Stefano Argirò

STUDIO DEL DECADIMENTO IN $\gamma\gamma$ DEGLI STATI 1^1S_0 E 1^3P_2 DEL CHARMONIO (FNAL E835)

Luglio 1997

Indice

Introduzione

Alla fine degli anni '60, esperimenti di scattering inelastico leptone-nucleone ad alto momento trasferito hanno messo in luce come i nucleoni possano essere interpretati come stati legati di costituenti elementari, i quali tuttavia non sono osservabili come particelle libere. Il comportamento di questi costituenti elementari, che oggi vengono comunemente definiti *quark*, sembrava presentare le seguenti caratteristiche:

- Schiavitú infrarossa: all'aumentare della distanza (ovvero, per piccoli momenti trasferiti), le forze di attrazione tra *quark* si fanno via via piú intense, e ne impediscono l'estrazione dalla particella non elementare che costituiscono.

- Libertà asintotica: all'interno dei nucleoni, i *quark* si comportano come se fossero liberi: le forze di mutua attrazione tra di essi sono meno intense.

Ammettendo che i costituenti elementari siano dotati dei numeri quantici "sapore" e "colore", si interpretano in modo semplice i mesoni come stati legati *quark-antiquark* e i barioni come stati legati di tre *quark*. Come spiegato nel Capitolo 1, la teoria che a tuttoggi meglio permette di spiegare queste caratteristiche è la Cromodinamica Quantistica (QCD).

Le verifiche sperimentali sono ancora tuttavia tutt'altro che definitive. Come l'atomo di idrogeno e il positronio hanno potuto costituire una sorta di laboratorio in cui provare la validità della Meccanica Quantistica prima e della Elettrodinamica Quantistica poi, così lo studio degli stati legati quark-antiquark ($q\overline{q}$) può dare riscontro sperimentale preciso alle idee fondamentali della QCD.

In particolare, il comportamento degli stati $c\overline{c}$ e $b\overline{b}$, per il fatto che è una buona approssimazione trattarli in una teoria non-relativistica, possono essere descritti nel modo piú semplice. Lo

studio degli stati $c\overline{c}$, dalla scoperta del mesone J/ψ ([26], [27]), è stato condotto soprattutto attraverso esperimenti di annichilazione e^+e^-, in cui però si possono formare direttamente solo gli stati con i numeri quantici del fotone.

L'esperimento E835 a Fermilab è il successore di una serie di studi effettuati invece su annichilazioni protone-antiprotone ($p\overline{p}$), di cui il capostipite è l'esperimento R704 al CERN. E835 è in pratica l'upgrade di E760, che si è svolto negli anni 1990-1991 nello stesso sito sperimentale.

Con una luminosità istantanea piú che doppia rispetto al suo predecessore, E835 si propone di raffinare l'analisi di E760, laddove la statistica risultava scarsa, e di sondare zone di energia allora inesplorate.

In questa tesi si presentano alcuni risultati preliminari dell'esperimento E835. In particolare vengono analizzati i dati relativi alle risonanze $\eta_c(^1S_0)$ e $\chi_{2c}(^3P_2)$ e al loro decadimento in due fotoni.

Capitolo 1

Il sistema $c\bar{c}$ nelle sue caratteristiche generali e come test per la QCD

1.1 Cenni storici

La particella J/ψ venne osservata per la prima volta nel 1974 studiando l'andamento della sezione d'urto per produzione di stati multiadronici prodotti in annichilazioni e^+e^- a SLAC [26]e, indipendentemente, a Brookhaven in reazioni $p + Be \longrightarrow e^+e^- + X$ [27], oltre che, successivamente, a Frascati [28]. La J/ψ ha una caratteristica peculiare: la sua larghezza è di soli 87±5 KeV. La giustificazione teorica di questo fatto è data in 1.3. La grande sezione d'urto per il processo $e^+e^- \longrightarrow J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ fece subito pensare che la particella dovesse avere stesso J^{PC} del fotone, e cioé 1^{--}.

A pochi giorni dalla scoperta della J/ψ, venne rivelata a SLAC una seconda e piú pesante particella, che venne denominata ψ', di massa 3686 MeV e larghezza 277±31 KeV : questa viene oggi interpretata come la prima eccitazione radiale dello stato $^3S_1$. Molte altre particelle membri della famiglia della J/ψ sono state scoperte, come molti sforzi sono stati fatti sul piano teorico per spiegarne le caratteristiche. Oggi viene comunemente accettata la spiegazione che queste "nuove particelle" siano gli stati legati del *quark charm*

e della sua antiparticella. L'esistenza di questo "sapore" venne ipotizzata nel 1970 da Glashow, Iliopoulos e Maiani per spiegare l'assenza delle correnti deboli neutre con salto di stranezza.

1.2 QCD: alcune caratteristiche

Come già accennato nella Introduzione, una teoria delle interazioni forti deve spiegare le seguenti caratteristiche dell'interazione tra *quark*:

1. Libertà asintotica: i partoni si comportano entro i nucleoni come se non interagissero tra loro.

2. Schiavitú infrarossa: non c'è evidenza che i *quark* esistano allo stato libero.

Le ipotesi fondamentali della QCD sono le seguenti:

- La carica sorgente del campo è il *colore*. I *quark* sono di tre colori.

- La teoria è invariante rispetto a trasformazioni del gruppo SU(3) di colore.

1.2.1 Lagrangiana della teoria

Le espressioni per il campo e per la lagrangiana della teoria si ottengono a partire dalla scrittura della lagrangiana del campo di Dirac per i *quark*:

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

dove j è l'indice di colore. Si impone che l'invarianza rispetto ad una trasformazione di gauge applicata dall'operatore U garantisca l'invarianza rispetto ad una trasformazione di colore. Per far questo si scrive :

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

Poiché U viene applicato ad un vettore nello spazio di colore di componenti q_j, $A(x)$ deve essere una matrice 3×3 che scriviamo come:

$$A(x) = \alpha_a(x) T_a, \;\; a = 1..8,$$

con $\alpha_a(x)$ numeri reali e $T_a = \frac{\lambda_a}{2}$, dove λ_a sono le matrici di Gell-Mann, ovvero i generatori di SU(3) con la normalizzazione $Tr(\lambda_a \lambda_b) = 2\delta_{ab}$.

Per rendere la lagrangiana 1.1 invariante rispetto a U, si sostituisce a ∂_μ la derivata covariante $D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_{\mu a}$, dove $G_{\mu a}$ è il campo di Gauge del gluone, g è la costante di accoppiamento che caratterizza il vertice di interazione, che è l'analogo della carica *e* in QED. Con questa posizione e aggiungendo alla lagangiana il termine cinetico per il campo nella forma $\frac{1}{4} Tr(\hat{H_{\mu\nu}} \hat{H^{\mu\nu}})$, con $\hat{H^{\mu\nu}} = T_a H_a^{\mu\nu} = [D^\mu, D^\nu]/(ig)$, si ottiene :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \overline{q}_i \gamma_\mu (D^\mu)_{ij} q_j - \frac{1}{4} H^a_{\mu\nu} H^{a\mu\nu},$$

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

Il termine cinetico del campo contiene dunque termini tri- e quadri-lineari nel campo di Gauge. Questo implica l'esistenza di vertici d'interazione a tre e quattro gluoni, che non hanno corrispondenza nella QED e che sono conseguenza del fatto che i gluoni sono portatori di una carica di colore.

1.2.2 La polarizzazione del vuoto e la costante di accoppiamento α_s

In QED la carica elettrica è modificata dalla polarizzazione del vuoto: si creano cioé delle coppie virtuali e^+e^- che si polarizzano, per cui una carica campione posta ad una certa di distanza dalla sorgente avverte un campo di minore intensità rispetto ad una posta in un intorno piccolo di essa. L'unità di carica fondamentale *e*, o equivalentemente la costante di accoppiamento $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, va dunque ridefinita come la costante che entra in gioco sommando

tutti i diagrammi del tipo mostrato in figura 1.1. Dal calcolo della serie di tali diagrammi si ottiene:

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

dove $Q^2 = -q^2, \mu > Q$; μ è un fattore di scale di rinormalizzazione. Il limite asintotico di α per Q^2 che tende a zero è 1/137. Con procedura analoga, per la QCD si ottiene invece:

$$\alpha_S(Q) = \frac{\alpha_S(\mu)}{1 + B\alpha_S(\mu)\ln(Q^2/\mu^2)}, \tag{1.2}$$

con $B = (33 - 2n_f)/12\pi$ e n_f numero di sapori. Per lo studio del sistema $c\bar{c}$ si è soliti operare la scelta $\mu = m_c$ [11]. Se si definisce un parametro Λ di cut-off, tale per cui per $q = \Lambda$ la teoria perde di significato, si può scrivere:

$$\alpha_S(Q) = \frac{\alpha_S(\mu)}{B\ln(Q^2/\Lambda^2)},$$

con $\Lambda^2 = \mu^2 e^{\frac{-1}{B\alpha_S(\mu)}}$.

Per $Q^2 \longrightarrow \Lambda^2, \alpha_S \longrightarrow \infty$, mentre per $Q^2 \gg 0, \alpha_S \longrightarrow 0$. Questo comportamento è compatibile con le proprietà della libertà asintotica e della schiavitú infrarossa. Gli esperimenti indicano per Λ un valore di qualche centinaia di MeV, corrispondente a distanze del raggio di un adrone: per estrarre un *quark* da un adrone ci si trova a dover superare una barriera di potenziale infinita.

1.3 La regola di Okubo-Zweig-Iizuka e le regole di selezione per i decadimenti del charmonio

La regola di OZI postula che diagrammi a *quark* non connessi siano soppressi rispetto a diagrammi connessi. Questa regola

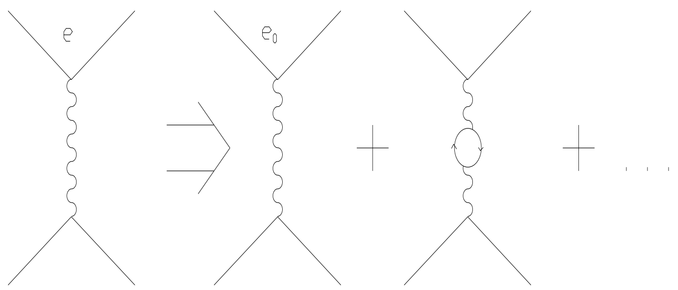

Figura 1.1: Diagrammi di polarizzazione del vuoto

spiega la esigua larghezza della J/ψ : infatti, diagrammi connessi implicano che gli stati finali contengano un quark *c*. La particella piú leggera contenente *c* è la D^0 ($c\overline{u}$); la massa di una coppia $D^0\overline{D^0}$ è però maggiore della massa della J/ψ e dunque il decadimento è proibito: sono permessi solo decadimenti con diagrammi non-connessi, che però sono soppressi (figura 1.2).

La regola di OZI può essere vista nei termini della QCD [29]. In un decadimento OZI-proibito, gli stati iniziali e finali possono interagire solo per scambio di gluoni. Non possono scambiare un solo gluone, perchè gli adroni sono un singoletto di colore: per costituire un singoletto ci vogliono due o tre gluoni. Tuttavia uno stato di due gluoni deve essere pari sotto l'operazione di coniugazione di carica, mentre la J/ψ è dispari. Uno stato di tre gluoni può invece essere pari o dispari: la J/ψ decade allora in tre gluoni, e pertanto la probabilità di decadimento, proporzionale ad α_S^3, è soppressa. Ricordando che uno stato $q\overline{q}$ è un autostato dell'operazione di coniugazione di carica (C) con autovalore $(-1)^{L+S}$ e dell'operatore parità (P) con autovalore $(-1)^{L+1}$, si ottengono le regole di selezione riportate in tabella 1.1. Per i decadimenti in piú fotoni, si ricordi inoltre che un sistema di n γ è autostato di C con autovalore $(-1)^n$.

