in esso un segnale che veniva ritardato di circa 150 ns e inviato a un ADC LeCroy 2249W . Contemporaneamente la coincidenza (attraverso un *gate generator*) inviava un gate di 300ns all'ADC letto infine dal calcolatore.

Le alte tensioni di alimentazione dei fototubi si sono scelte tramite le curve di guadagno ottenute nel modo descritto nel paragrafo precedente. Si è determinata per ogni fototubo quella corrispondente a un certo guadagno fissato.

Si sono raccolti circa 6000 eventi per ogni blocco. Per vedere bene il picco generato dai μ che lo attraversavano verticalmente si é richiesto che nessuno dei blocchi ad esso vicini desse un segnale. L'effetto di questo taglio é esemplificato dalla fig. (4.3)

Per ogni blocco sottoposto a test si é ottenuto un grafico di questo tipo e si é calcolato la distanza picco piedestallo. Si é visto che quest'ultimo,

Figura 4.3: Spettri ADC generati dal passaggio dei cosmici nei blocchi 52, 61, 117, 128; la linea tratteggiata mostra tutti gli eventi,quella piena ciò che rimane richiedendo che i vicini non abbiano dato segnale.

nonostante il tentativo di equalizzazione fatto usando le curve di guadagno, non era sempre uguale ma variava dai 60 ai 100 canali ADC. Un nuovo tentativo di equalizzazione é stato fatto mettendo insieme le informazioni che venivano dalle curve di guadagno e dai picchi dei cosmici. Si sono scelte le tensioni in modo tale da equalizzare la distanza di cui si é parlato.

Discorso diverso vale invece per la calibrazione. Non bisogna dimenticare infatti che tale calorimetro doveva rilevare principalmente elettroni e fotoni che, come abbiamo visto, hanno un comportamento ben diverso dalle particelle al minimo di ionizzazione. Si é perciò utilizzato lo studio fatto sui blocchi di vetro piombo del calorimetro centrale [29] per ottenere l' "elettrone equivalente" ossia l'energia che avrebbe dovuto avere l'elettrone per generare lo stesso segnale provocato dal passaggio del muone. Al fine di utilizzare in modo corretto queste informazioni per FCAL si sono dovute apportare alcune correzioni. Assumendo che :

- la diversa forma dei blocchi dei due calorimetri non abbia effetto sul calcolo fatto
- la frazione di sciame contenuta nel blocco sia la stessa per FCAL e CCAL
- la differenza nella copertura della sezione del blocco da parte del fototubo influisca nello stesso modo sul segnale del muone e dell'elettrone

si sono determinati tre termini correttivi legati alla diversitá nel rivestimento (carta bianca per CCAL e alluminio per FCAL) nell'ingiallimento (i blocchi CCAL erano nuovi) e nella lunghezza. Il valore di energia cercato si é quindi calcolato come :

$$E_{FCAL} = E_{CCAL} \times \frac{L_{FCAL}}{LCCAL} \times K_{riv} \times K_{ing} \tag{4.3}$$

4.4.2 L'elettronica in uscita

L'elettronica di FCAL era costituita da moduli ADC e TDC e da 9 *shaper board* contenenti ciascuna 16 canali. Lo scopo di questi ultimi era quello di formare e amplificare il segnale dei fototubi a cui erano collegati. Ognuno di questi canali era dotato di due uscite da cui venivano emessi il segnale analogico per l'ADC e quello digitale, generato da un discriminatore interno, per il TDC. La soglia del discriminatore si regolava tramite una vite posta sulla faccia anteriore del modulo. Le *shaper board* di blocchi di diverse dimensioni differivano leggermente a causa delle diversitá di risposta dei contatori stessi. In particolare quelle dei piccoli e dei medi avevano guadagno 2, mentre quelle dei grandi 1. La durata del segnale da esse prodotto era uguale per tutti e pari a 40-50 nsec con un tempo di salita peró crescente all'aumentare delle dimensioni del blocco come si puó facilmente vedere dalla figura 4.4.

4.4.3 Installazione

Il nuovo rivelatore é stato montato nel *pit* dal 29 marzo al 6 aprile 1997. Dopo aver ripetuto le prove di luce i blocchi sono stati appoggiati su un supporto di legno e Unistrut. La *beam pipe* è stata circondata da una struttura in alluminio che aveva lo scopo di sorreggere il peso dei blocchi circostanti.

Figura 4.4: Segnale di un blocco piccolo, medio e grosso(in quest'ordine dall' alto verso il basso) visto dall'oscilloscopio all'ingresso(a destra) e all'uscita(a sinistra) di un canale di una *shaper board*

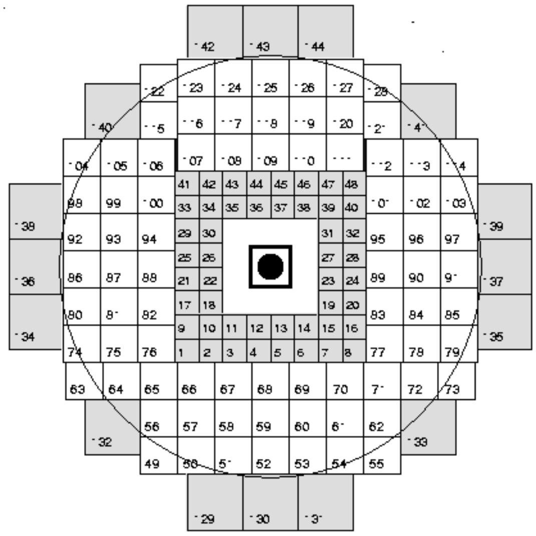

Figura 4.5: Sezione del calorimatro in avanti secondo un piano ortogonale all'asse del fascio. La zone esterna al cerchio è la parte del rivelatore coperta da CCAL

La figura 4.5 mostra la struttura del nuovo calorimetro. La sua copertura angolare é completa in ϕ e tra 3.3 ^{0} e 11 ^{0} in θ

4.4.4 Cenni sulla clusterizzazione e sul timing

Problema preliminare alla stesura di un programma per l'individuazione dei cluster é stato trovare una numerazione opportuna dei blocchi. Tale ricerca é stata tutt'altro che banale a causa della presenza di tre tipi di moduli non allineati ma posizionati su quadrati concentrici. Alla fine si é optato per etichettare con i numeri da 1 a 48 i blocchi piccoli, dal 49 a 128 i medi e da 129 a 144 i grandi come rappresentato in fig(4.5) Tutto ció non ha comunque eliminato le difficoltà nel trovare una tecnica che permettesse, dato un blocco colpito, di determinarne i vicini. Non avendo trovato alcun algoritmo semplice, ci si é visti costretti a scrivere una tabella in cui per ogni blocco era riportato la lista di questi ultimi.

Una volta inseriti questi dati il programma di clusterizzazione individua, per ogni blocco colpito, i vicini che hanno dato un segnale sopra soglia e cataloga l'insieme di questi ultimi e del blocco di partenza come cluster di FCAL. L'energia ad esso associata é la somma delle energie rilasciate nei singoli blocchi che lo costituiscono; la posizione di impatto della particella é calcolata come la media delle posizioni dei blocchi pesata con l'energia in essi rilasciata.

Il problema della temporizzazione é invece risolto nel modo seguente. Un segnale proveniente da un fototubo é considerato in tempo se produce un conteggio ADC maggiore di 5 canali e uno nel TDC compreso nell'intervallo:

$$t_0 \pm 3\sigma$$

Per ottenere i valori di t_0 e σ si é determinato lo spettro di ogni singolo TDC: t_0 é il canale in corrispondenza del quale si ha il maggior numero di conteggi e σ la larghezza del picco. Entrambi i valori si sono ricavati facendo un fit gaussiano di quest'ultimo.

4.4.5 Primi tentativi di equalizzazione e calibrazione

Una volta finito il montaggio si sono alimentati i fototubi con le tensioni stabilite precedentemente in modo tale da avere una prima equalizzazione e si é verificato il funzionamento dell'intero sistema. E' seguito un periodo di assestamento in cui si sono dovuti risolvere problemi legati ad alcune *shaper board* e determinare le soglie del TDC e le tensioni di alimentazione dei fotomoltiplicatori che guadagnavano o troppo o troppo poco. Si é inoltre verificato che il peso delle basi grandi agiva sui fototubi allontanandoli dal vetro al piombo e in alcuni casi staccando da quest'ultimo le ghiere a cui erano attaccati. Per arrivare a ció é stata intessuta una "ragnatela di *cable ties*" che sorreggessero dette basi. In particolare:

- per i run 2003-2075 non é possibile utilizzare FCAL perché si era in pieno periodo di prova della struttura. In questi run sono stati tuttavia presi dati alla ψ' e alla η_c dove poca importanza ha avere in avanti un rivelatore se non nella funzione di veto giá svolto da FCH;

- per i run 2075-2177 abbiamo un primo set di calibrazione determinato sul run speciale 2075-2077;

- dal run 2178 in avanti, ossia dopo aver introdotto il sostegno di "*cable-ties*", abbiamo un secondo insieme di costanti trovate lavorando sui dati del run-speciale 2205.

Da questo momento FCAL non ha piú subito trasformazioni se non relative a pochi singoli blocchi.

4.4.6 Il run speciale 2075 e le costanti di calibrazione per i run 2075-2177

Calibrazione con i punch-through

E' questo il primo tentativo fatto per raffinare l'equalizzazione e ottenere una prima calibrazione introducendo delle costanti che, moltiplicate per il segnale proveniente dal blocco ed espresso in canali ADC, dessero un misura in MeV dell'energia in esso rilasciata. Per raggiungere questo scopo si è pensato di utilizzare i *punch-through*, ossia delle particelle pesanti al minimo di ionizzazione che attraversano completamente il blocco. Esse rilasciano per definizione un' energia per unità di percorso

$$\frac{dE}{dx} = 2MeVg/cm^2$$

Conoscendo la densità del vetro piombo SF2 (ρ= 3.64 g/cm^3) e la lunghezza dei blocchi è possibile risalire all'energia rilasciata dal *punch-through*, all'elettrone equivalemte E_e e quindi alla costante di calibrazione :

$$K_{CAL} = \frac{E_e(MeV)}{PICCO_{PT}(conteggiADC)} \tag{4.4}$$

Blocco	$\frac{dE}{dx}$**(MeV/cm)**	**L(cm)**	$\mathbf{E}_e$**(MeV)**
piccoli	7.28	58.6	427
medi	7.28	38.0	277
grandi	7.28	36.0	262

Tabella 4.2: Energia dell'elettrone equivalente calcolata per i tre tipi di blocchi

Gli eventi su cui è stata fatta questa analisi sono stati selezionati con un trigger che richiedeva :

- almeno l' 80% di energia nel calorimetro centrale;
- la condizione di veto carico in avanti rimossa.