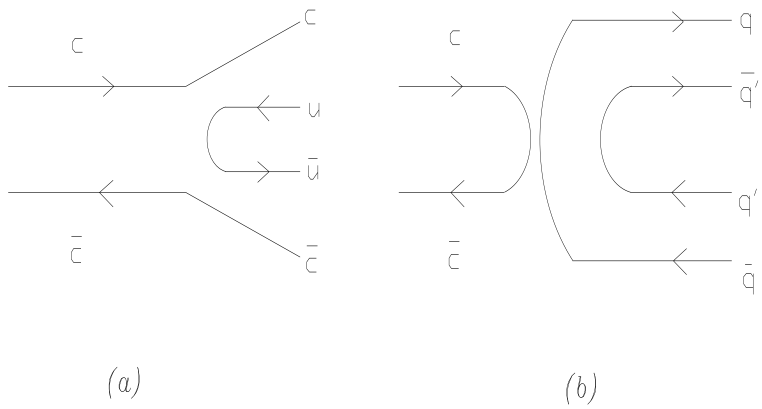

Figura 1.2: (a) Diagramma connesso (Ozi-permesso). (b) Diagramma non- connesso (Ozi-proibito)

1.4 Modelli a potenziale e calcolo dei livelli

Il comportamento di α_S descritto nei paragrafi precedenti pone un problema: i calcoli non possono essere svolti perturbativamente per piccoli q, ovvero grandi distanze, perchè la costante di accoppiamento diverge. Questo vale anche per gli stati legati $q\overline{q}$: a brevi distanze si possono usare metodi perturbativi, a grandi distanze si deve ricorrere ad altri metodi, tra i quali citiamo la *lattice QCD* (QCD "su reticolo"), che consiste nel risolvere con metodi numerici le equazioni del moto in uno spazio-tempo discretizzato. Si possono poi congiungere i due potenziali imponendo continuità e derivabilità, oppure semplicemente sommare i due contributi [29].

Un metodo fenomenologico che ha avuto successo è quello di

Stato	$^1S_0$	$^3S_1$	$^3P_1$	$^3P_0$	$^3P_1$	$^3P_2$
J^{PC}	0^{+-}	1^{--}	1^{-+}	0^{++}	1^{++}	2^{++}
Adroni	**2G**	**3G**	**3G**	**2G**	**3G**,$q\overline{q}$**G**	**2G**
Fotoni	2γ	3γ	3γ	2γ	4γ,$q\overline{q}\gamma$	2γ

Tabella 1.1: Regole di selezione per il charmonio

utilizzare un potenziale la cui forma è suggerita dalla QCD, e fare l'ipotesi che il sistema $c\overline{c}$ possa essere studiato in approssimazione non-relativistica risolvendo l'equazione di Schrödinger in cui si è inserito il potenziale in questione.

1.4.1 Non relativisticità del sistema $c\overline{c}$

Vogliamo innanzitutto verificare che è lecito, per il sistema in esame, usare i metodi non- relativistici. A questo scopo facciamo uso del teorema del viriale [30]:

$$2 < T >=< \overrightarrow{r} \cdot \overrightarrow{\nabla} V(r) >,$$

ovvero, se il potenziale è lineare,

$$2 < T >=< V > .$$

L'espressione non-relativistica per l'energia cinetica di due *quark* è $< T >= \frac{1}{2} 2m_Q < v^2 >$, per cui, dalla relazione $E =< T > + < V >$, si ha:

$$< v^2 >= \frac{E}{3m_q}.$$

Se stimiamo l'energia di legame del charmonio come

$$E \sim M_{D\overline{D}} - M_{j/\psi} \sim 640MeV,$$

e assegnamo al *quark c* una massa di 1.5 GeV, si ha

$$< v^2 >\sim 0.14.$$

1.4.2 Il potenziale di Cornell

Descriviamo qui il potenziale piú noto la cui forma è derivata dalle caratteristiche qualitative della QCD. La parte che domina a piccole distanze si ottiene assumendo che, in questo regime, l'elemento di matrice di transizione possa essere ottenuto con un calcolo al primo ordine della serie perturbativa. Il potenziale, nell'approssimazione di Born, è la trasformata di Fourier dell'elemento di matrice. I diagrammi rilevanti nell'interazione $q\overline{q}$ sono quelli mostrati in figura 1.3 (diagrammi di scambio ed annichilazione). L'elemento di matrice si calcola:

$$\mathcal{M}_{fi} = -\frac{1}{2\pi^6}\frac{m^2}{E_{p1}E_{p2}E_{q1}E_{q2}}g_S^2\frac{1}{\sqrt{3}}\delta_{ij}\frac{1}{\sqrt{3}}\delta_{kl}\times$$
$$[\frac{1}{(p_1-q_1)^2}\frac{\lambda^a_{ki}}{2}\frac{\lambda^a_{jl}}{2}\overline{u}\gamma_\mu u\overline{v}\gamma^\mu v - \frac{1}{(p_1+p_2)^2}\frac{\lambda^a_{ji}}{2}\frac{\lambda^a_{kl}}{2}\overline{u}\gamma_\mu v\overline{v}\gamma^\mu u]. \tag{1.3}$$

In parentesi quadra, il primo termine si riferisce al diagramma di scambio, il secondo a quello di annichilazione. Quest'ultimo è nullo, perchè

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

Per il primo termine si ha invece, dato che $Tr[(\lambda_a)^2] = 16$,

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

Nel limite, non relativistico, ovvero effettuando lo scambio $\gamma_\mu \longrightarrow \gamma_0$, la scrittura per l'ampiezza di diffusione diventa:

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{1}{2\pi^6}\frac{4}{3}\frac{g_S^2}{\overrightarrow{k}^2}, \quad \overrightarrow{k} = \overrightarrow{p_1} - \overrightarrow{q_1}.$$

Effettuando la trasformata di Fourier di quest'ultima espressione si ottiene il potenziale:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_S}{r},$$

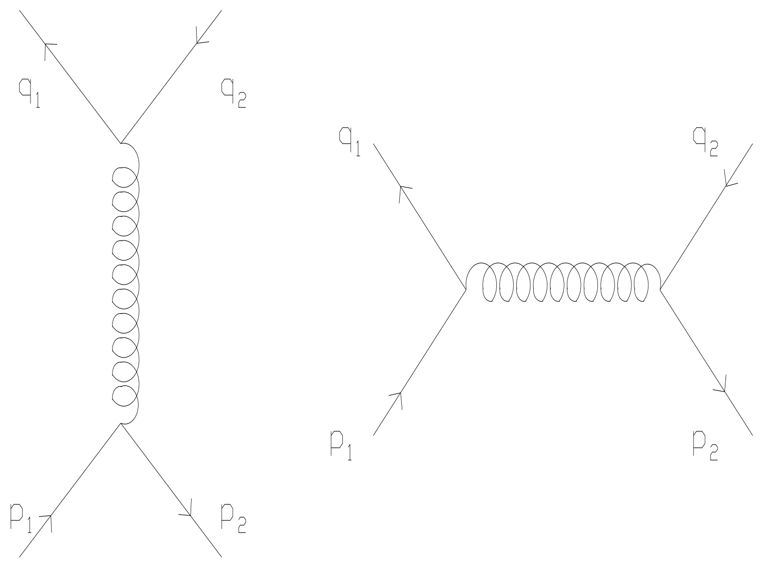

Figura 1.3: Diagrammi di scambio e di annichilazione per l'interazione $q\overline{q}$.

dove $\alpha_S = \frac{g_S^2}{4\pi}$. Si stima che questa espressione perturbativa sia valida al di sotto di 0.3 fm. Le dimensioni di un mesone sono tipicamente al di sopra di questo valore, per cui, nello studio degli stati $q\overline{q}$ è indispensabile aggiungere il termine non- perturbativo. Se si usa la QCD su reticolo nell'approssimazione "di valenza", che consiste nel trascurare creazione ed annichilazione di coppie *quark-antiquark*, si ottiene un potenziale lineare. Se si usa un approccio fenomenologico e si ipotizza una funzione del tipo $V(r) = ar^n$ per la parte relativa al confinamento, il confronto con l'esperimento conduce ad un valore di n prossimo all'unità. è dunque sensato proporre per il potenziale $q\overline{q}$ la forma:

$$V(r) =) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_S}{r} + ar, \tag{1.4}$$

che è il potenziale di Cornell.

Stato	Esperimento	Cornell
J/ψ	3.0969	3.095 (in)
COG(χ)	3.5254	3.522(in)
$\psi(2S)$	3.6860	3.684
$\psi(3770)$	3.7699	3.81
$\psi(4040)$	4.040	4.11
$\psi(4160)$	4.159	4.19
$\psi(4415)$	4.415	4.46

Tabella 1.2: Confronto tra esperimento e previsioni teoriche basate sul potenziale di Cornell. Da [21].

1.4.3 Effetti dipendenti dallo spin

Gli effetti dello spin sullo spettro dei sistemi $q\overline{q}$ cambiano a seconda che l'interazione sia del tipo vettoriale (come accade se l'interazione è dovuta allo scambio di un gluone), e diremo allora che il potenziale è del tipo $V_V(r)$, o scalare, e diremo che il potenziale è del tipo $V_S(r)$ [22]. L'interazione di tipo vettoriale ha origine dalla trasformata di Fourier di un elemento di matrice del tipo:

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

mentre l'interazione di tipo scalare deriva da

$$\mathcal{M}_{fi}^{S} = [\overline{u}(p_f)u(p_i)]V_S(Q^2)[\overline{u}(q_f)u(q_i)].$$

Ognuna di queste dà origine a forze spin-spin, spin-orbita e tensoriali. Questo si ricava espandendo le espressioni di sopra fino all'ordine β^2 (Gromes,1977) .

Interazione spin-spin

L'interazione spin-spin ha la forma

$$V_{SS} = \frac{\overrightarrow{\sigma_1} \cdot \overrightarrow{\sigma_2}}{6m_1 m_2} \nabla^2 V_V(r),$$

con m_1, m_2 massa dei ***quark*** costituenti e $\overrightarrow{\sigma}$ le matrici di Pauli o loro combinazioni che ne descrivono lo stato di spin. Il valore atteso del prodotto $\overrightarrow{\sigma_1} \cdot \overrightarrow{\sigma_1}$ è +1 per uno stato di singoletto (S=0) e -3 per uno stato di tripletto (S=1). Solo la parte vettoriale del potenziale contrubuisce a questo effetto. Se poniamo $V_V(r) = \frac{4}{3}\frac{\alpha_S}{r}$ e trascuriamo l'effetto di ∇^2 su α_S, perchè α_S varia lentamente, si ottiene l'espressione:

$$V_{SS} = \frac{8\pi\alpha_S \overrightarrow{\sigma_1} \cdot \overrightarrow{\sigma_2}}{9m_1 m_2}\delta^3(r).$$

Per la presenza della funzione δ, questa espressione è diversa da zero solo per l'onda S: l'assenza di ***splitting*** degli stati con L>0 costituisce dunque una prova della forma coulombiana del potenziale a brevi distanze.

Interazione spin-orbita

Queste forze sono presenti sia per la parte scalare, sia per la parte vettoriale dell'interazione. Per sistemi formati da due costituenti di egual massa m si ha:

$$V_{LS} = (\overrightarrow{L} \cdot \overrightarrow{S})(3\frac{dV_V}{dr} - \frac{dV_S}{dr})/2m^2 r.$$

Trascurando la variazione di α_S ed usando il potenziale 1.4 si ha:

$$H_{LS} = \frac{2\alpha_S}{m^2 r^3}\overrightarrow{L} \cdot \overrightarrow{S}.$$

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

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

Per stati $({}^3P_2, {}^3P_1, {}^3P_0)$, $< \overrightarrow{L} \cdot \overrightarrow{S} >= (1, -1, -2)$.

Forze tensoriali

La forza tensoriale ha origine dalla parte vettoriale del potenziale, ed è della forma:

$$V_{tens} = \frac{S_{12}}{12m_1m_2}(\frac{1}{r}\frac{dV_V}{dr} - \frac{dV_V^2}{dr^2}),$$

dove $S_{12} \equiv 2[3(\overrightarrow{S} \cdot \overrightarrow{r})^2 - \overrightarrow{S}^2)]$ **ha elementi di matrice non nulli solo per** $L \neq 0$**. I valori attesi per** $(^3P_2, ^3P_1, ^3P_0)$ **sono (-2/5,2,-4).**

1.5 Gli stati $^1S_0$

I singoletti di spin sono risultati gli stati piú elusivi dello spettro del charmonio : i primi candidati per uno stato $^1S_0$ **del sistema** $c\bar{c}$ **sono comparsi solo cinque anni dopo la scoperta della** J/ψ **[20].**

La η_c **ha** $J^{PC} = 0^{-+}$**, ed è stata scoperta studiando le transizioni di dipolo magnetico (M1) della** J/ψ **e della** ψ'**.**

1.5.1 Il decadimento in $\gamma\gamma$ dello stato $^1S_0$

La larghezza parziale relativa al decadimento in $\gamma\gamma$ **degli stati del charmonio è particolarmente interessante, in quanto, confrontata con la larghezza per il decadimento in due gluoni, fornisce informazioni sul valore di** α_S**. Riportiamo in questo paragrafo l'espressione che si calcola in QCD perturbativa per la larghezza parziale relativa alla reazione**

$^1L_J \longrightarrow \gamma\gamma$ **(decadimento di un singoletto di spin).**

Riassumiamo come si ricava questa quantità, traendo da [24].

Il problema è analogo a quello del calcolo del rate di annichilazione in due fotoni dello stato 1^1S_0 **del positronio (le uniche differenze sono dovute ai fattori di colore ed alla costante di accoppiamento).**

La larghezza parziale in $\gamma\gamma$ **di uno stato legato del positronio è data da:**

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega_k} = \frac{1}{32\pi^2}\sum_{\lambda_1,\lambda_2}|\mathcal{M}(\lambda_1,\lambda_2)|^2, \tag{1.5}$$

con

$$\mathcal{M}(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3}} \int d\mathbf{p} [\frac{m^2}{E_1 E_2}]^{1/2} \mathcal{M}_{fi} \Phi(\mathbf{p}), \tag{1.6}$$

dove $\mathcal{M}_{fi}$ è l'ampiezza di transizione di Feynmann, $\Phi(\mathbf{p})$ è la funzione d'onda del positronio e (λ_1, λ_2) si riferisce allo stato di polarizzazione dei due fotoni uscenti.

L'ampiezza di transizione è, all'ordine piú basso, data dai diagrammi di figura 1.4:

$$\mathcal{M}_{fi} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2,$$

in cui

$$\mathcal{M}_1 = -ie^2 \overline{v}_{p_2 s_2} \not{\epsilon}_2^* \frac{1}{\not{q}_1 - m} \not{\epsilon}_1^* u_{p_1 s_1} \tag{1.7}$$

$$\mathcal{M}_2 = -ie^2 \overline{v}_{p_2 s_2} \not{\epsilon}_1^* \frac{1}{\not{q}_2 - m} \not{\epsilon}_2^* u_{p_1 s_1}. \tag{1.8}$$

Per i momenti valgono le relazioni $q_1 = p_1 - k_1 = k_2 - p_2$ e $q_2 = p_1 - k_2 = k_1 - p_2$. Nel centro di massa, definiamo $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2 \equiv \mathbf{p}$, $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2 \equiv \mathbf{k}$, $E_1 = E_2 = \sqrt{p^2 + m^2} \equiv E$ e $k_1^0 = k_2^0 = |\mathbf{k_i}| \equiv \omega$.

Per la valutazione di $\mathcal{M}_{fi}$ si introducono gli spinori di Dirac:

$$u_{ps_1} = (\frac{E+m}{2m})^{1/2} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{p}}{E+m} \end{pmatrix} u_{s_1} \tag{1.9}$$

$$v_{-ps_2} = (\frac{E+m}{2m})^{1/2} \begin{pmatrix} -\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{p}}{E+m} \\ 1 \end{pmatrix} v_{s_2}, \tag{1.10}$$

dove u_s, v_s sono i soliti spinori di Pauli nel sistema di riposo:

$$u_\uparrow = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \; u_\downarrow = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

$$v_\uparrow = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \; v_\downarrow = \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Si può allora scrivere:

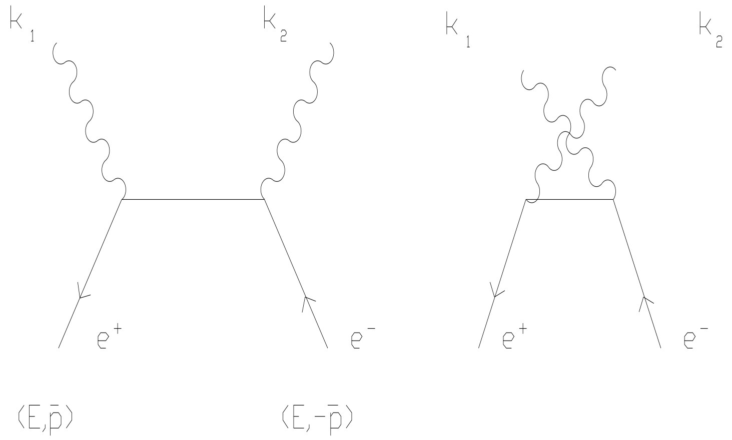

Figura 1.4: Diagrammi per l'annichilazione del positronio in due fotoni.

$$\mathcal{M}_{fi} = -\frac{E+m}{2m} v_{s_2}^{\dagger} [\frac{\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}}{E+m}\mathcal{O}_{11} + \frac{\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}}{E+m}\mathcal{O}_{12} + \frac{\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}}{E+m}\mathcal{O}_{21} + \frac{\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}}{E+m}\mathcal{O}_{22}] u_{s_1}, \tag{1.11}$$

dove $\mathcal{O}_{ij}$ sono sottomatrici 2×2 della matrice di Dirac

$$\mathcal{O} = -ie^2\{\not{\epsilon}_2^* \frac{1}{\not{q}_1 - m} \not{\epsilon}_1^* + \not{\epsilon}_1^* \frac{1}{\not{q}_2 - m} \not{\epsilon}_2^*\}, \tag{1.12}$$

e sono definite da

$$\mathcal{O} = \begin{pmatrix} \mathcal{O}_{11} & \mathcal{O}_{12} \\ \mathcal{O}_{21} & \mathcal{O}_{22} \end{pmatrix}.$$

Ad esempio, si calcola

$$\mathcal{O}_{11} = \frac{ie^2}{2E\omega}(E-\omega-m)[\frac{\tilde{\epsilon}_2^*\tilde{\epsilon}_1^*}{1-\beta\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}} + \frac{\tilde{\epsilon}_1^*\tilde{\epsilon}_2^*}{1+\beta\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}}], \tag{1.13}$$

essendosi introdotta la notazione $\tilde{a} \equiv \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{a}$ e $\beta = p/E$. Per l'ampiezza di transizione di uno stato di spin nullo, dove scompaiono gli elementi di matrice di $\boldsymbol{\sigma}$, si trova:

$$\mathcal{M}_{fi}(S=0) = -\frac{e^2\mathbf{k}\cdot(\epsilon_1^*\times\epsilon_2^*)}{\sqrt{2}E}[\frac{1}{1-\beta\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}} + \frac{1}{1+\beta\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}}]. \tag{1.14}$$

Combinando 1.5, 1.6 e 1.14 si ha, dopo aver sommato sui possibili stati di polarizzazione dei fotoni e integrato sullo spazio delle fasi:

$$\Gamma^J(e^+e^- \longrightarrow \gamma\gamma) = \frac{2\alpha^2}{\pi m^2})|\int_0^\infty dp\ p^2\phi(p)[\frac{1-\beta^2}{\beta}Q_j(\beta^{-1})]|^2, \tag{1.15}$$

dove $Q_j(x)$ è la funzione di Legendre del secondo tipo.

Effettuando ora il limite non-relativistico, ovvero impiegando le forme asintotiche di $Q_j(x)$, ponendo $\beta \approx p/m$ ed assumendo $\beta \ll 1$ questo diventa:

$$\Gamma^J_{nr}(e^+e^- \longrightarrow \gamma\gamma) = \frac{2^{2J+1}(J!)^4}{\pi(2J+1)!^2}\frac{\alpha^2}{m^{2J+1}}|\int_0^\infty dp\ p^{J+2}\phi(p)|^2. \tag{1.16}$$

Questo risultato può essere espresso in termini della funzione d'onda nello spazio delle coordinate, $R(r)$, definita tramite $\psi_{nl}^m = R(r)_{nl}Y_l^m(\theta,\phi)$ e normalizzata come $\int r^2|R(r)|^2dr = 1$, usando il risultato:

$$\int_0^\infty dp\ p^{J+2}\phi(p) = [\frac{\pi}{2}^{1/2}](-i)^J\frac{(2J+1)!!}{J!}R^{(J)}(0). \tag{1.17}$$

Con questo si ha

$$\Gamma_{nr}^{J}(e^+e^- \longrightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2}{m^{2J+2}}|R^{(J)}(0)|^2. \tag{1.18}$$

e

$$\Gamma(^1S_0 \longrightarrow 2\gamma) = \frac{\alpha^2}{m^2}|R_S(0)|^2. \tag{1.19}$$

Questo risultato è stato derivato in [16] e ha una semplice interpretazione fisica [14]. Con probabilità α l'elettrone (o il positrone) emette un quanto (γ) di energia $\sim m_e$. In questo processo riceve un momento di rinculo dell'ordine di m_e. In accordo con il principio di indeterminazione, una tale fluttuazione dell'energia può durare solo per un tempo $1/m_e$. Il fotone può diventare reale solo se, entro questo tempo, l'elettrone incontra il positrone. Nell'intervallo di tempo $1/m_e$, l'elettrone può percorrere una distanza $\lesssim 1/m_e$, che è molto più piccola del "raggio atomico" del positronio. L'annichilazione può dunque accadere solo se e^+ e e^- si trovano entrambi in un volume di dimensioni $(1/m_e)^3$. La probabilità che questo avvenga è data da:

$$|\psi(0)|^2(\frac{1}{m_e})^3.$$

Inoltre, la probabilità che elettrone e positrone, quando sono sufficientemente vicini, annichilino in un fotone è ancora α. Tenendo conto di tutti questi fattori, si ottieme per la frequenza di transizione (=probabilità di transizione/ tempo di durata delle fluttuazioni):

$$\Gamma \propto \alpha^2|\psi(0)|^2(\frac{1}{m_e})^3/\frac{1}{m_e},$$

in accordo con la 1.19.

Vediamo quali sono le modifiche da apportare nel passaggio dal positronio al charmonio. L'ampiezza di annichilazione in due fotoni per una coppia $c\bar{c}$ nel singoletto di colore è :

$$\sqrt{3}Q_c^2 4\pi\alpha\mathcal{M}_{\mu\nu}\epsilon_\mu^1\epsilon_\nu^2, \tag{1.20}$$

dove $\mathcal{M}_{\mu\nu}$ è l'ampiezza di Dirac per l'annichilazione di una coppia particella- antiparticella divisa per $4\pi\alpha$, Q_c è la carica del quark, ϵ^k sono i vettori di polarizzazione dei fotoni.

Il fattore $\sqrt{3}$ è il fattore di colore: infatti lo stato di singoletto di colore è proporzionale a ;

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(\overline{c}^1 c_1 + \overline{c}^2 c_2 + \overline{c}^3 c_3),$$

dove 1,2,3 sono gli indici di colore, e tutti i tre termini contribuiscono ugualmente alla transizione, in quanto la corrente elettromagnetica è un singoletto di colore.