Con un programma software abbiamo creato per ogni blocco tre tipi di istogrammi richiedendo rispettivamente:

- nessuna condizione;
- che l'ottante del FCH corrispondente al blocco di FCAL in questione desse un segnale maggiore di 60 conteggi ADC;
- che fosse colpito il corretto ottante di FCH e in più nessuno dei blocchi di FCAL vicini a quello considerato desse segnale.

Da essi si è riusciti a ricavare la posizione dei picchi dei *punch-through* per buona parte dei blocchi: rimanevano senza informazione 2 piccoli, 29 medi e tutti i grandi. Nei primi due casi il picco cercato rimaneva nascosto sotto la distribuzione di carica che aveva andamento esponenziale decrescente all'aumentare dei contaggi ADC. Per i blocchi grandi si aggiungeva il problema della poca statistica dovuta al fatto che essi erano quasi interamente coperti dal calorimetro centrale. Per determinare la posizione in cui avremmo dovuto vedere i picchi si è utilizzato un metodo ideato da Marchetto, Rumerio e Garzoglio e descritto ampiamente nel loro memo [28]. Esso si basa sul presupposto che la distribuzione dell'energia misurata da un rivelatore a vetro piombo si possa scrivere come il prodotto di due funzioni che contengono rispettivamente la dipendenza dall'angolo θ e dall'energia :

$$G(E,\theta) = D(\theta)F(E)$$

Il numero di conteggi ΔN per un dato intervallo di energiaΔE $= \frac{\Delta Q}{G}$ è quindi:

$$\Delta N = D(\theta)F(E)\Delta E = D(\theta)F(E)\frac{\Delta Q}{G}$$

dove ΔQ è la carica raccolta dall' ADC e G è il guadagno del contatore.Allora per due blocchi in cui sia stata rilasciata la stessa energia vale:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{F(\theta_1)}{F(\theta_2)}\frac{G_1}{G_2}$$

Confrontando canale per canale il numero di conteggi registrati dagli ADC di due blocchi diversi (vedi [28]) è possibile, note il guadagno del primo, determinare quello del secondo richiedendo che sia minimizzata la funzione:

$$\chi^2 = \sum\left(\frac{N_1}{N_2} - \frac{F(\theta_1)}{F(\theta_2)}\frac{G_1}{G_2}\right)$$

Noto G_2 si può risalire al canale in cui si dovrebbe vedere il picco del *punch-through* per il secondo blocco attraverso la relazione:

$$Ch_2 = Ch_1 \times \frac{G_1}{G_2}$$

Per prima cosa si è messa alla prova la validità di questo metodo applicandolo ai blocchi per cui era ben visibile il picco cercato.Tre di essi sono stati scelti come riferimento(il 14 per i piccoli, il 101 per i medi e il 133 per i grandi); per gli altri si è verificato che le posizioni del picco prevista e reale fossero in accordo. Si è quindi passati all'uso del metodo per determinare le posizioni dei picchi mancanti e al calcolo delle costanti di calibrazione attraverso la 4.3

Calibrazione con i π^0

Scopo di questo studio è stato ovviamente migliorare la calibrazione sommaria ottenuta col metodo spiegato nel capitolo precedente verificando al tempo stesso che il calorimetro fosse in grado di ricostruire eventi con π^0 emessi a piccoli angoli. Questi infatti costituiscono buona parte del fondo delle reazioni studiate dall'esperimento e i prodotti finali di decadimento di alcuni stati $c\overline{c}$ tra i quali per esempio l'$^1P_1$.

Gli eventi sono stati selezionati applicando ai dati raccolti nel run speciale 2075 i seguenti tagli:

- NCLUSTER = 2 (cioè 2 cluster in FCAL)
- entrambi i cluster in tempo
- $E_1 + E_2$ >1.5
- cosθ_{12} < 0.998

L'energia E$_i$ dei blocchi è ottenuta moltiplicando i conteggi ADC per le costanti determinate con i *punch-through*.

L'ultimo taglio può sembrare singolare. Facendo un grafico del coseno dell'angolo compreso tra le direzioni dei due fotoni si vede comparire un picchetto per valori di cosθ_{12} prossimi a 1. La massa invariante di queste due particelle inoltre era dell'ordine della ventina di MeV (fig4.6). Ciò ha fatto supporre che il programma di clusterizzazione interpretasse come appartenenti a due cluster separati blocchi che in realtà erano parte dello stesso.

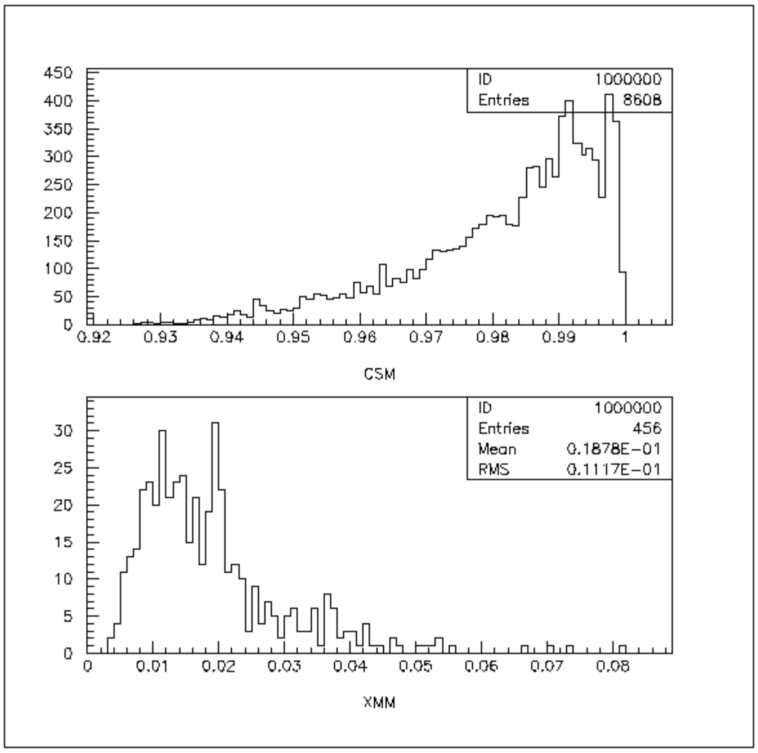

Figura 4.6: CSM è il coseno dell'angolo compreso tra le direzioni dei due fotoni emessi nel decadimento del π^0. Nella seconda figura è rappresentata la massa invariante per le stesse particelle emesse però con *csm* <0.998. In ascissa GeV

Questa condizione in termini di distanza si può esprimere come:

$$cos\theta_{12} < 0.998 \Longrightarrow \theta_{12} > 0.0895rad \Longrightarrow d = z \ \ tg(\theta_{12}) > 27cm$$

Con questa selezione si è visto comparire nella distribuzione di massa invariante un picco non in corrispondenza della massa del π^0, come si sarebbe dovuto ottenere, ma centrato in M_x=110 MeV(fig4.7) . Ciò era sintomo di una sottostima delle costanti di calibrazione. Si è quindi deciso di moltiplicarle tutte per il rapporto:

$$K_{corr} = \frac{m_{\pi^0}}{M_x}$$

Il set di costanti così calcolato è riportato nella tabella 4.7. Si sarebbe ottenuto una stima più precisa determinando per ogni blocco la massa invariante,

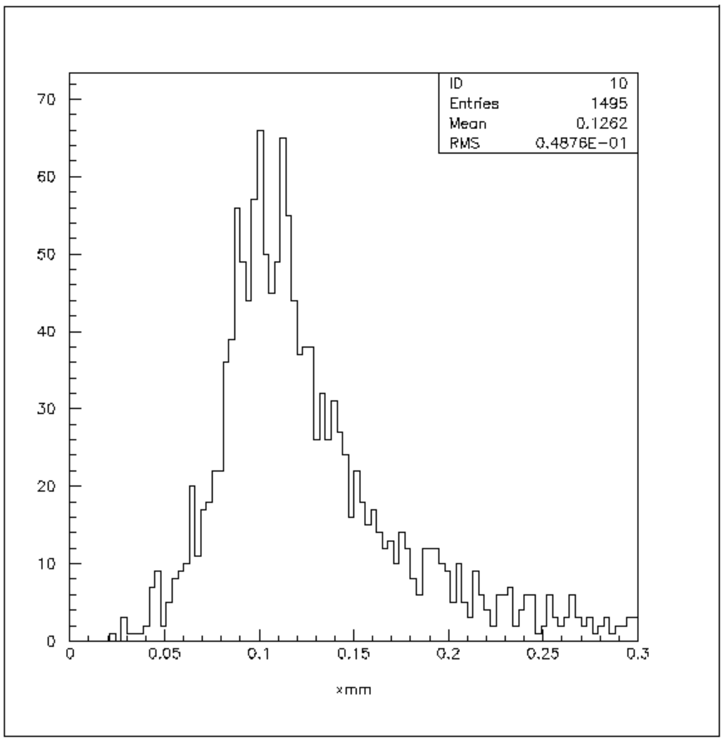

Figura 4.7: Distribuzione della massa invariante dei due cluster di FCAL associati ai fotoni provenienti dal decadimento del π^0, ottenuta con i dati del run speciale 2075 e le costanti di calibrazione determinate con il metodo dei *punch-through*. In ascissa GeV.

ossia richiedendo, in aggiunta alle condizioni sopracitate, che il blocco in questione fosse quello con segnale ADC maggiore di uno dei due cluster che concorrevano a determinare la massa invariante stessa.

Come si nota dalla figura 4.8 non si sono potute usare tali distribuzioni a causa della poca statistica. Per ovviare a questo problema almeno per il set di costanti relativo ai run successivi al 2178, si è fatta richiesta di una presa dati speciale con diverse condizioni di trigger.