Per l'annichilazione in due gluoni si ha invece [15]:

$$4\pi\alpha_s \mathcal{M}_{\mu\nu} \frac{1}{\sqrt{3}} Tr(\frac{\lambda_a}{2}\frac{\lambda_b}{2}) e^a_\mu(1) e^b_\nu(2),$$

dove adesso $e(i)$ sono le funzioni d'onda dei gluoni. Il rapporto tra l'ampiezza gluonica e fotonica è allora:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(c\overline{c} \longrightarrow 2g)}{\Gamma(c\overline{c} \longrightarrow 2\gamma)} &= \frac{\alpha_S^2}{Q_c^4 \alpha^2} \sum_{a,b} (\frac{Tr(\lambda_a \lambda_b)}{4\sqrt{3}\sqrt{3}})^2 = \\ &= \frac{\alpha_S^2}{Q_c^4 \alpha^2} \sum_{a,b} (\frac{\delta_{ab}}{6})^2 = \frac{2}{9} \frac{\alpha_S^2}{Q_c^4 \alpha^2} = \\ & \qquad \frac{9}{8} \frac{\alpha_S^2}{\alpha^2}. \end{aligned} \tag{1.21}$$

Con questo abbiamo, per lo stato $^1S_0$ del charmonio (quarkonio) [11]:

$$\Gamma(^1S_0 \longrightarrow \gamma\gamma) = 12\pi\alpha^2 e_Q^4 \frac{|\psi_S(0)|^2}{m_Q^2}. \tag{1.22}$$

Correzioni al primo ordine

La correzione al primo ordine per l'ampiezza di decadimento 1.22 è dovuta al contributo dei diagrammi mostrati in figura 1.5. In generale si può scrivere per la larghezza parziale:

$$\Gamma(q\overline{q} \longrightarrow f) = A[\alpha_S(\mu)^p][1 + B(\mu)\alpha_S(\mu) + O(\alpha_S^2)], \tag{1.23}$$

dove p è una potenza che dipende dal processo considerato. Da [18] e [11] si ha, per lo stato $^1S_0$ che decade in due fotoni, il valore:

$$B = \pi^2/3 - 20/3 = -3.38, \tag{1.24}$$

mentre, per il decadimento in due gluoni, si ha:

$$B = \beta_0 \ln(\mu/m_Q) + \frac{159}{6} - 31\pi^2/24 - 11\ln 2 + n_f(-8/9 + \frac{2}{3}\ln 2) \sim 4.8 \ (\eta_c), \tag{1.25}$$

dove $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$.

In [19],[24] si stima per la larghezza parziale in $\gamma\gamma$ della η_c il valore ≈ 4.8 KeV. La quantità più interessante per il confronto con l'esperimento, e cioé il rapporto tra le larghezze gluoniche e fotoniche, diventa allora:

$$\frac{\Gamma(\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\eta_c \longrightarrow gg)} = \frac{9\alpha_S(m_c)^2}{8\alpha^2}\frac{1 - 3.4\alpha_S/\pi}{1 + 4.8\alpha_S/\pi}. \tag{1.26}$$

.

Nel caso della η_c la larghezza parziale per il decadimento in due gluoni può essere ritenuta coincidente con la larghezza totale, in quanto è piccola la Γ per transizioni radiative.

1.6 Gli stati ^3P_J

Gli stati ^3P_J conosciuti sono χ_0, χ_1, χ_2. Furono inizialmente osservati tramite i decadimenti radiativi della ψ', ed essi stessi decadono in parte tramite transizioni radiative verso la J/ψ.

Le distribuzioni angolari per i decadimenti radiativi $2S \longrightarrow 1P$ e $1P \longrightarrow 1S$ sono in accordo con l'ipotesi che la transizione di dipolo elettrico (E1) sia dominante.

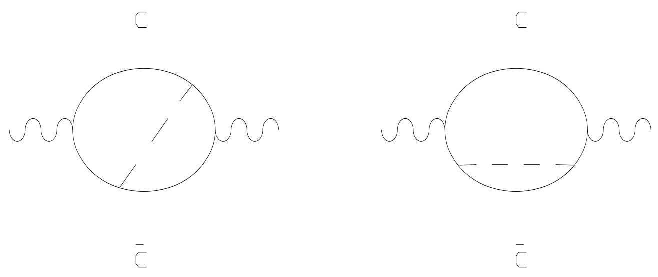

Figura 1.5: Diagrammi che contribuiscono alle correzioni al primo ordine perturbativo.

Gli stati in discussione possono anche decadere in due fotoni (solo χ_0, χ_2)[1] e due gluoni.

1.6.1 Decadimento in $\gamma\gamma$ dello stato $^3P_2$

L'annichilazione della coppia $q\overline{q}$ è soppressa negli stati P dalla barriera di potenziale introdotta dal momento angolare, che allontana i quark. Ogni variazione $\delta l = 2$ porta la $\Gamma_{\gamma\gamma}$ a una diminuzione di due ordini di grandezza [24]. Il calcolo dell'ampiezza di transizione per il processo $^3P_J \longrightarrow 2\gamma$ ricalca il procedimento seguito nel paragrafo precedente [15].

Per lo stato $^3P_2$ del positronio si trova:

$$\Gamma(^3P_2 \longrightarrow 2\gamma) = \frac{4}{5}\frac{3\alpha^2}{m^4}|R'_P(0)|^2,$$

[1] Ricordiamo infatti che l'autovalore dell'operatore di coniugazione di carica è, per lo stato χ_1, $(-1)^{L+S} = -1$, mentre un sistema di n fotoni ha autovalore di $C = (-1)^n$.

e per il charmonio (quarkonio) [11]:

$$\Gamma(\chi_c 2 \longrightarrow \gamma\gamma) = 36 e_Q^4 \alpha^2 |R'_{nP}(0)|^2 / 5 m_Q^4, \tag{1.27}$$

dove R è la parte radiale della funzione d'onda.

Si può capire perchè per un'onda P compaia la derivata della funzione d'onda nell'origine invece che la funzione d'onda stessa con le seguenti considerazioni [17]. L'ampiezza di decadimento ha una forma del tipo (confronta 1.6):

$$A(i \longrightarrow f) = \int F(\mathbf{p})\phi(\mathbf{p}) d^3 p, \tag{1.28}$$

con F una qualche funzione dell'impulso. Sfruttando il fatto che la fuzione d'onda $\phi(\mathbf{p})$, nel regime non-relativistico, è sensibilmente diversa da zero solo per piccoli momenti, possiamo sviluppare in serie:

$$\begin{aligned} A(i \longrightarrow f) = \int F(\mathbf{p})\phi(\mathbf{p})\mathbf{d^3p} = \int (\mathbf{F(0)} + \mathbf{p_j}\frac{\partial \mathbf{F(0)}}{\partial \mathbf{p_j}})\phi(\mathbf{p})\mathbf{d^3p} = \\ = (2\pi)^3 F(\mathbf{p}=0)\phi(\mathbf{r}=0) + \frac{(2\pi)^3}{i}\frac{\partial F(\mathbf{p}=0)}{\partial p_j}\frac{\partial \phi(\mathbf{r}=0)}{\partial x_j}. \end{aligned} \tag{1.29}$$

La funzione d'onda idrogenoide (che, assumiamo, non differisce di molto da quella dello stato legato quark-antiquark) in onda P si annulla però nell'origine, e quindi rimane il solo termine con la derivata prima.

Correzioni al primo ordine

Le correzioni al primo ordine in α_S sono quelle date dai diagrammi di figura 1.5. Esse vengono scritte nella forma 1.23. Si trova che per il decadimento ${}^3P_2 \longrightarrow 2\gamma$ la correzione da apportare è:

$$1 - \frac{16\alpha_S}{3\pi}, \tag{1.30}$$

mentre per ${}^3P_2 \longrightarrow 2g$ risulta:

$$1 - \frac{2.2\alpha_S}{\pi}. \tag{1.31}$$

Il rapporto tra le larghezze parziali fotonica e gluonica è allora [**11**]:

$$\Gamma(\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(\chi_2 \longrightarrow gg) = \frac{9\alpha_S^2}{8\alpha^2}[\frac{1 - 2.2\alpha_S/\pi}{1 - 16\alpha_S/3\pi}]. \tag{1.32}$$

Nel caso della χ_{2c} la larghezza gluonica si ottiene sottraendo alla larghezza totale la larghezza per le transizioni radiative.

Una trattazione piú specifica degli stati P è proposta in [**23**].

In questo lavoro, gli autori sottolineano come una trattazione rigorosa degli stati P richieda una netta separazione tra effetti a breve distanza, che possono essere trattati in modo perturbativo in serie di α_S, e effetti a lunga distanza. I due parametri fenomenologici che entrano nella descrizione di questi decadimenti sono $R'_{nP}(0)$ e la probabilità che il quark e l'anti-quark si trovino in onda S e in uno stato di ottetto di colore. Questo può sembrare strano, essendo abituati a pensare ai mesoni come stati legati $q\overline{q}$ in singoletto di colore. Va invece ricordato che ogni mesone può essere pensato come una sovrapposizione di molte componenti, ognuna delle quali può contenere un numero qualsiasi di quark e gluoni:

$$|M >= \psi_{q\overline{q}}|q\overline{q} > + \psi_{q\overline{q}g}|q\overline{q}g > + ... \tag{1.33}$$

In alcune di queste componenti, come $|q\overline{q}g >$, il quark e l'anti-quark sono in uno stato di ottetto di colore. La probabilità associata al termine $|q\overline{q}g >$ e superiori è dell'ordine v^2 (i quark pesanti non irradiano facilmente un gluone). Di conseguenza, in molte applicazioni, come lo studio dei decadimenti degli stati S, tali componenti sono trascurabili.

In onda P, tuttavia, il termine $|q\overline{q}>$ è soppresso dalla barriera di potenziale dovuta al momento angolare, mentre la componente $|q\overline{q}g>$, essendo in onda S, non lo è: allora le parti in $|q\overline{q}>$ e $|q\overline{q}g>$ possono essere dello stesso ordine di grandezza. Si deve scrivere quindi:

$$\Gamma(n(^{2S+1}P) \to X) = H_1(n)\hat{\Gamma}_1(q\overline{q}(^{2S+1}S) \to X) + H_8(n))\hat{\Gamma}_8(q\overline{q}(^{2S+1}S) \to X), \tag{1.34}$$

dove gli effetti non-perturbativi sono contenuti nelle funzioni H_i, e $\hat{\Gamma}_1$ e $\hat{\Gamma}_8$ sono le larghezze dei sottoprocessi per l'annichilazione della coppia quark- antiquark nello stato di momento angolare indicato e, rispettivamente, in singoletto e ottetto di colore. Tali larghezze sono calcolate perturbativamente. Per le quantità H_i si ha:

$$\begin{aligned} H_1(n) &\approx \frac{9}{2\pi}\frac{|R'_{nP}|^2}{m_Q^4}, \\ H_8(n) &\approx \frac{16}{27\beta_0}\ln(\frac{\alpha_S(E_n)}{\alpha_S(m_Q)})H_1(n), \end{aligned} \tag{1.35}$$

dove E_n è l'energia di legame, mentre per le $\hat{\Gamma}_i$ rimandiamo alla tabella 1.3.

Passando al decadimento in $\gamma\gamma$ degli stati $^3P_2$ e $^3P_0$, la formula 1.34 si riduce al solo termine relativo al singoletto, perché la conservazione del colore impedisce l'annichilazione del $q\overline{q}$ in uno stato di ottetto:

$$\Gamma(n(^{2S+1}P) \longrightarrow \gamma\gamma) = H_1(n)\hat{\Gamma}_1(q\overline{q}(^{2S+1}P) \longrightarrow \gamma\gamma). \tag{1.36}$$

È interessante considerare combinazioni in cui H_1 e H_8 si semplificano. Per la χ_2 si ha, al primo ordine in v^2:

$$\frac{\Gamma(^3P_2 \longrightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(^3P_2 \longrightarrow gg) - \Gamma(^3P_1 \longrightarrow gg)} \approx \frac{9}{2}e_Q^4(\frac{\alpha}{\alpha_S(m_Q)})^2. \tag{1.37}$$

Decadimento	$\hat{\Gamma}_1$	**sottoprocesso di singoletto**	$\hat{\Gamma}_8$	**sottoprocesso di ottetto**
$^3P_2 \to LH$	$(16\pi/45)\alpha_S^2$	$^3P_2 \to gg$	$(\pi n_f/3)\alpha_S^2$	$^3S_1 \to gg$
$^3P_1 \to LH$	$O(\alpha_S^3)$		$(\pi n_f/3)\alpha_S^2$	$^3S_1 \to gg$
$^3P_2 \to \gamma\gamma$	$(8\pi/5)e_Q^4\alpha^2$	$^3P_2 \to \gamma\gamma$	**0**	
$^3P_0 \to \gamma\gamma$	$6\pi e_Q^4\alpha^2$	$^3P_0 \to \gamma\gamma$	**0**	

Tabella 1.3: Larghezze parziali delle componenti di singoletto e di ottetto per alcuni stati P del quarkonio (LH= light adrons. Da [23]).

La predizione per il *branching ratio* in due fotoni dello stato $^3P_2$ del charmonio ricavata dalla formula 1.37 è:

$$B(\chi_{2c} \longrightarrow \gamma\gamma) = 4.1 \pm 1.1 \times 10^{-4}(\pm 36\%), \tag{1.38}$$

dove il primo errore è dovuto alle incertezze sui parametri (sperimentali) in ingresso, il secondo è una stima della possibile inaccuratezza della teoria, dovuta a correzioni reletivistiche e di ordine superiore.

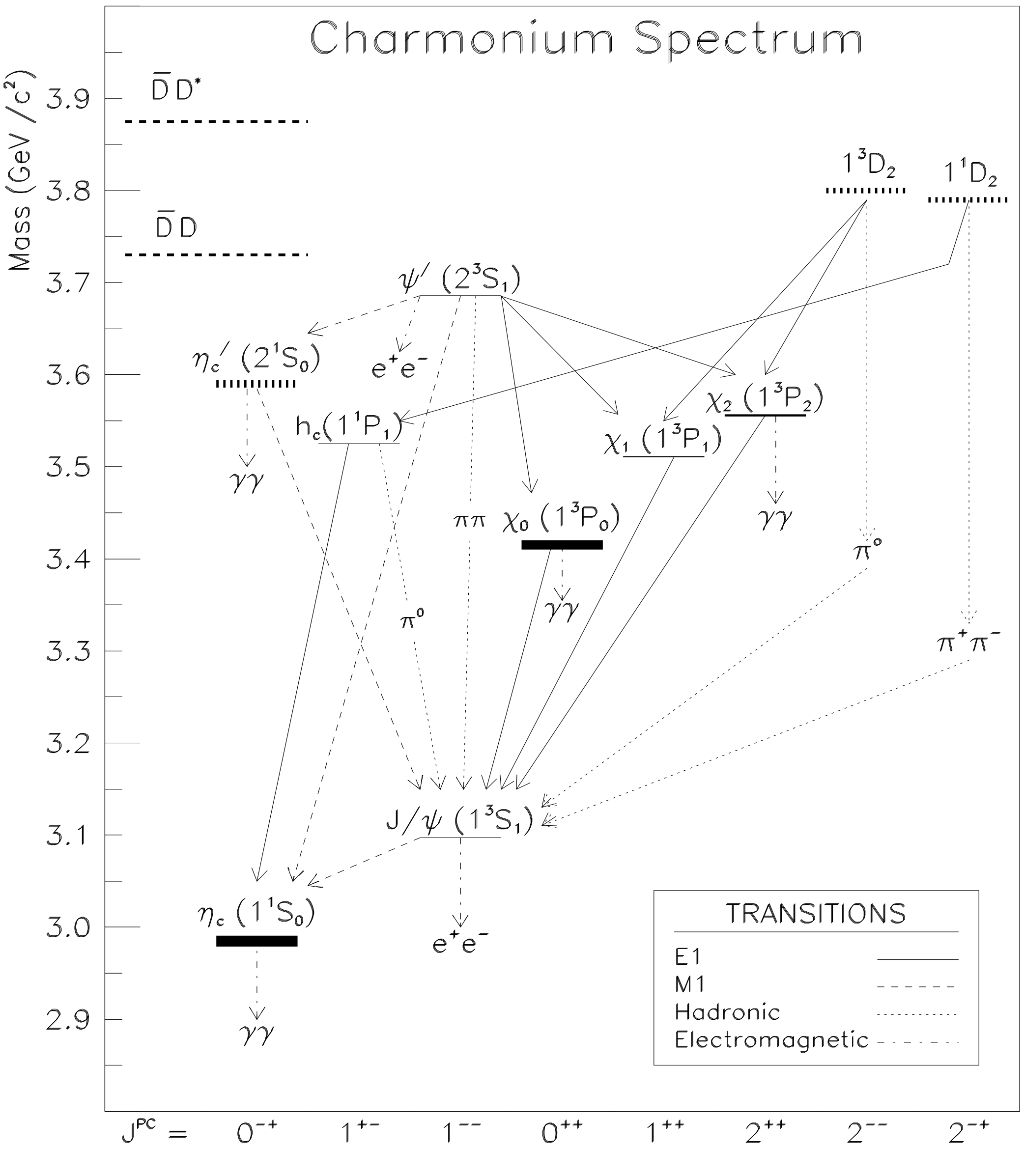

Figura 1.6: Spettro del charmonio.

Capitolo 2

L'esperimento E835 a Fermilab: apparato sperimentale

L'obbiettivo principale dell'esperimento E835 è lo studio spettroscopico degli stati del charmonio attraverso i loro decadimenti elettromagnetici. Le risonanze sono formate direttamente in annichilazioni protone-antiprotone. Gli elementi fondamentali dell'esperimento sono:

- la sorgente di antiprotoni (474 m circa di lunghezza)
- il bersaglio di idrogeno gassoso ad alta densità
- il rivelatore vero e proprio

In questo capitolo verranno approfondite le voci sopracitate.

2.1 La Antiproton Source

La *Antiproton Source* è una macchina studiata per essere in grado di fornire un grande numero di antiprotoni (fino a 80×10^{10}, corrispondenti a una corrente di 80 mA) con una elevata risoluzione in impulso($\frac{\Delta p}{p} = 5 \times 10^{-4}$). A questo scopo si avvale della tecnica del raffreddamento stocastico, il quale è inoltre fondamentale per compensare la crescita dell'emittanza dovuta alle interazioni

del fascio con l'idrogeno del bersaglio. La produzione degli antiprotoni parte da un fascio di protoni che, dopo aver subito i due primi stadi di accelerazione nell'*Acceleratore Lineare* e nel *Booster*, sono iniettati nel Main Ring. Qui i protoni sono accelerati fino un'energia di 120 GeV, prima di venire in parte estratti (i rimanenti continuano verso altri stadi di accelerazione per essere poi estratti verso i bersagli di altri esperimenti). Lungo una linea separata, le particelle interagiscono con un bersaglio di tungsteno: a valle del bersaglio vengono selezionati antiprotoni di 8.8 GeV/c, con un'efficienza tipica di 16 antiprotoni ogni 10^6 protoni. Gli antiprotoni sono quindi introdotti nel *Debuncher*, dove da un regime nel quale sono "impacchettati", con l'uso di cavità risonanti a radiofrequenza, vengono portati ad uno in cui le particelle sono uniformemente distribuite lungo l'anello. In questa fase si ha pure il decadimento di pioni e muoni provenienti dal bersaglio primario. Gli antiprotoni passano quindi all'accumulatore, dove, raggiunta la quantità desiderata, sono pronti per essere di nuovo in parte riimpacchettati e decelerati all'energia della risonanza che si vuole studiare.

2.1.1 Misure di energia del fascio

Una buona misura dell'energia nel fascio di $\overline{p}$ e della sua distribuzione è essenziale in questo esperimento. La precisione con cui si misura l'energia del fascio influenza la determinazione della massa della risonanza in studio, mentre la precisione della misura della larghezza del fascio influenza la determinazione della larghezza di una risonanza stretta.

La misura dell'energia media del fascio (E_{beam}) e della sua larghezza media ($\sigma_{E_{beam}}$) sono basate sulla misura della frequenza di rivoluzione e della lunghezza dell'orbita. Infatti si ha che la velocità del fascio è data da :

$$c\beta = fL$$

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

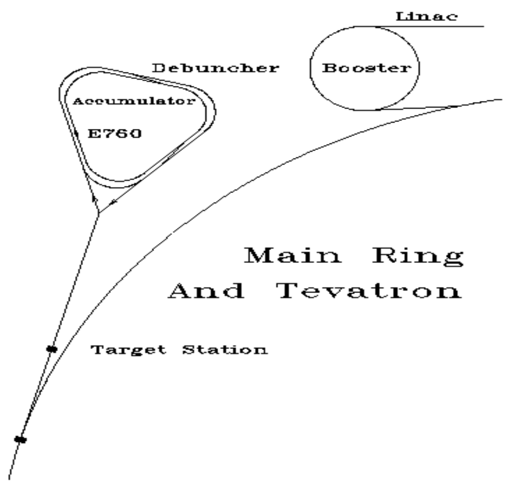

Figura 2.1: Schema del sistema di accelerazione dei protoni e della Antiproton Source. Quest'ultima è stata inizialmente studiata per iniettare antiprotoni nel Tevatron, il collider del Fermilab

La frequenza di rivoluzione viene determinata analizzando lo *Schottky noise*: il picco nella distribuzione spettrale di questo corrisponde alla f.

La lunghezza dell'orbita è invece stimata misurando la deviazione del fascio da un'orbita di rifermento, fissata alla ψ' per energie superiori a quella di transizione della macchina e alla J/ψ per energie sotto transizione. La valutazione della deviazione è fornita, con la precisione di circa 1 mm, da 48 rivelatori installati lungo l'anello,detti BPM (*Beam Position Monitor*). La lunghezza dell'orbita risulta quindi:

$$L = L_0 + \overrightarrow{C} \cdot (\overrightarrow{x} - \overrightarrow{x_0}),$$

dove $\overrightarrow{C}$ è un vettore di costanti che dipendono dalla struttura del

reticolo della macchina, $\vec{x}$ è il vettore che contiene le misure dei BPM per l'orbita in esame e $\vec{x_0}$ quelle per l'orbita di riferimento.

L'incertezza sulla misura della frequenza dei rivoluzione è trascurabile($\Delta f/f = \pm 2\times 10^{-7}$), e dunque l'errore ΔM_R sulla massa risonante di riferimento dipende solo dall'errore sulla misura della lunghezza dell'orbita di riferimento ΔL_0 :

$$\frac{\Delta L_0}{L_0} = \frac{M_R}{\gamma_0^3 \beta_0^3 {m_p}^2} \Delta M_R$$

L'incertezza sulla massa della ψ' di $\pm$**0.1** MeV/c^2 si traduce in un'incertezza sulla determinazione dell'orbita di $\pm$**0.67** mm a quell'energia. Invece una σL_{orb} di 0.67mm si traduce in un'incertezza di 0.033 MeV/c^2 all'energia di formazione della J/ψ.

2.2 Il bersaglio di idrogeno

Il bersaglio di E835 è costituito da un jet di idrogeno gassoso ad alta densità (fino a 3×10^{14} $\frac{atomi}{cm^3}$). Raggiungere queste densità è possibile grazie al fenomeno della clusterizzazione: il gas esce dal nozzle in condizioni di sovrasaturazione e, dopo un certo tragitto, cominciano a formarsi dei nuclei di condensazione, detti appunto cluster, che sono delle molecole di idrogeno legate dalle forze di Van der Waals. A valle del nozzle, dei diaframmi selezionano solo la parte centrale del getto e ne determinano le dimensioni. È possibile regolare con precisione pressione e temperatura del nozzle, e quindi variare la densità del bersaglio di idrogeno; le temperature di lavoro tipiche sono intorno ai 20÷25 K. La densità del bersaglio è inversamente proporzionale alla velocità delle molecole, la quale è a sua volta proporzionale a $\sqrt{T}$.

La luminosità istantanea è data dalla relazione:

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

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

Esiste un sistema di autoregolazione che aggiusta la densità in modo da mantenere costante la luminosità istantanea al diminuire delle dimensioni dello stack di antiprotoni.

Una serie di pompe turbomolecolari garantisce il recupero dell'idrogeno residuo tra i diaframmi e oltre il fascio di antiprotoni, in modo da non compromettere il vuoto dell'acceleratore, che è dell'ordine di $\mathbf{10^{-8}}$ $Torr$.