4.4.7 Il run speciale 2205 e le costanti di calibrazione per i run seguenti al 2178

Il 14 maggio 1997 sono stati raccolti i dati del run speciale 2205, selezionati richiedendo che:

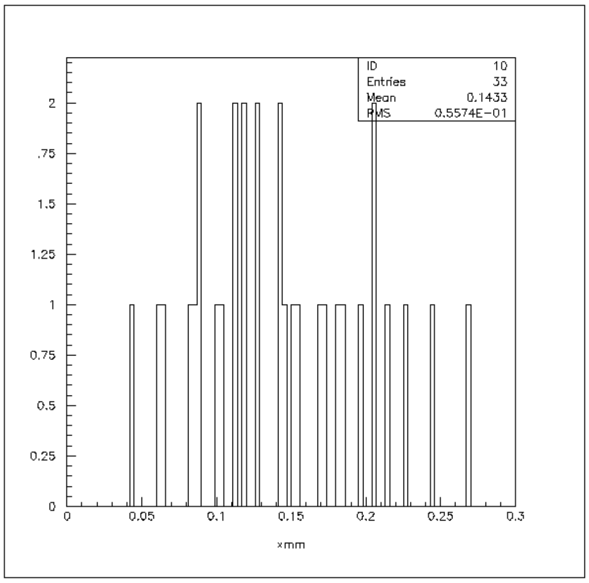

Figura 4.8: Massa invariante ottenuta per il blocco medio 55 utilizzando i dati del run speciale 2075. In ascissa GeV

- fosse rilasciata nel calorimetro centrale una quantità di energia variabile dal 20% al 30% di quella totale;
- fosse rimossa la condizione di veto carico in avanti.

In questo modo si sarebbero dovuti favorire gli eventi utili per la calibrazione di FCAL.

Si è ripetuta la stessa analisi fatta per il run speciale 2075. In particolare:

- si è determinata la posizione dei picchi dei *punch-through* per i contatori per i quali esso era visibile. Per i restanti tale posizione è stata predetta usando il metodo spiegato nel paragrafo 4.4.6. I blocchi presi come riferimento sono stati il 18 per i piccoli , il 101 per i medi e il 133 per i grandi
- si sono calcolate le prime costanti si calibrazione usando la (4.4)
- con la stessa selezione discussa nel paragrafo precedente si è determinato il picco del π^0(fig 4.9)

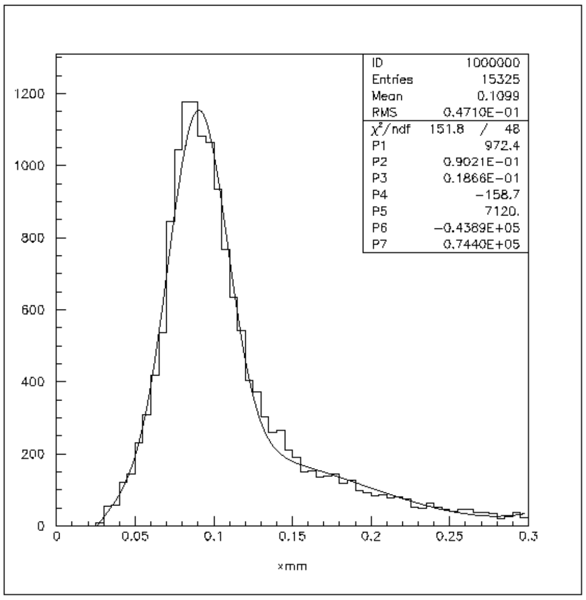

Figura 4.9: Massa invariante ottenuta con i dati del run speciale 2205 utilizzando le costanti di calibrazione ricavate osservando i picchi dei *punch-through*.In ascissa GeV

- si è ripetuta la stessa analisi per ogni singolo blocco richiedendo ogni volta, in aggiunta alle condizioni precedenti, che esso fosse l'elemento di uno dei due cluster associati ai fotoni in cui era stata rilasciata la maggior parte dell'energia. Si sono ottenuti questa volta grafici con sufficiente statistica per blocchi piccoli e medi(fig 4.10). Grazie a questo è stato possibile seguire procedure diverse dal paragrafo precedente per determinare le costanti di calibrazione.

Calibrazione di blocchi piccoli e medi

Per ciascun blocco è stata determinata la distribuzione di massa invariante come spiegato nell'ultimo punto del paragrafo precedente. Si è approssimato il fondo di tale distribuzione con una retta e il picco con una gaussiana.Si è preso il valor medio di quest'ultima come la miglior stima della massa del π^0 determinata dal blocco e si è calcolata la sua nuova costante di calibrazione come:

$$K_n = K_v \times \frac{m_{\pi^0}}{Picco_{gaus}}$$

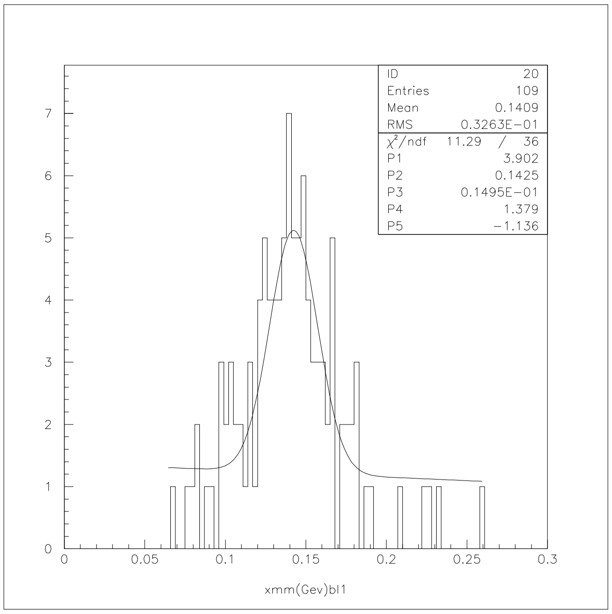

Figura 4.10: Massa invariante ottenuta per il blocco piccolo 1 dopo la quinta iterazione con i dati del run 2205.

La figura 4.11 mostra la distribuzione dei picchi delle masse invarianti dei blocchi piccoli e medi. La sua larghezza inferiore ai 40 MeV ci fa supporre sia stata raggiunta una buona equalizzazione. Il fatto che il picco sia intorno ai 90 MeV ci conferma la necessità di una migliore calibrazione. Per procedere in questa dirazione si è applicato iterativamente il metodo citato per sette volte fino a quando cioè il picco della massa invariante è stato centrato sul valore corretto e successive iterazioni lo avrebbero spostato meno del 1%. In realtà ci si sarebbe potuti fermare alla quinta iterazione. Ci si è accorti però che dalla seconda in avanti ci si era portati dietro eventi di fondo che formavano una gobba a basse energie nel picco di massa invariante. La causa di ciò è stata attribuita al non aver modificato il taglio

$$E_1 + E_2 > 1.5$$

dopo la prima iterazione. In seguito ad essa infatti le costanti di calibrazione sono aumentate di circa la metà del loro valore, cosa che ha portato ovviamente 1.5 GeV ad essere un limite inferiore troppo basso per $E_1 + E_2$. A conferma di quanto detto riporto la figura 4.12. Il problema che derivava da tutto ciò era il fatto che un fondo con andamento esponenziale decrescente

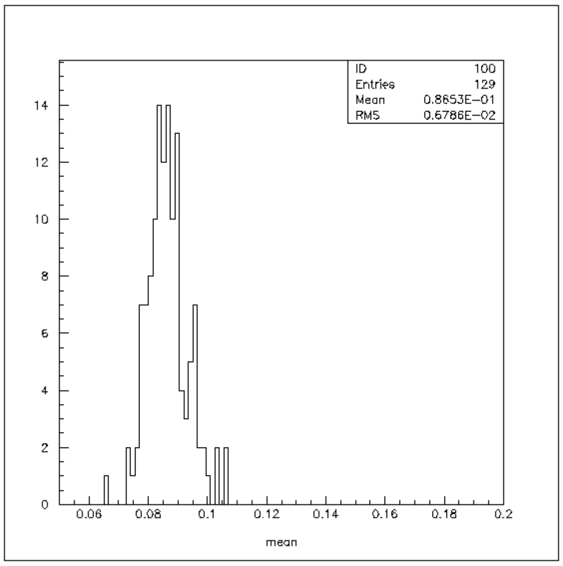

Figura 4.11: Distribuzione dei picchi di π^0 ricostuiti dai singoli blocchi usando le costanti di calibrazione calcolate con il metodo dei *punch-through*

spostava il picco dei π^0 ricostruito a valori di energia inferiori. Se non ci fossimo accorti della sua presenza avremmo compensato questa cosa variando le costanti di calibrazione rischiando quindi di sovrastimarle. Anche se non ci si aspettavano effetti rilevanti(il picco si sarebbe spostato di qualche MeV mentre la nostra risoluzione era dell'ordine della ventina di MeV) per precisione si è deciso di continuare nelle iterazioni variando uno dei tagli. Anzichè aumentare il limite inferiore di $E_1 + E_2$ abbiamo deciso di selezionare eventi provenienti dai decadimenti simmetrici del π^0, ossia quelli in cui i due fotoni emessi avevano circa la stessa energia, richiedendo:

$$\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 2}} < 2 \quad se \quad E_{\gamma 1} > E_{\gamma 2}$$

o

$$\frac{E_{\gamma 2}}{E_{\gamma 1}} < 2 \quad se \quad E_{\gamma 2} > E_{\gamma 1}$$

La ragione di questa scelta va ricercata nel fatto che mentre i decadimenti simmetrici sono favoriti rispetto a quelli fortemente antisimmetrici, il fondo dovrebbe essere totalmemte scorrelato da questa condizione. La figura 4.13

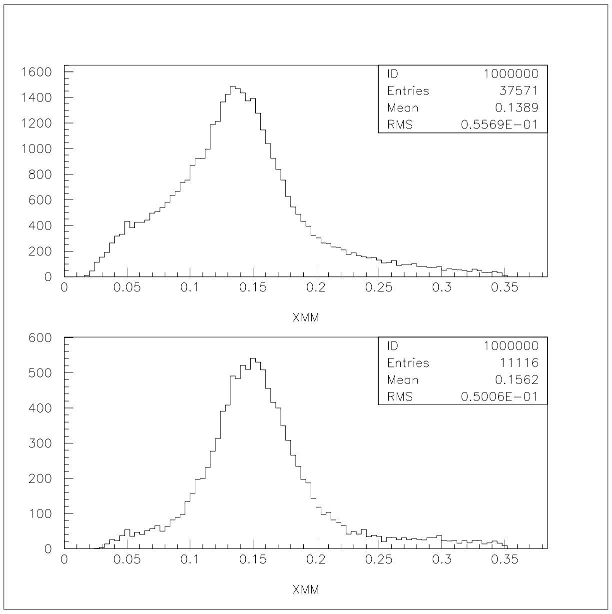

Figura 4.12: Distribuzione di massa invariante ottenuta richiedendo $E_1 + E_2$ <1.5 GeV (sopra) e $E_1 + E_2$ <3 GeV (sotto). Nel secondo grafico si vede scomparire buona parte del fondo a bassa energia. In ascissa GeV.

mostra come effettivamente quest'ultimo pesi molto di più sui secondi che non sui primi.

I risultati delle ultime due iterazioni fatte con le nuove condizioni sono visibili in figura 4.14. Con le nuove costanti di calibrazione si è in grado di determinare la massa del π^0 con un errore relativo:

$$\frac{\sigma_m}{m_{\pi_o}} = 15\%$$

che, tenendo conto delle risoluzioni in posizione ed energia del calorimetro, difficilmente potrebbe essere migliorata.

Verifica del metodo iterativo

La verifica della validità delle costanti di calibrazione trovate andava cercata in una via indipendente da quella seguita per determinarle. Un metodo possibile era l'analisi del decadimento della η in due fotoni. La η è una particella di massa 547 MeV che decade secondo il canale indicato con un B.R. del 38.8%. Abbiamo cercato di selezionare questi eventi richiedendo:

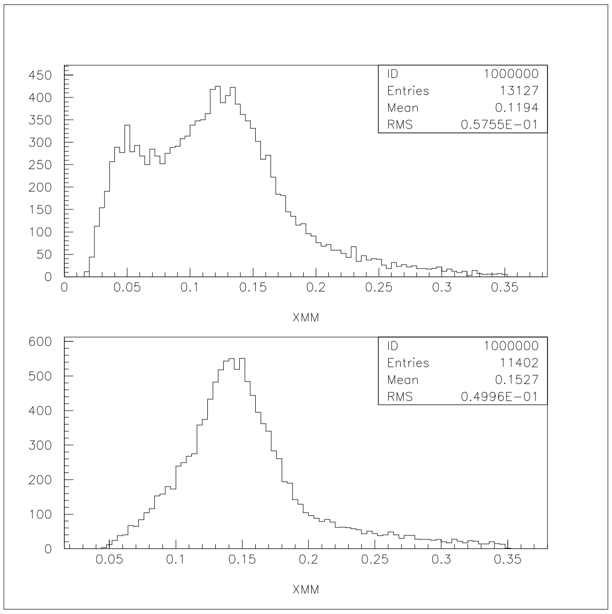

Figura 4.13: E' mostrato il diverso peso del fondo a basse energie sui decadimenti fortemente antisimmetrici(sopra) e simmetrici(sotto) selezionati richiedendo rispettivamente $\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 2}} < 2$ e $\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 2}} > 5$. In ascissa GeV

- NCLUSTER = 2
- entrambi i cluster in tempo
- $E_1 + E_2 > 4$ GeV
- $\cos\theta_{12} < 0.998$
- $\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 2}} < 2 \;\; se \;\; E_{\gamma 1} > E_{\gamma 2} \;\; o \;\; \frac{E_{\gamma 2}}{E_{\gamma 1}} < 2 \;\; se \;\; E_{\gamma 2} > E_{\gamma 1}$

La scarsa statistica dimostrata dalla figura 4.15 ha reso impossibile l'uso di questo metodo.

Si è quindi pensato di utilizzare il decadimento della risonanza χ_2 in $J/\psi\ \gamma$ studiato nel capitolo precedente. In particolare si sono utilizzati i run 2192÷2195, 2197÷2199, 2202÷2203, gli unici fino ad allora presi con il nuovo calorimetro in funzione. Gli eventi cercati sono stati selezionati richiedendo:

- EL1EW*EL2EW > 5
- 2.8 GeV < XMM < 3.35 GeV

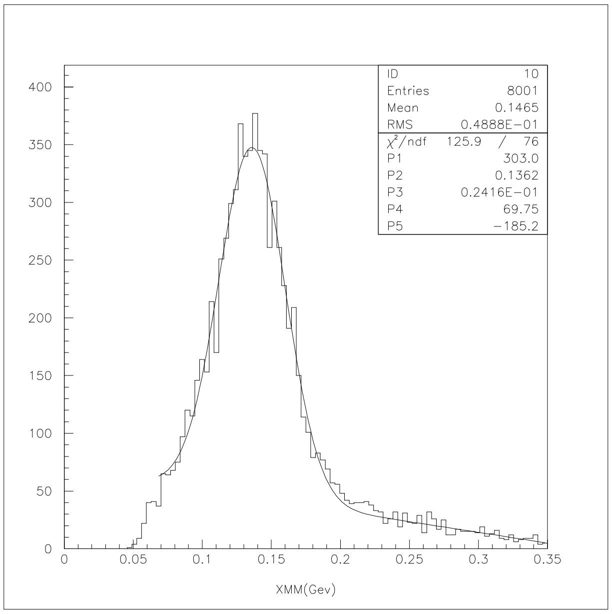

Figura 4.14: Distribuzione di massa invariante ottenuta con i dati del run 2205 usando le costanti di calibrazione calcolate con 7 iterazioni. Come si vede dai valori del fit riportati in alto a destra il valore di massa del π^0 ricostruita è $M_{\pi^0} = (0.136 \pm 0.024)$ GeV

- PROB(3) > 0
- CLEN(1) < 800 MeV
- PGAMMATH $< 11^0$

I primi due tagli selezionano eventi di J/ψ inclusiva richiedendo che le due tracce di cui si calcola la massa invariante XMM abbiamo buona probabilitá di essere elettroni e che quest'ultima sia compatibile con la massa della J/ψ.

La terza richiesta viene soddisfatta soltanto dagli eventi che rispettano la cinematica del decadimento $\chi_2 \to J/\psi\gamma$ all'interno della finestra di errore definita dalle incertezze imposte su posizione ed energia:

$$\sigma_x = \sigma_y = 10cm$$

$$\sigma_E = 1GeV.$$

L'errore sulla posizione è stato scelto pari alla larghezza di un blocco medio; quello sull'energia è stato imposto volutamente grande in modo tale da non vincolare troppo il valore previsto a quello misurato.

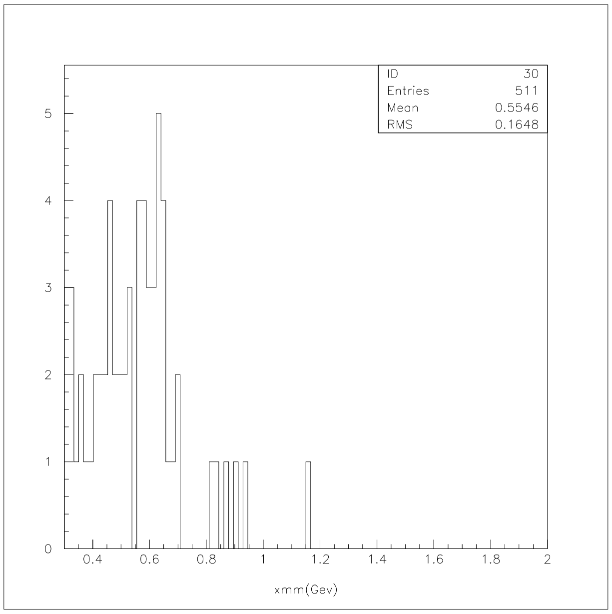

Figura 4.15: Distribuzione di massa invariante ottenute studiando il decadimente dell η in due fotoni

Il quarto taglio richiede che il massimo rilascio di energia nel calorimetro centrale (escluso quello degli elettroni) sia di 800 MeV, inferiore all'energia tipica rilasciata da un fotone proveniente dal decadimento della χ_2 (maggiore di 1 GeV). L'ultima condizione seleziona gli eventi per i quali l'angolo θ di emissione del fotone previsto in base alla conservazione del quadrimpulso appartiene all'accettanza di FCAL. Occorre a questo riguardo precisare che PGAMMATH non é l'angolo previsto dal fit ma quello che si ottiene dalla semplice applicazione delle regole cinematiche senza tener conto dei possibili errori di misura dovuti alla risoluzione spaziale ed energetica del rivelatore.

Con nostra sorpresa abbiamo scoperto in questo modo che per la maggior parte degli eventi selezionati la differenza relativa tra energia prevista e misurata risultava maggiore del 20% (fig. 4.16). Ciò era in contrasto con quanto ottenuto con il metodo dei π^0. Sembrava invece essere ben determinata la posizione del punto di impatto della particella; la figura 4.17 mostra la distribuzione della differenza tra il valore previsto e misurato delle sue coordinate.

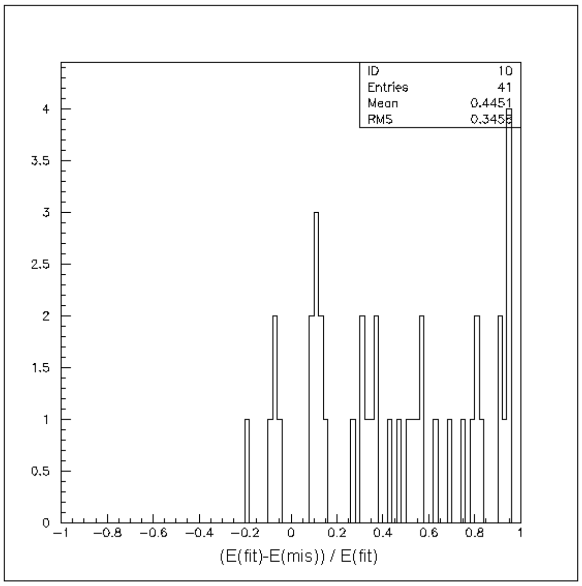

Figura 4.16: Distribuzione della differenza relativa tra energia prevista dal fit e quella misurata determinata usando le costanti di calibrazione calcolate col metodo dei π^0

Costanti di calibrazione per i blocchi grandi

A causa della poca statistica non siamo riusciti ad utilizzare il metodo iterativo per i blocchi grandi.Le loro costanti sono state ottenute semplicemente scalando quelle ricavate con i *punch through* di un fattore pari al rapporto tra la massa del π^0 reale e quella M_x misurata da FCAL (4.9);

$$K_n = K_{PT} \frac{m_{\pi^0}}{m_x}$$

.