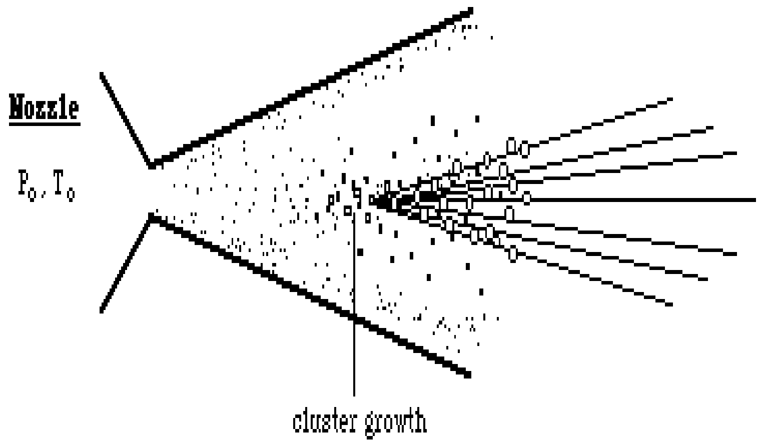

Figura 2.2: Formazione dei cluster

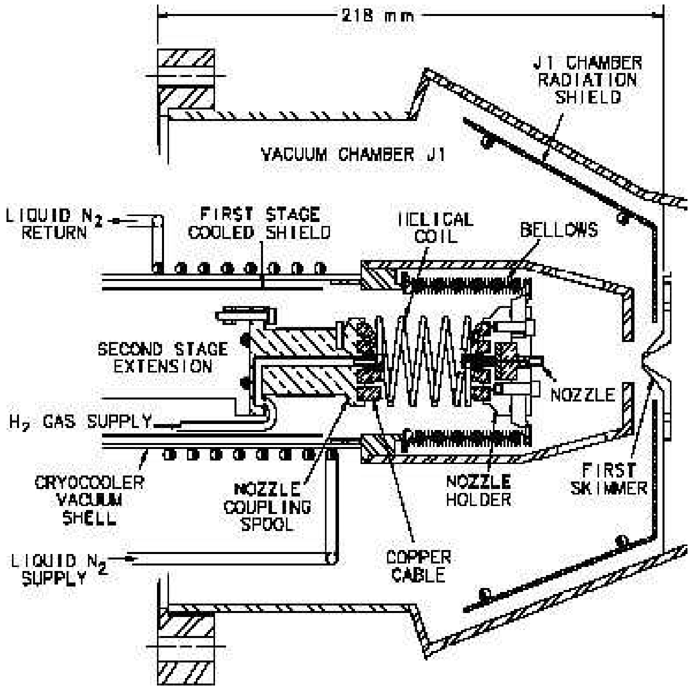

Figura 2.3: Sezione dello stage di produzione del bersaglio di idrogeno

2.3 Il rivelatore

Gli elementi che costituiscono il rivelatore di E835 sono: gli odoscopi del trigger, i rivelatori interni per il tracciamento, il rivelatore Cherenkov, i calorimetri centrali ed in avanti, il monitor della luminosità.

2.3.1 Odoscopi

Quattro set di scintillatori sono presenti in E835; essi vengono impiegati nel trigger.

- **H1, composto da otto elementi parallelepipeidali di scintillatore plastico, dello spessore di circa 2mm, disposti attorno alla**

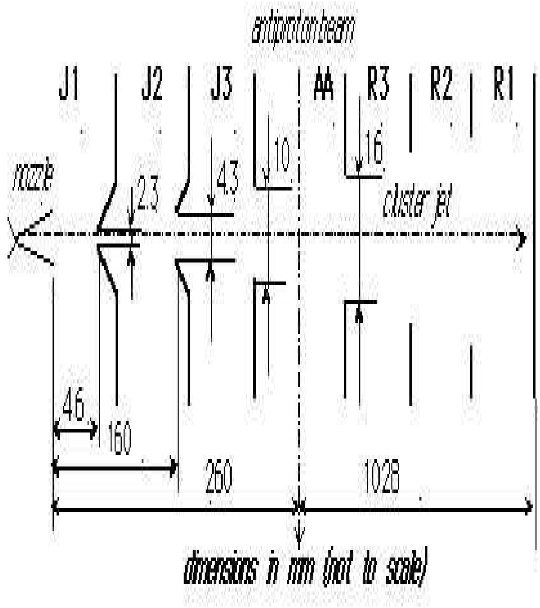

Figura 2.4: Schema del sistema di diaframmi e di recupero dell'idrogeno

beam pipe. Gli scintillatori sono connessi ai dei fotomoltiplicatori tramite guide di luce in plexiglass. La copertura polare di H1 è 9° -65°.

- **H2', composto da ventiquattro elementi di scintillatore plastico, spessi circa 4mm.**
- **H2, composto da 32 elementi di scintillatore; copre la regione polare tra 12° e 65°.**
- **Forward Veto, composto da otto elementi piani di forma trapezioidale, posti perpendicolarmente all'asse del fascio.**

2.3.2 Camere a Straw

In numero di due, servono a determinare, in un sistema di coordinate polari, l'angolo azimutale che la particella forma con un asse

di riferimento(ϕ). Ognuna delle camere è composta da due strati di 128 straw (cannucce), il cui diametro varia dai 5 mm dello strato interno della prima camera ai 12.1 mm dello strato esterno della seconda camera. Nelle straw flussa una miscela di Argon, CO_2 e Metano. Quando una particella carica attraversa la cannuccia libera coppie elettrone-ione, le quali migrano a causa della differenza di potenziale che si instaura tra lo strato di alluminio che ricopre la supericie interna dei tubi di mylar ed il filo anodico che è installato in coincidenza con l'asse degli stessi. Misurando il tempo di deriva delle coppie si risale alla posizione in cui la particella ha ionizzato.

2.3.3 Silici

Il rivelatore al silicio è impiegato per la ricostruzione dell'angolo polare delle tracce cariche. È costituito da 24 lastre contenenti ciascuna 192 ***microstrip*** (2.9 mm $\times$ 25.9 mm $\times$ 350 μm), per un totale di 4608 canali. Quando una particella carica attraversa il silicio rilascia un numero di coppie elettrone-lacuna proporzionale all'energia rilasciata. La risoluzione spaziale che si puø' ottenere è dell'ordine dei 60μm.

2.3.4 Fibre Scintillanti

Questo rivelatore cilindrico è formato da due strati concentrici di 430 fibre ottiche ciascuno. Le fibre sono usate per determinare l'angolo polare che le particelle cariche formano con un asse di riferimento (assunto coincidente con la direzione del fascio), tra 15 $^\circ$ e 65° [1]. Ogni fibra descrive una spirale in un piano normale all'asse del cilindro.

La luce di scintillazione è rivelata da 144 chip VLPC (per un totale di 1152 pixel), raggruppati in 9 cassette tenute ad una temperatura di 6.5 K in un dewar di elio liquido. I VLPC sono dei rivelatori a stato solido con alta efficienza quantica nella regione del visibile (.7) ed un elevata capacità di conteggio (fino a $10^8\gamma$/sec/pixel). La lettura delle fibre si effettua su tutti i canali sia tramite ADC, per misure di dE/dx, sia tramite TDC per l'informazione temporale.

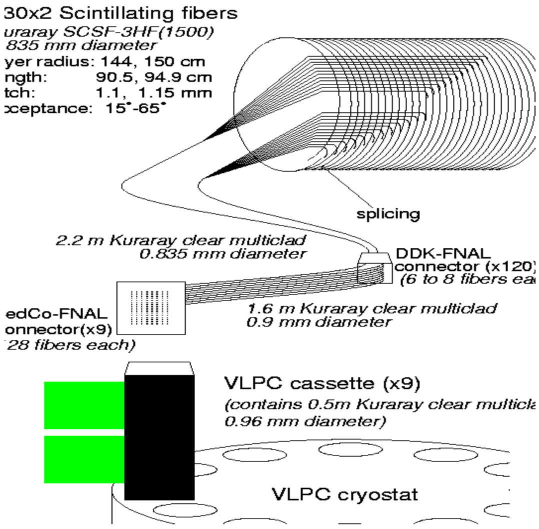

Figura 2.5: Schema del rivelatore a fibre ottiche

2.3.5 Cherenkov

Il rivelatore a effetto Cherenkov serve a distinguere gli elettroni dalle altre particelle cariche, in particolare dal fondo adronico. Esso è diviso in due sezioni in θ: una per $15^\circ < \theta < 34^\circ$, l'altra per $15^\circ < \theta < 34^\circ$. Ognuna di queste è a sua volta divisa in otto sezioni in ϕ, per un totale di 16 fotomoltiplicatori. Le sezioni in avanti sono riempite di CO_2 (indice di rifrazione: 1.000410), quelle all'indietro di Freon13 (indice di rifrazione: 1.00720); entrambi i gas sono a pressione e temperatura ambiente. Nelle sezioni a piccoli θ degli specchi ellissoidali indirizzano i fotoni Cherenkov verso il fotomoltiplicatore, nelle sezioni a grandi θ questo compito è svolto da un sistema composto da uno specchio piano ed uno sferico. Per queste ultime sezioni si è scelto un gas dall'indice di rifrazione piú alto per compensare il fatto che il tragitto delle particelle è piú breve (il numero di fotoni Cherenkov per unità di lunghezza è infatti

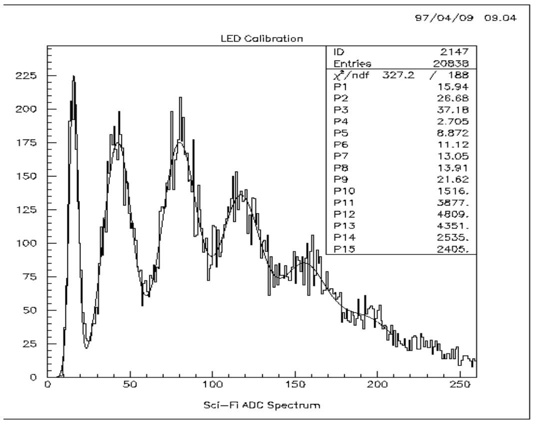

Figura 2.6: Spettro ADC per il rivelatore a fibre ottiche

proporzionale a $(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}))$. Tale scelta dei gas ottimizza inoltre la reiezione dei pioni.[6]

2.3.6 Calorimetro Centrale

Il Calorimetro Centrale è un rivelatore studiato per misurare l'energia degli sciami elettromagnetici prodotti da elettroni e fotoni. Esso è composto da 1280 blocchi di vetro al piombo (Schott F2), che coprono 360° in azimut e un angolo polare da 10° a 70°.È diviso in in 64 sezioni in ϕ,dette *wedge*, e 20 in θ,dette *ring*.

Ogni wedge è formato da un supporto di acciaio inossidabile e 20 blocchi, ognuno separato da un setto di 0.254 mm, anch'esso di acciaio inossidabile. Lo spessore del supporto è 0.735 mm, ovvero 2% della copertura in azimut. I blocchi nel supporto sono sistemati in proiezione sul punto di interazione. La loro lunghezza varia da 38 a 50 cm, ovvero da 12 a 16 lunghezze di radiazione. Ognuno è avvolto in carta bianca, ed i fotomoltiplicatori (di diametro variabile da 3 pollici a 1.5 pollici) sono incollati direttamente sul vetro.

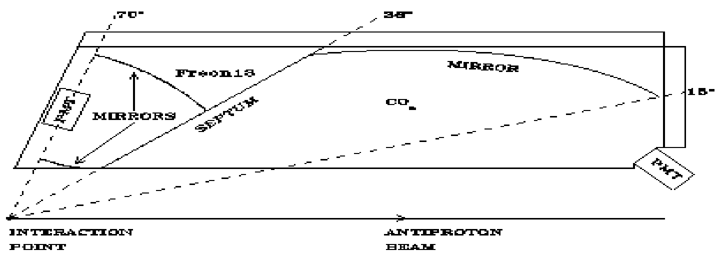

Figura 2.7: Schema del rivelatore Cherenkov

I fotomoltiplicatori rivelano la luce Cherenkov emessa dagli elettroni dello sciame elettromagnetico, la quale è in rapporto di proporzionalità con la lunghezza in sviluppo dello sciame e quindi con l'energia della particella che lo ha originato. I segnali provenienti dal CCAL sono formati ed inviati a moduli ADC e TDC. Sono anche opportunamente sommati per essere inseriti nelle logiche di trigger (vedi 3).

Il Calorimetro Centrale viene calibrato ad ogni stack (o più volte per stack, qualora all'interno dello stesso si cambi l'energia del centro di massa) selezionando eventi $\pi^0 - \pi^0$ e imponendo che i cluster, a due a due, ricostruiscano esattamente la massa invariante di tali particelle.