4.4.8 Ricerca delle cause della cattiva risoluzione di energia

Prima di procedere in una qualunque direzione si sono cercate le cause dei risultati non buoni ottenuti. La reazione $\chi_2 \to J/\psi\ \gamma$, causa la limitata statistica a disposizione, forniva informazioni soltanto su una parte dei 144 contatori. Tra questi si sono messi in evidenza i blocchi che fornivano una misura dell' energia del fotone in disaccordo con quella prevista dal

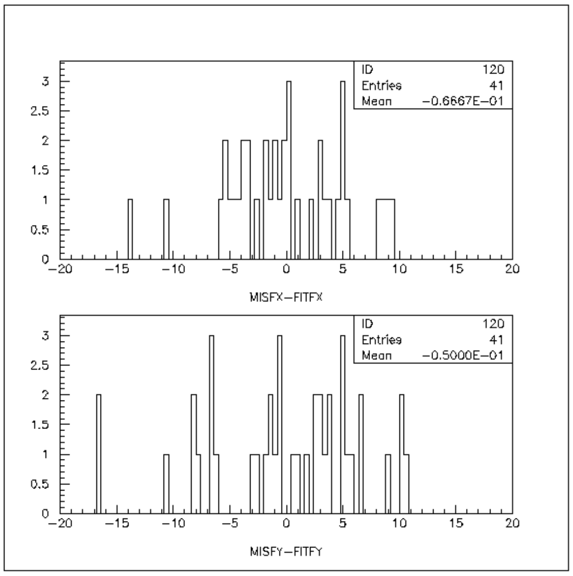

Figura 4.17: Distribuzione della differenza tra il valore della coordinata x e y prevista dal fit(FITFX e FITFY) e quella misurata(MISFX e MISFY) determinata usando le costanti di calibrazione calcolate col metodo dei π^0

fit. Si é quindi cercato di individuare eventuali correlazioni tra questi ultimi considerando anche le informazioni raccolte su blocchi e fototubi prima dell'installazione. Si è notato che molti dei blocchi che non davano una buona misura dell'energia avevano una posizione di bordo. Quando uno di questi veniva colpito parte dello sciame generato da fotoni poteva uscire dal calorimetro e quindi causare una sottostima dell'energia della particella emessa in avanti. Questo tuttavia non bastava per giustificare quanto osservato. Non trovando altro si é pensato di ricominciare da capo la calibrazione togliendo le possibili fonti di errore.

In particolare:

- si sono rideterminati i picchi dei *punch-through* chiedendo condizioni piú rigide e evitando di passare attraverso la determinazione dell'energia da essi rilasciata col metodo dell'elettrone equivalente.

- si é tentato di calibrare ogni singolo blocco utilizzando il decadimento

$$\chi_2 \to J/\psi\ \gamma$$

Questo metodo, pur avendo lo svantaggio della poca statistica, permetteva di prendere in considerazione un blocco per volta. Ciò avrebbe dovuto eliminare eventuali compensazioni di errori nella stima dell'energia che potevano essere presenti nel metodo dei π^0 a causa del fatto che la massa di questi ultimi era determinata con le informazioni di due cluster.

- si é completato il lavoro utilizzando nuovi run presi all'energia della χ_1.

4.4.9 Calibrazione con il metodo della χ_2 per i run successivi al 2178

Rideterminazione dei picchi dei *punch-through*

Utilizzando i dati del run speciale 2205 abbiamo analizzato gli spettri dei TDC e degli ADC di FCH. Con i primi abbiamo verificato che il timing usato in precedenza fosse corretto rideterminando l'intervallo (in canali TDC) in cui un segnale era da considerarsi in tempo. Abbiamo quindi analizzato lo spettro di ogni singolo ADC, ottenuto richiedendo che il segnale del TDC corrispondente appartenesse a detto intervallo, per determinare gli estremi del picco generato dalle particelle al minimo di ionizzazione che avevano attraversato il blocco.

La tabella 4.3 riassume i risultati ottenuti.

Ottanante	**TDC(canali)**	**ADC(canali)**
1	995 < t < 1010	50 < E <120
2	998 < t < 1008	150 < E <300
3	998 < t < 1008	80 < E <200
4	1140 < t < 1150	180 < E <250
5	998 < t < 1008	100 < E <180
6	998 < t < 1008	80 < E <180
7	1138 < t < 1148	70 < E <150
8	998 < t < 1008	180 < E<300

Tabella 4.3: Intervalli in cui ci si aspetta di avere un segnale dai TDC e dagli ADC di FCH al passaggio di una particella al minimo di ionizzazione.

Si é quindi passati alla determinazione dei picchi dei *punch-through* per il calorimetro in avanti. Per ogni suo blocco si sono selezionati gli eventi cercati richiedendo che:

- il TDC e l' ADC di uno degli ottanti di FCH corrispondenti al blocco in questione avessero dato un segnale appartenente agli intervalli determinati in precedenza e riportati nella tab 4.3
- il segnale del TDC del blocco fosse in tempo
- la particella non avesse rilasciato energia nei blocchi vicini a quello considerato.

Si sono quindi analizzati gli istogrammi cosí ottenuti, di cui un esempio é riportato in figura 4.18

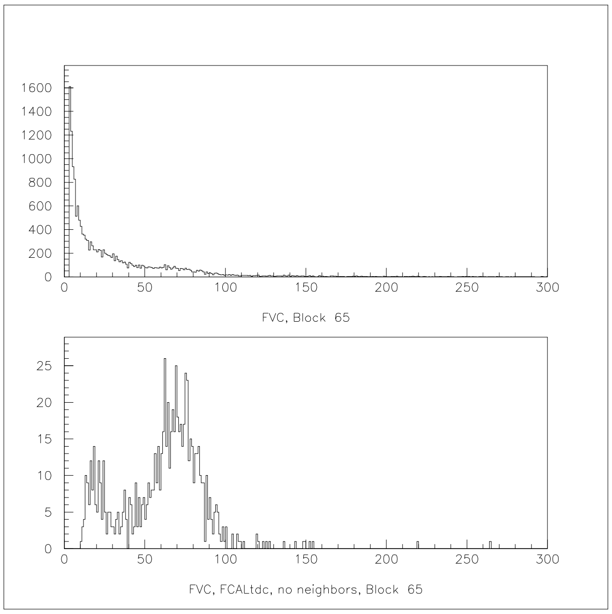

Figura 4.18: Picco di *punch-through* ottenuto per il blocco 65 imponendo le condizioni di selezione di una particella al minimo di ionizzazione presentate nel paragrafo 4.4.9. Il grafico superiore mostra la distribuzione ricavata richiedendo soltanto che fosse colpito il corretto ottante di FCH

Quando il picco era ben visibile se n' é determinata la posizione facendone un fit gaussiano. Nei casi in cui ció non era possibile si é aumentata la statistica applicando la stessa selezione ai dati presi nel run 2198. Si é quindi eseguito un fit della distribuzione ottenuta con un esponenziale decrescente e una gaussiana in modo tale da tener conto anche del fondo nei casi in cui esso non era trascurabile. Si é considerato il valor medio della gaussiana come la miglior stima della posizione del picco.

Si é ripetuta questa analisi utilizzando dati presi in periodi differenti per controllare le condizioni dei blocchi e dei fototubi. Preoccupavano in particolare questi ultimi poiché si era costretti ad alimentare molti di essi con una tensione di 1500 V, pari al limite massimo fornito dal costruttore. Si é notato che per alcuni di essi il picco dei *punch-through* si era spostato sensibilmente verso il piedistallo risultando in alcuni casi indistinguibile da esso. Riportiamo nella tabella 4.4 l'elenco dei blocchi in queste condizioni

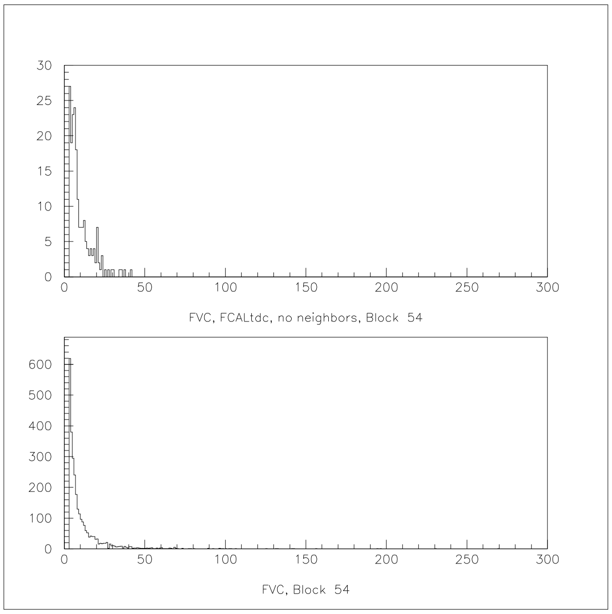

Figura 4.19: Sono riportate le stesse distribuzioni della figura 4.18 per un blocco non funzionante. Come mostrato nel grafico superiore (ottenuto applicando i tagli di selezione dei *punch-through*) per esso risulta impossibile separare il picco dal piedistallo

e il numero del run in cui si é notato quanto appena descritto.

Le figure 4.19 e 4.20 mostrano un esempio della distribuzione ottenuta per due di questi blocchi. La seconda in particolare evidenzia la riduzione nel tempo della distanza picco piedistallo di cui si é parlato.

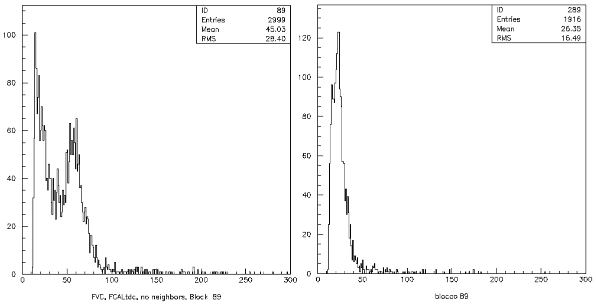

Figura 4.20: Riduzione della distanza picco piedistallo verificata per il blocco 89. Le distribuzioni si sono ottenute applicando i tagli discussi nel paragrafo 4.4.9 ai dati presi in periodi differenti.

Blocco	**Run**
54	2205
84	2205
88	2205
105	2205
109	2205
58	2430
89	2430
107	2430

Tabella 4.4: Elenco dei blocchi per i quali non è visibile il picco di *punch-through* e numero di run a partire dal quale si è osservato la sua scomparsa.

Determinazione delle costanti di calibrazione

Poiché un *punch-through* rilascia all'interno di blocchi dello stesso tipo la stessa quantitá di energia, presi due di essi, i picchi dei quali sono stati individuati nelle posizioni p_i e p_j, si puó affermare che

$$K_i p_i = K_j p_j$$

essendo K_i e K_j le costanti di calibrazione. Sulla base di questo ragionamento si sono scelti tre blocchi di riferimento: il 25 per i piccoli, il 71 per i medi, e il 133 per i grandi. Si é dato alle loro costanti arbitrariamente il valore $k_{ref} = 10$, e quelle degli altri blocchi:

$$K_j = \frac{p_{ref}}{p_j} K_{ref}$$

Si sono quindi selezionati gli eventi di χ_2, utilizzando i dati dei run 2192÷95, 2188÷2199, 2202÷2203 e 2376÷2383. Si é richiesto che gli eventi soddisfacessero le stesse condizioni riportate nel paragrafo 4.4.7. In piú volendo determinare il valore delle costanti di calibrazione, si sono scartati gli eventi in cui nel blocco piú colpito di un cluster era stato rilasciato meno del 94% dell'energia totale del cluster stesso. Ogni evento cosí selezionato é stato analizzato con l' *event display* per accertarsi che il fit desse una buona ricostruzione del punto di impatto della particella: solo gli eventi con tale caratteristica sono stati utilizzati per la calibrazione.

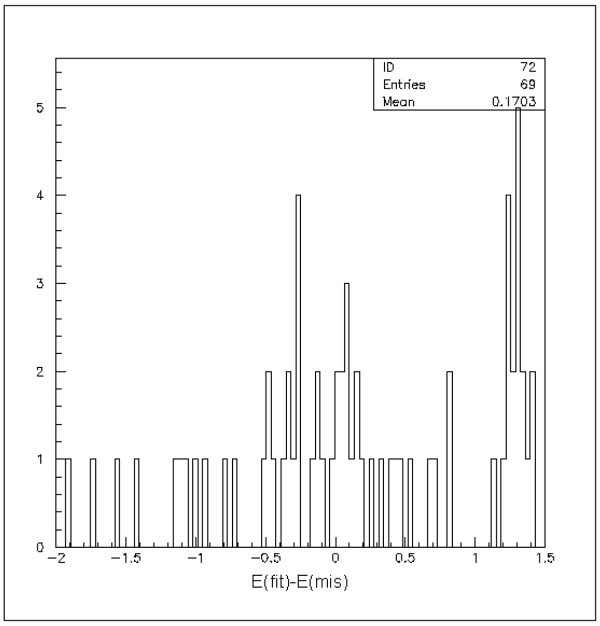

Figura 4.21: Distribuzione della differenza tra energia prevista dal fit e quella misurata determinata usando le costanti di calibrazione calcolate a partire dalle posizioni dei picchi dei *punch-through*. In ascissa GeV.

Per questi ultimi si è determinata la distribuzione della differenza tra energia misurata e prevista da fit(fig. 4.21). Si sono considerati 'buoni' gli eventi con un errore massimo sulla misura dell'energia pari a 300 MeV (circa il 20% dell'energia tipica del fotone studiato). Grazie ad essi é stato determinante il fattore correttivo

$$K_{corr} = \frac{E_{FIT}}{E_{FCAL}} \tag{4.5}$$

con cui moltiplicare le costanti K_{ref} scelte in precedenza uguali a 10. In particolare si é ottenuto:

$(K_{corr})_{piccoli} = 1.035$ stimato su un solo evento

$(K_{corr})_{medi} = 0.98979$ calcolato come media di 13 eventi.

Nessuna informazione ci é invece pervenuta circa i blocchi grandi a dimostrazione del fatto che, essendo essi quasi interamente coperti dal calorimetro centrale, hanno una probabilitá molto bassa di essere colpiti. Rimanevano da analizzare gli eventi per cui l'energia misurata differiva da quella prevista piú di 300 MeV. Tra questi si sono scartati:

- quelli che davano informazioni contrastanti su uno stesso blocco
- quelli relativi a un blocco di bordo che aveva dato una misura di energia molto bassa

Con i dati che superavano questa selezione si sono individuati per ogni blocco gli eventi in cui esso risultava colpito e per ciascuno di essi si é calcolato la K_{corr}.

Se si erano ottenuti piú valori di quest' ultima relativi allo stesso blocco si assumeva come fattore correttivo la loro media.

Noto il valore della nuova costante di calibrazione si poteva calcolare la posizione in cui essa spostava il picco dei punch-through con la relazione:

$$p_i = \frac{p_{ref} K_{ref}}{(K_i)_{new}}$$

Si é controllato quindi che il p_i non risultasse in corrispondenza di un canale ADC esterno al picco di punch-through visibile negli istogrammi ottenuti in precedenza; se questo accadeva l'evento veniva scartato. La tabella 4.5 riporta il numero corrispondente al blocco per cui é stato fatto questo lavoro e il valore della costante correttiva.

Le costanti calcolate in questo modo(tab. 4.9), con le quali tra l'altro si è condotta l'analisi riportata nel capitolo 3, sono tuttora presenti nel database. Esse non sono tuttavia definitive. Si è cercato, infatti, di migliorarle utilizzando due metodi indipendenti.

Blocco	K_{corr}	**Blocco**	K_{corr}
50	0.2451	106	1.1425
71	1.1144	113	0.9654
76	1.7313	115	0.8595
77	0.9403	119	1.8253
85	1.0120	123	2.1772
91	0.9941	127	1.2383
98	3.000	128	0.9212

Tabella 4.5: Elenco dei blocchi che non davano una buona ricostruzione dell'energia in essi rilasciata e relative costante di calibrazione rideterminate utilizzando i run di χ_2

Si è inizialmente ripetuta l'analisi appena descritta sui circa 4 pb^{-1} raccolti in corrispondenza della risonanza χ_1 durante l' ultimo mese di presa dati.

L'energia misurata dal calorimetro in avanti è stata calcolata moltiplicando il numero di conteggi registrati dall' ADC del blocco colpito per la costante di calibrazione riportata nella tabella 4.8. La figura 4.22 mostra la distribuzione della differenza relativa tra energia misurata e prevista dal fit per gli eventi selezionati. I nuovi fattori correttivi comuni ai blocchi con le stesse dimensioni sono rispettivamente:

$(K_{corr})_{piccoli} = 1.1030$ stimato come media di 4 eventi

$(K_{corr})_{medi} = 0.9022$ calcolato come media di 6 eventi.

Per i contatori che non davano una buona misura dell'energia si è determinata una K_{corr} individuale(tab. 4.6)

Le costanti di calibrazione calcolate con questo primo metodo sono riportate nella tabella 4.9.

4.4.10 Calibrazione con il metodo dei 3 π^0 per i run successivi al 2178

Questo metodo, utilizzato da K. Gollwitzer, viene riportato in questa tesi per dare una visione globale del lavoro finora svolto per calibrare il calorimetro in avanti. Nella sua applicazione si è partiti dalle costanti riportate nella tabella 4.8. Per correggerle si sino selezionati, all'energia della χ_1, eventi

$$p\overline{p} \longrightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \longrightarrow 6\,\gamma$$

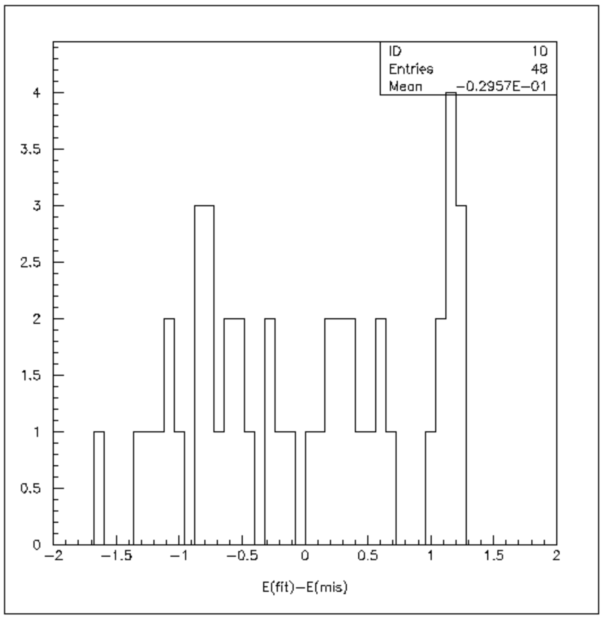

Figura 4.22: Distribuzione della differenza tra energia prevista dal fit e quella misurata determinata usando le costanti di calibrazione calcolate applicando il metodo descritto nel paragrafo 4.4.9 ai run di χ_2

$$p\overline{p} \longrightarrow \pi^0 + \pi^0 + \eta \longrightarrow 6\,\gamma$$
$$p\overline{p} \longrightarrow \pi^0 + \eta + \eta \longrightarrow 6\,\gamma$$

con 5 cluster nel calorimetro centrale e uno in quello in avanti. Si è richiesto che le masse invarianti di due coppie di cluster di CCAL fossero consistenti con quella di un π^0 o di una η. La coppia rimanente (formata da un cluster in CCAL e uno in FCAL) doveva invece sempre corrispondere a un π^0. Mediante un fit cinematico si è calcolata l'energia che il blocco di FCAL colpito avrebbe dovuto misurare per soddisfare tali condizioni. Il fattore correttivo per la sua costante di calibrazione è stato determinato come rapporto tra energia prevista e misurata(eq. 4.5). Tale metodo è stato scelto in quanto, oltre a permettere di analizzare i blocchi di FCAL singolarmente, presenta, rispetto a quello della χ_2, il vantaggio della maggiore statistica. Le costanti con esso calcolate sono contenute nella tabella 4.10. Con queste ultime e con lo stesso campione di dati, richiedendo l'energia del cluster di FCAL maggiore di 700 MeV, si ottiene la distribuzione di massa invariante riportate nella figura 4.23.