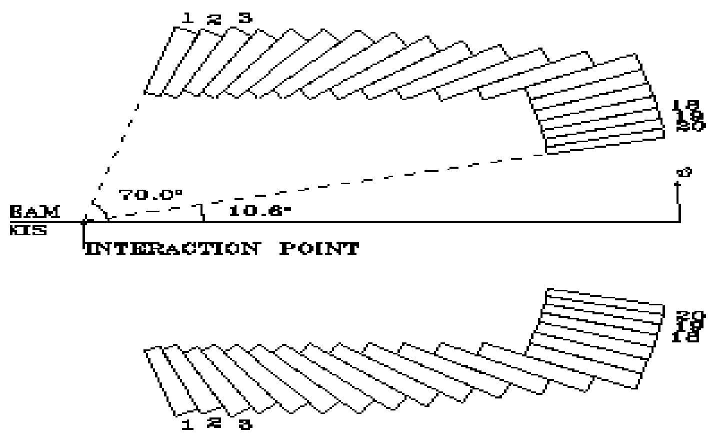

Figura 2.8: Vista laterale del Calorimetro Centrale

2.3.7 Calorimetro in avanti

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

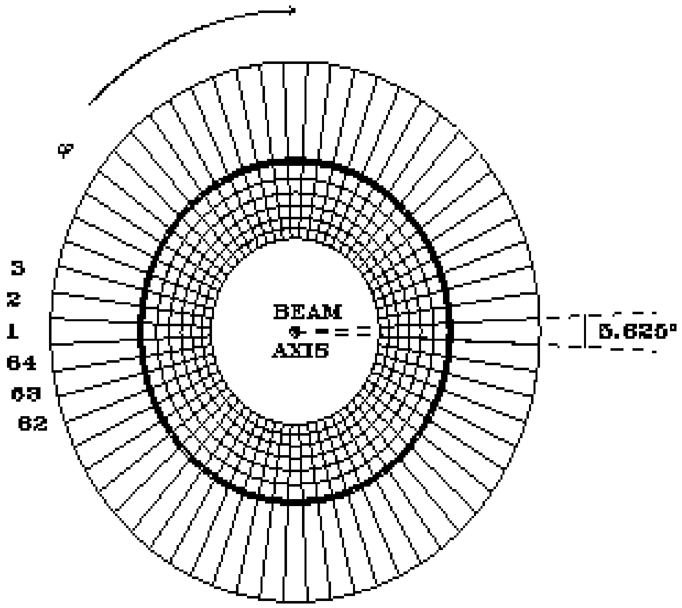

Figura 2.9: Vista in sezione del Calorimetro Centrale

2.3.8 Monitor di Luminosità

In E835 la luminosità viene misurata contando i protoni di rinculo provenienti dagli urti $p\overline{p}$ elastici [4]. La sezione d'urto per lo scattering elastico è ben conosciuta per piccoli momenti trasferiti (q <0.05 GeV/c), e la contaminazione dallo scattering inelastico è bassa in tale regime.

Definendo come (p_1, p_2) e (p_3, p_4) i quadrimpulsi iniziali e finali della coppia $p\overline{p}$, si scrive la variabile di Mandelstam t come :

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

con ϕ angolo di diffusione e k impulso del sistema nel centro di

massa. Per piccoli valori di t domina lo scattering coulombiano:

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

mentre a grandi t domina lo scattering nucleare:

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

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

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

La misura è effettuata tramite un insieme di rivelatori al silicio posizionati circa 150cm al di sotto della beam pipe: due sono fissi e posti uno a destra ed uno a sinistra dell'asse del fascio, per poter apprezzare spostamenti del punto di interazione dalla posizione nominale; un terzo è montato su un carrello e si può muovere lungo l'asse del fascio, in modo da poter variare t e determinare l'andamento del fondo in funzione dell'energia. La luminosità L ed il rate di conteggio N sono legati dalla relazione:

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

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

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

La luminosità istantanea è dunque data da:

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

Errori sulla misura della luminosità.

Le sorgenti di errore nella misura della luminosità sono le seguenti:

- Errori dovuti alla statistica, 0.25% circa.

- **Incertezza sulla sezione d'urto $p\overline{p}$, $\sim$ 2%.**
- **Incertezza sulla misura di posizione,** 0.02%.
- **Definizione dell'area attiva del rivelatore,** 0.05%
- **Errori dovuti alla deviazione del vertice di interazione dalla posizione nominale. Per tenere conto di questo, viene applicata una correzione. Al momento non è disponibile una stima dell'errore su questa correzione.**

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

2.3.9 Il sistema di Acquisizione Dati

L'Acquisizione Dati di E835 può essere suddivisa in tre sezioni:

- **i rami Camac**
- **i buffer di memoria VME**
- **tre elaboratori elettronici : un SGI Indy per il run control, un SGI Challenge per l'event building e per il filtraggio, un SGI Indigo per il monitor.**

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

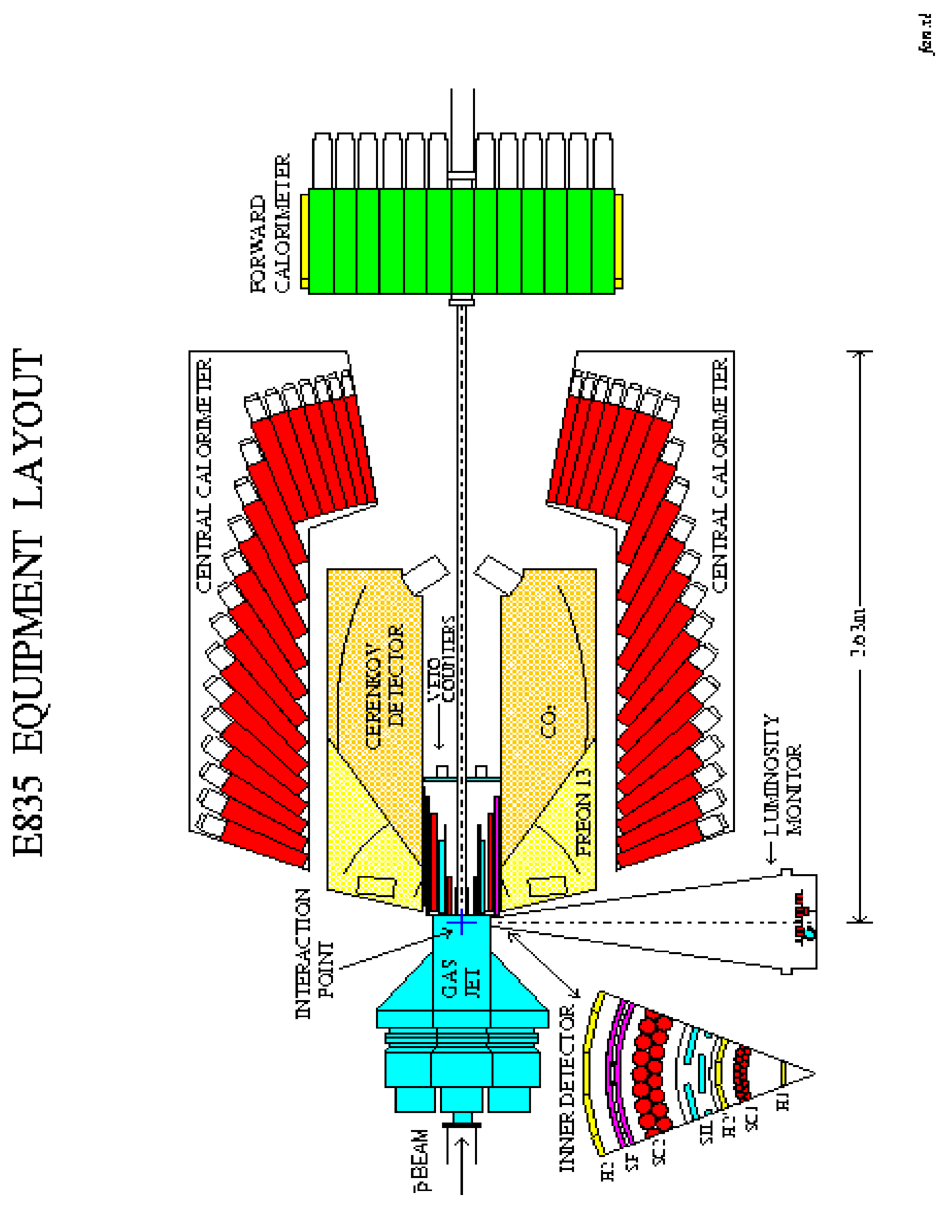

Figura 2.10: Vista laterale del rivelatore di E835

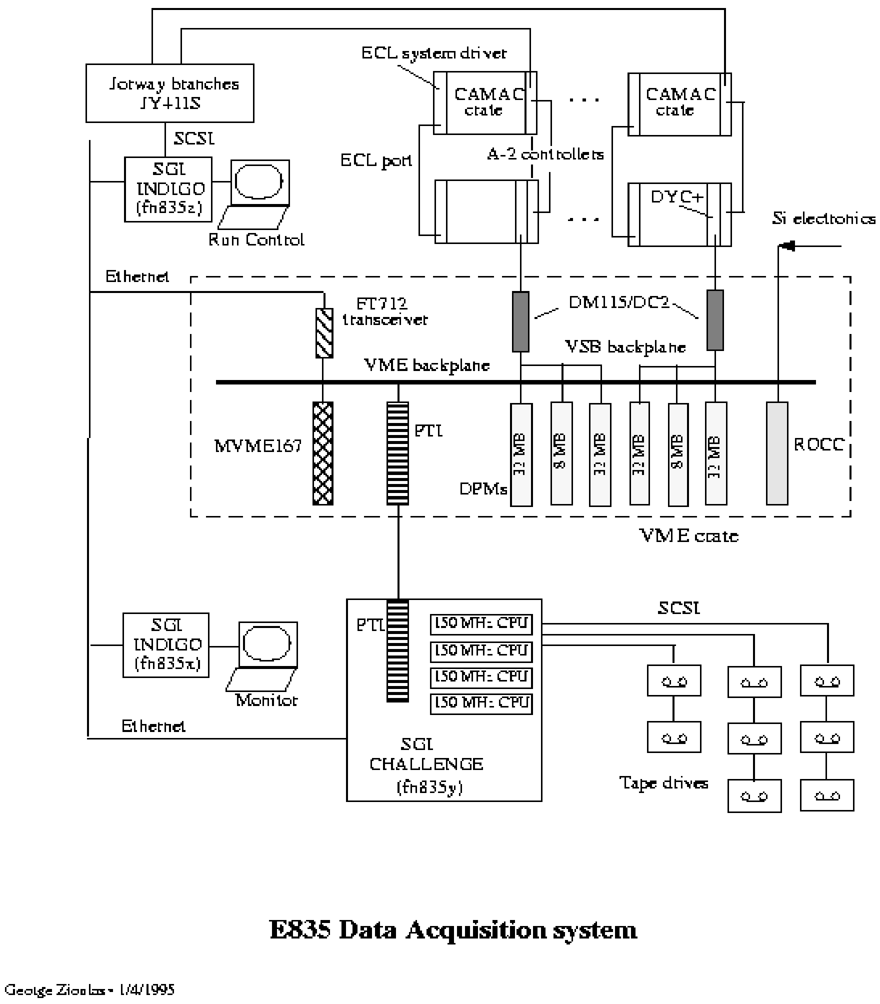

Figura 2.11: Schema del sistema di acquisizione dati

Capitolo 3

Il trigger

3.1 Generalità

L'esperimento E835 si propone lo studio del charmonio attraverso l'osservazione di svariati suoi stati finali. Le principali reazioni di interesse sono elencate di seguito.