Blocco	K_{corr}	**Blocco**	K_{corr}
40	3.8891	89	1.4260
53	0.4836	96	1.9574
55	0.5054	98	0.5559
62	0.6127	105	0.4270
65	0.6244	107	0.4376
66	0.5508	111	0.5333
68	0.5486	119	0.3870
69	0.6856	122	0.5881
70	0.5522	123	0.6633
83	0.6003	124	0.6434
86	0.6712	125	0.6255
88	1.8853	128	0.6189

Tabella 4.6: Elenco dei blocchi che non davano una buona ricostruzione dell'energia in essi rilasciata e relative costante di calibrazione rideterminate utilizzando i run di χ_1

Infine la figura 4.24 mostra il confronto tra i due set di costanti determinati (tab. 4.9 e tab. 4.10). Essa rappresenta, per entrambi, la distribuzione del rapporto tra l' energia misurata da FCAL e quella prevista dal fit per il fotone in avanti negli eventi $J/\psi\ \gamma$ selezionati con i tagli:

- 2.75 GeV $<$ M_{ee} $<$3.45 GeV
- EL1EW*EL2EW >0.5
- 15° < ELTH1 < 60° *e* 15° < ELTH2 < 60°
- PROB(3)>0
- fotone previsto dal fit in FCAL

a partire dai dati raccolti in tutti i run di χ_1 e χ_2 dopo l'installazione del nuovo calorimetro. Tale figura dimostra come non ci sia una grossa differenza tra i due set di costanti. In entrambi i casi la risoluzione risulta circa del 30%, di gran lunga superiore a quella che ci si aspetterebbe per un calorimetro di questo tipo. L'eccesso di eventi sulla coda alta della distribuzione è dovuta alla perdita di parte dello sciame nei contatori di bordo. Tale problema, aggravato dalla presenza di blocchi attigui di diversa lunghezza, introduce un' incertezza sulla misura che non è facile da valutare.

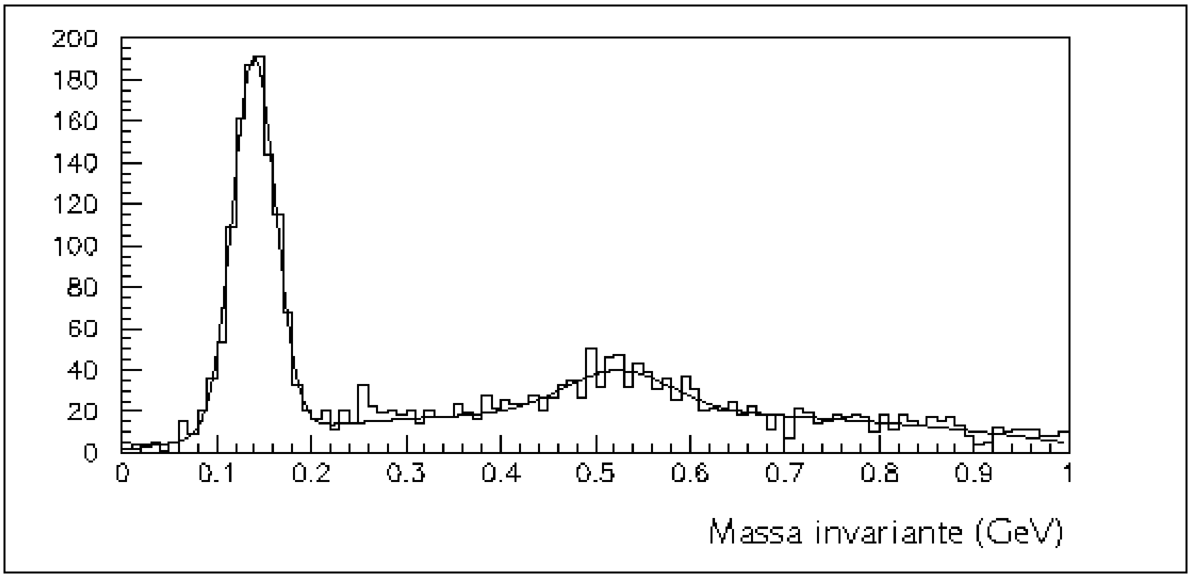

Figura 4.23: Massa invariante della coppia formata da un cluster di FCAL e uno di CCAL per eventi $p\overline{p} \rightarrow n_1\ n_2\ n_3$ con $n_i = \pi^0, \eta$.

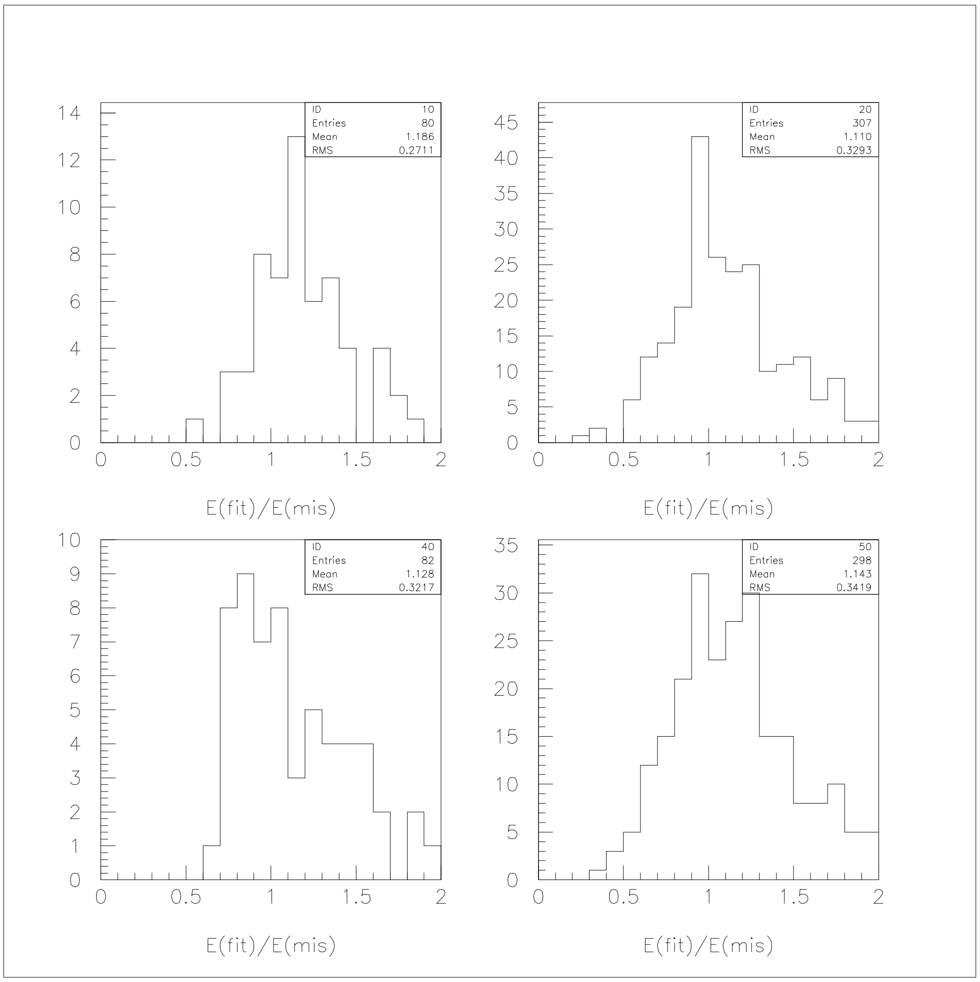

Figura 4.24: Rapporto tra energia prevista dal fit e misurata da FCAL ottenuta con le costanti della tabella 4.9(sopra) e 4.10(sotto). I grafici sulla destra sono relativi ai blocchi piccoli, quelli sulla sinistra ai medi.

Bl.	**Cost.**	**Bl.**	**Cost.**	**Bl.**	**Cost.**	**Bl.**	**Cost.**
1	6.99480	2	10.32470	3	7.88710	4	8.34990
5	9.62390	6	8.73560	7	7.09860	8	14.19580
9	8.11190	10	6.10520	11	7.77810	12	6.10520
13	6.45230	14	6.92440	15	7.77810	16	7.27940
17	7.27940	18	6.30870	19	6.10520	20	6.30870
21	7.88710	22	4.93760	23	6.60250	24	7.67300
25	6.04140	26	7.67300	27	6.60250	28	6.32460
29	7.37380	30	6.17170	31	10.32470	32	7.99750
33	8.11190	34	7.57060	35	7.77810	36	5.16230
37	5.16230	38	7.09860	39	6.75950	40	9.46430
41	7.09860	42	6.04140	43	8.22890	44	7.01080
45	7.47090	46	4.02670	47	5.67830	48	8.11190
49	15.06280	50	7.75680	51	10.85000	52	9.81940
53	19.15340	54	22.16410	55	6.68760	56	16.18920
57	6.89510	58	5.83260	59	7.16110	60	13.29680
61	5.72890	62	15.83150	63	16.16130	64	15.83150
65	4.77400	66	15.06280	67	7.44700	68	13.29680
69	13.97770	70	16.16130	71	6.53210	72	14.49900
73	14.49900	74	6.77010	75	8.34060	76	11.84340
77	13.29680	78	4.13710	79	15.67190	80	37.83990
81	23.27180	82	17.73050	83	16.86340	84	27.70410
85	11.66520	86	4.26210	87	15.06280	88	20.41400
89	5.55730	90	13.79020	91	18.46980	92	9.54680
93	18.92060	94	4.32990	95	23.50720	96	15.51500
97	4.13710	98	10.55480	99	18.04030	100	11.28350
101	8.27410	102	2.06920	103	18.46980	104	13.03750
105	6.23020	106	16.86340	107	10.34330	108	10.85000
109	16.18920	110	7.75680	111	15.51500	112	13.79020
113	10.95100	114	20.68660	115	25.85700	116	6.77010
117	5.39640	118	17.04960	119	13.60930	120	16.18920
121	15.51500	122	10.55480	123	7.16110	124	6.42040
125	28.20810	126	7.75680	127	16.86340	128	7.02010
129	9.89780	130	8.17440	131	17.35540	132	6.43100
133	7.96830	134	10.64650	135	10.30080	136	13.33670
137	8.06930	138	6.33520	139	8.38980	140	4.91100
141	6.73950	142	10.55740	143	9.89780	144	8.44700

Tabella 4.7: Costanti di calibrazione per i blocchi di FCAL determinate con il metodo dei π^0 per i run 2075-2177. Le unità di misura sono MeV/(canali ADC)

Bl.	Cost.	Bl.	Cost.	Bl.	Cost.	Bl.	Cost.
1	10.48667	2	18.46807	3	13.31615	4	16.02826
5	16.51304	6	13.37733	7	12.42589	8	12.20028
9	13.03792	10	9.60990	11	15.00928	12	10.15744
13	12.33813	14	10.27694	15	14.75575	16	11.32996
17	13.05739	18	11.27148	19	9.99474	20	10.79777
21	13.33649	22	7.89819	23	10.13387	24	14.46258
25	10.35000	26	11.75693	27	10.62701	28	12.33813
29	11.80460	30	11.01564	31	16.57571	32	13.88775
33	12.35559	34	13.97664	35	12.35559	36	9.12790
37	8.30361	38	13.54325	39	12.88407	40	18.62559
41	12.80851	42	10.82454	43	15.37922	44	12.47914
45	13.75654	46	8.30361	47	8.02886	48	13.90987
49	8.29908	50	11.10800	51	14.95152	52	13.17406
53	13.52075	54	28.25837	55	9.21970	56	6.65686
57	19.62387	58	18.53008	59	10.60352	60	4.03691
61	8.77589	62	9.20468	63	9.89785	64	5.39580
65	8.15538	66	12.36690	67	13.71765	68	30.38535
69	12.81559	70	15.65560	71	7.71450	72	9.32619
73	10.66354	74	9.34161	75	21.00994	76	13.17650
77	5.45600	78	7.32082	79	15.83102	80	24.78804
81	19.55597	82	9.41946	83	6.62564	84	18.71415
85	10.57990	86	4.01683	87	3.99412	88	23.35402
89	9.91521	90	12.05048	91	10.49340	92	7.55571
93	9.89785	94	6.43699	95	43.14254	96	15.19267
97	13.88617	98	29.10100	99	21.82113	100	6.83394
101	13.23577	102	6.60242	103	16.14760	104	11.65294
105	52.33031	106	7.10190	107	16.42929	108	29.58992
109	32.29528	110	14.05889	111	10.78564	112	14.79495
113	4.58110	114	26.04458	115	8.48050	116	12.90337
117	8.38527	118	14.16460	119	13.13440	120	26.65884
121	8.56315	122	16.05589	123	18.70210	124	10.27577
125	6.24494	126	12.90337	127	6.61700	128	6.69060
129	9.09091	130	8.40708	131	11.56773	132	7.96646
133	10.00000	134	13.99632	135	15.26104	136	14.28571
137	9.94764	138	7.16981	139	8.43507	140	8.51064
141	11.04651	142	15.26104	143	13.59571	144	8.61678

Tabella 4.8: Costanti di calibrazione per i blocchi di FCAL determinate con il metodo dei χ_2 per i run successivi al 2178 e attualmente presenti nel database. Le unità di misura sono MeV/(canali ADC)

Bl.	Cost.	Bl.	Cost.	Bl.	Cost.	Bl.	Cost.
1	11.56680	2	20.37028	3	14.68771	4	17.67917
5	18.21388	6	14.75520	7	13.70576	8	13.45691
9	14.38083	10	10.59972	11	16.55524	12	11.20366
13	13.60896	14	11.33547	15	16.27559	16	12.49695
17	14.40230	18	12.43244	19	11.02420	20	11.90994
21	14.71015	22	8.71170	23	11.17766	24	15.95223
25	11.41605	26	12.96789	27	11.72159	28	13.60896
29	13.02047	30	12.15025	31	18.28301	32	15.31819
33	13.62822	34	15.41623	35	13.62822	36	10.06807
37	9.15888	38	14.93821	39	14.21113	40	72.43585
41	14.12779	42	11.93947	43	16.96328	44	13.76449
45	15.17346	46	9.15888	47	8.85583	48	15.34259
49	7.48743	50	9.46557	51	13.48926	52	11.88564
53	6.53850	54	25.49470	55	4.65964	56	6.00582
57	17.70466	58	16.71784	59	9.56650	60	3.64210
61	7.91761	62	5.64008	63	8.92984	64	4.86809
65	5.09197	66	6.81206	67	12.37606	68	16.66940
69	8.78650	70	8.64440	71	6.96002	72	8.41409
73	9.62065	74	8.42800	75	18.95517	76	11.88784
77	4.92240	78	6.60484	79	14.28275	80	22.36377
81	17.64339	82	8.49824	83	3.97731	84	16.88391
85	9.54519	86	2.69590	87	3.60349	88	44.02933
89	14.13909	90	10.87194	91	9.46714	92	6.81676
93	8.92984	94	5.80745	95	38.92320	96	29.73813
97	12.52810	98	16.17608	99	19.68702	100	6.16558
101	11.94131	102	5.95670	103	14.56836	104	10.51328
105	22.34347	106	6.40733	107	7.18913	108	26.69603
109	29.13680	110	12.68393	111	5.75209	112	13.34800
113	4.13307	114	23.49742	115	7.65111	116	11.64142
117	7.56519	118	12.77930	119	5.06948	120	24.05161
121	7.72567	122	9.44215	123	12.40566	124	6.61092
125	3.90590	126	11.64142	127	5.96986	128	4.14068
129	9.09091	130	8.40708	131	11.56773	132	7.96646
133	10.00000	134	13.99632	135	15.26104	136	14.28571
137	9.94764	138	7.16981	139	8.43507	140	8.51064
141	11.04651	142	15.26104	143	13.59571	144	8.61678

Tabella 4.9: Costanti di calibrazione per i blocchi di FCAL determinate con il metodo dei χ_2 per i run successivi al 2178 utilizzando anche gli ultimi dati acquisiti all'energia della χ_1. Le unità di misura sono MeV/(canali ADC)

Bl.	**Cost.**	**Bl.**	**Cost.**	**Bl.**	**Cost.**	**Bl.**	**Cost.**
1	12.086	2	23.330	3	19.575	4	17.284
5	26.545	6	11.983	7	19.003	8	14.668
9	25.056	10	8.448	11	16.448	12	16.418
13	12.018	14	13.855	15	15.980	16	13.819
17	14.577	18	14.485	19	15.141	20	8.791
21	15.367	22	6.626	23	9.688	24	20.460
25	14.134	26	12.920	27	16.145	28	12.733
29	13.360	30	12.504	31	16.914	32	14.867
33	15.981	34	19.288	35	14.137	36	11.470
37	8.722	38	23.192	39	17.519	40	25.884
41	13.807	42	10.742	43	19.311	44	15.153
45	17.381	46	7.844	47	12.767	48	17.204
49	4.348	50	7.682	51	8.093	52	45.721
53	6.383	54	46.785	55	6.476	56	2.388
57	14.889	58	21.121	59	12.198	60	3.835
61	5.801	62	9.370	63	5.330	64	4.459
65	7.857	66	10.357	67	13.999	68	15.625
69	12.944	70	12.160	71	6.610	72	6.362
73	8.372	74	6.729	75	14.572	76	8.203
77	6.640	78	6.145	79	7.093	80	12.059
81	8.382	82	5.543	83	3.424	84	25.338
85	23.803	86	3.231	87	4.130	88	28.678
89	12.463	90	10.104	91	11.045	92	6.098
93	9.764	94	5.889	95	34.240	96	15.193
97	12.153	98	8.820	99	12.715	100	5.560
101	10.299	102	4.222	103	41.781	104	8.061
105	21.319	106	6.331	107	11.564	108	7.954
109	20.546	110	10.469	111	9.006	112	9.833
113	3.261	114	32.449	115	11.831	116	8.931
117	22.691	118	10.284	119	8.775	120	23.153
121	6.790	122	8.113	123	9.965	124	7.216
125	5.191	126	10.476	127	4.779	128	4.533
129	135.543	130	95.784	131	110.000	132	91.135
133	110.710	134	129.738	135	189.400	136	395.740
137	78.544	138	40.447	139	79.762	140	104.484
141	107.422	142	163.293	143	127.000	144	75.389

Tabella 4.10: Costanti di calibrazione per i blocchi di FCAL determinate con il metodo dei 3 π^0 per i run successivi al 2178. Le unità di misura sono MeV/(canali ADC)

Bibliografia

[1] J. J. Aubert et al., 'Experimental observation of a Heavy Particle J'; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404

[2] J. E. Augustin et al., 'Discovery of a Narrow Resonance in e^+ e^- Annihilation'; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406

[3] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani; Phys. Rev. Lett. D2 (1970) 1285

[4] F. Halzen,A. D. Martin,'Quarks and Leptons', Wiley, 1984

[5] E. Leader and E. Predazzi, 'An Introduction to Gauge Theories and modern particle physics ', Cambridge Press, 1996

[6] R. McClary and N. Byers,'Relativistic effects in heavy-quarkonium spettroscopy'; Phys.Rev. D28 (1983)

[7] J. E. Augustin et al., 'Discovery of a Second Narrow Resonance in e^+ e^- Annihilation' ;Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1453

[8] V.A. Novikov et al., Phys. Rep. 41, 1 (1978) 1-133

[9] T.A. Armstrong et al.,'Study of the Angular Distribution of the Reaction $p\overline{p} \to \chi_2 \to J/\psi\ \gamma$'; Phys. Rev. D48 (1993), 3037

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

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

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

[13] W. R. Leo,'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments' Springer-Verlag, 1987

[14] M.Ambrogiani et al., 'Construction and Performance of a Cylindrical Scintillating Fiber Detector for Experiment 835 at Fermilab',in pubblicazione.

[15] M. Sarmiento, 'The E760 Luminosity monitor'; E760 memo, Mar.25,94

[16] G. Zioulas, 'The E835 Data Acquisition System'; E835 memo, Gen.06,97

[17] T.A. Armstrong et al.,'Study of χ_1 and χ_2 Charmonium State Formed in $p\overline{p}$ Annihilations'; Nucl. Phys. B 373 (1992), 35-54

[18] T.A. Armstrong et al.,' Observation of the $^1P_1$ State of Charmonium'; Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2337

[19] D. Perkins, 'Introduction to high energy physics', Addison-Wesley Publishing Company, 1987

[20] F.James,'MINUIT, function minimization and error analysis – Reference Manual'; CERN Computing and Network Division Geneva, Switzerland

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

[22] C.Patrignani,'J/ψ inclusive selection'; E835 memo

[23] M.Pallavicini, C.Patrignani, M.Pontil, A.Verri,'Electron identification with the nearest neighbour rule'; E835 note interne

[24] V. Bassetti,'Tesi di Laurea'; Univ. di Genova, 1997

[25] M. A. Hasan et al.,'Nucl Instr. and Meth.' A297, 73 (1990)

[26] M. Hu et al.,'Apex Forward Calorimeter Attenuation Study'; Apex note 16 (1996)

[27] S. Bagnasco,'New Forward Electromagnetic Calorimeter', E835 memo, Giu.13,97

[28] G. Garzoglio, F. Marchetto, P Rumerio,'Method to determine the FCAL2 gains'; E835 memo, Mar. '97

[29] K. E. Gollwitzer,'Ph. D. Thesis'; Univ. of California at Irvine, 1993