1. $\psi', J/\psi \longrightarrow e^+e^-$
2. $\psi' \longrightarrow J\psi\pi^0\pi^0 \longrightarrow e^+e^-4\gamma$
3. $\psi' \longrightarrow J\psi\pi^+\pi^- \longrightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$
4. $\chi_{c2}, \chi_{c1} \longrightarrow J/\psi\gamma \longrightarrow e^+e^-\gamma$
5. $\chi_{c2} \longrightarrow 2\gamma$
6. ${}^1P_1 \longrightarrow J\psi\pi^0 \longrightarrow e^+e^-2\gamma$
7. ${}^1P_1 \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow 3\gamma$
8. ${}^1P_1 \longrightarrow J\psi\pi^0\pi^0 \longrightarrow e^+e^-4\gamma$
9. ${}^1P_1 \longrightarrow J\psi\pi^+\pi^- \longrightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$
10. $\chi_0 \longrightarrow \gamma\gamma, J/\psi\gamma$
11. $\eta_c, \eta_c' \longrightarrow 2\gamma$

Tra gli altri canali presi in considerazione ricordiamo i ***multi-gamma*** ($\eta_c \longrightarrow 3\eta, \eta 2\pi^0 \longrightarrow 6\gamma$) e i $\phi\phi$ ($\eta_c \longrightarrow \phi\phi \longrightarrow 2K^+2K^-$)

Nell'elenco di cui sopra, si può notare immediatamente che alcuni canali contengono esclusivamente stati finali neutri. Di conseguenza si sono stabilite due grandi classi di trigger, ciascuna contenente svariate sottoclassi: il ***trigger carico*** ed il ***trigger neutro***.

Per descrivere il modo in cui ciascuno di questi viene costruito, è pure opportuno operare la seguente suddivisione:

- logiche esclusivamente basate sul Calorimetro Centrale
- logiche basate sugli odoscopi e sul rivelatore Cherenkov

3.2 le MLU (Memory Lookup Unit)

Le Memory Lookup Unit sono dei moduli programmabili con sedici ingressi ed otto uscite, che permettono di combinare in modo logico i segnali in ingresso. In E835 sono presenti quattro di queste unità: Charged MLU, Neutral MLU, Phi MLU, Master MLU.

Le uscite della Master MLU corrispondono alle entrate del ***Gatemaster***, ovvero il modulo che invia i corretti segnali di gate ai moduli ADC, nonchè il ***common stop*** ai TDC. Le configurazioni della unità Master sono riportate nella tabella 3.1.

3.3 Logiche di trigger basate sul Calorimetro Centrale

Come descritto in precedenza (2.3.6), i segnali provenienti dal CCAL sono 1280. Per introdurre una logica di trigger sufficientemente veloce, essi vengono sommati analogicamente per produrre una matrice di 40 ***super-moduli***, 8 in ϕ per 5 in θ.

Lo schema secondo cui vengono eseguite le somme è il seguente: i 1280 segnali arrivano ai ***first level summer*** (sommatori di primo livello), che prelevano il 5% del segnale analogico relativo a gruppi di 9 blocchi con la stessa θ e ne effettuano la somma. Il restante 95%

(non sommato) è inviato ai convertitori analogico-digitale (FERA ADC). Nel sommare i segnali un contatore è in sovrapposizione: i gruppi di somme sono cioé formati dai *wedge* 1÷9, 9÷17, etc. I 160 segnali analogici così ottenuti giungono ai *second level summers*, e per il 95% vengono usati dai discriminatori del *minimum bias* [1], mentre il restante 5% viene sommato lungo i *ring* (ϕ fissata): i *ring* 1,2,3,4 vanno a formare il *super-ring* 1, i *ring* 4,5,6,7,8 vanno a formare il *super-ring* 2 e così via.

I segnali relativi ai 40 *super-moduli* sono integrati, per convertire la carica in tensione, ed inviati ai discriminatori. Le soglie di questi variano secondo la θ di provenienza del segnale che devono discriminare e sono funzione dell'energia del centro di massa. I valori di soglia sono stati studiati attraverso simulazioni con il metodo di Montecarlo: lo scopo è quello di individuare il decadimento di oggetti massivi. I 40 segnali in uscita dai discriminatori arrivano ad un modulo OR, che esegue appunto l'operazione logica *or* su quelli aventi lo stesso *phi*. In uscita si hanno allora 8 segnali, che corrispondono ai primi otto ingressi della *Neutral MLU*, che li combina per verificare se è soddisfatta una delle seguenti logiche di trigger:

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

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

- $\mathrm{E}_{\mathrm{TOT}}$: per questa richiesta viene impiegato un secondo *set* di somme parallelo ed analogo a quello sopra descritto, ma in cui

[1] il *minimum bias* è un trigger di controllo che scatta in corrispondenza di richieste molto larghe. Viene impiegato tra l'altro per formare il segnale di *strobe* che abilita la lettura delle MLU.

manca la sovrapposizione dei contatori (per formare i ***super-wedge***, ad esempio, vengono sommati i contatori 1÷8, 9÷16, etc.). Le somme sono inviate a due gruppi di discriminatori, i quali hanno le soglie calcolate in modo da riconoscere se l'energia rilasciata nel CCAL corrisponde ripettivamente al 70% o all'80% dell'energia totale.

Uno schema del trigger neutro è inserito a fine capitolo.

3.4 Logiche di trigger basate su odoscopi e rivelatore Cerenkov

In queste logiche vengono combinate diverse richieste sui contatori.

- 1e,2e, ovvero uno o due elettroni. Si chiede la coincidenza di un elemento di H1 con uno dei quattro corrispondenti elementi di H2, piú i due adiacenti, e del corrispondente settore del rivelatore Cherenkov.
- 1h,2h, ovvero uno o due adroni. Come 1e,2e, ma con il segnale dal rivelatore Cherenkov in anticoincidenza.
- Altre logiche. Ad esempio $H2 = 2$, $\overline{(H1 \times H2')_{OR}}$.

3.5 Il trigger neutro

Il trigger neutro può essere essenzialmente di due tipi : gamma-gamma o Etot.

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

$$PBG1 \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}},$$

dove per FCV è acronimo di ***Forward Charged Veto.***

Il trigger Etot è invece studiato per il riconoscimento di eventi ***multigamma.*** La logica è :

$$Etot_{80\%} \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$$

3.5.1 Efficienze

L'efficienza del trigger neutro dipende da tre fattori:

1. Efficienza intrinseca della richiesta PBG1.
2. Inefficienza dovuta a coincidenze casuali del veto delle tracce cariche ($\overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$).
3. Inefficienze dovute a conversioni dei fotoni in coppie e^+e^-.

Analizziamo separatamente le voci sopracitate.

Efficienza di PBG1

È stata determinata nel modo seguente [7]. Dai dati la cui acquisizione è stata determinata dal trigger Etot, si seleziona un campione di eventi $\pi^0\pi^0$, richiedendo esattamente quattro cluster nel CCAL, cinematica del decadimento soddifatta entro certi limiti ed energia dei cluster sopra ai 50 MeV. Si dichiara un *trigger software* quando un *super-modulo* ha un segnale sopra soglia e così un *super-modulo* nell'ottante opposto. Un *trigger hardware* è invece dichiarato quando il *bit* numero 1 della Master MLU (che stabilisce se PBG1 è scattato) è posto uguale a uno. L'efficienza è definita come il rapporto tra il numero di *trigger hardware* presenti quando è presente un *trigger software* e il numero di *trigger software*.

L'efficienza determinata con la procedura sopra descritta va dal 99.8 al 100 % a seconda del *run*.

Efficienza del Veto delle tracce cariche

Per stimare quante volte la presenza di una coincidenza casuale tra la richiesta PBG1 e la presenza di un segnale logico del tipo $\overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$ impedisca l'acquizione di un evento potenzialmente buono si sono inseriti dei *gate* casuali (*random gate*). In corrispondenza di questi *gate* l'acquisizione è forzata a registrare eventi "fittizi", non fisici. L'inefficienza dovuta al veto delle tracce cariche è allora definita come il rapporto tra il numero totale di

random gate **e il numero di volte in cui, all'interno di questi, è presente il segnale logico** $\overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$**. L'efficienza è, come ci si aspetta, dipendente dalla luminosità istantanea, e ammonta all'incirca al 4.5% per ogni** $10^{31}\ cm^{-2}\ sec^{-1}$**. La figura 3.1 descrive questo risultato.**

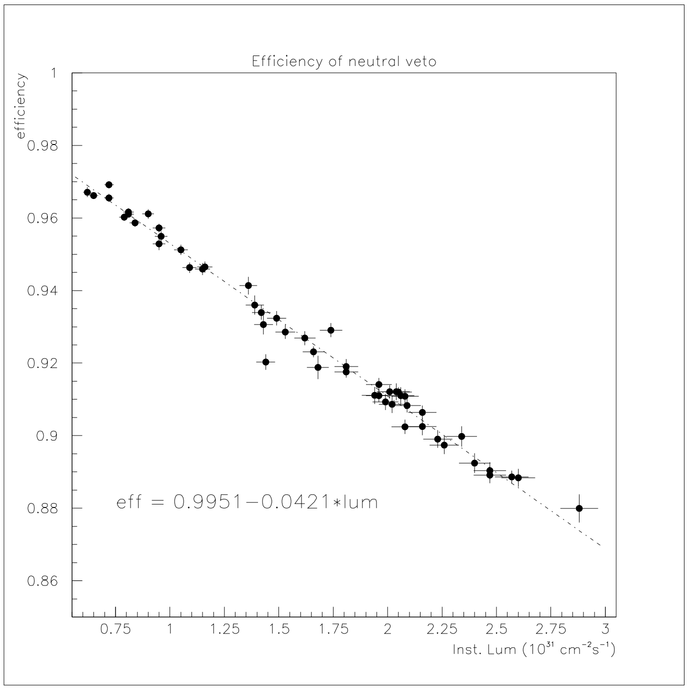

Figura 3.1: Efficienza del veto delle tracce cariche stimata con il metodo del *Random gate*. Cortesia di Michelle Thompson.

3.5.2 Inefficienza dovuta a conversioni

Se uno dei due fotoni del decadimento in $\gamma\gamma$**, o entrambi, converte prima dello scintillatore H1, allora la coppia** e^+e^- **prodotta produce una traccia in H1 e H2p, con il risultato di vetare l'acquisizione di un evento buono.**

La probabilità che questo avvenga è uguale alla probabilità che un fotone converta attraversando l'acciaio della ***beam pipe***, in quanto questo è l'unico spessore di materiale presente prima di H1. La quantità di materiale corrisponde all'1% della lunghezza di radiazione, per cui la probabilità di conversione, per un fotone che attraversi perpendicolarmente alla direzione del fascio, è :

$$P(x) \ = \ 1 \ - \ e^{-\frac{7}{9}\frac{x}{X_0}} \ = \ 1 \ - \ e^{\frac{7}{9}\ 0.01} \ = \ 0.8\% \ .$$

Per un fotone che attraversi ad un angolo $\theta = 11^\circ$ la probabilità si porta a $\sim$ 4%, ed in media si stima valere 1.1% per fotone. Assumeremo dunque che la probabilità di avere una conversione sia del 2.2%.

3.6 Il trigger carico

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

La logica del trigger e^+e^- è:

$$PBG3 \times [(2e \times \overline{H2 > 4}) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)] + 2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}},$$

I trigger $\phi\phi$ e $p\overline{p}$ hanno logiche piú complesse (vedasi tabella 3.1)

3.6.1 Efficienze

L'efficienza del trigger carico è stata determinata all'energia della J/ψ, con delle richieste di trigger diverse e, per così dire, ortogonali a quelle usate durante la normale presa dati. Si è stimata un'efficienza del 90% a meno di inefficienze sistematiche dovute alla topologia dell'evento. le fonti di inefficienza sono dovute ad H1 per il 7%, H2 per il 2% e alla logica per l'1%. Per uno studio sistematico si veda [5].

3.7 Trigger software: il filtro

Il compito del trigger software è duplice:

1. riconoscere quale trigger ha causato l'acquisizione di un dato evento e indirizzare la scrittura di tale evento verso la stream di dati (nastro) che ad esso attiene.

2. operare una prima veloce selezione degli eventi, assegnando ad essi un codice identificativo che ne renda agevole l'analisi *off-line*.

Il filtro consiste di un programma in linguaggio Fortran che gira su una macchina dell'acquisizione (vedi 2.3.9) la quale è dotata di quattro processori. Il filtro prevede un rudimentale riconoscimento dei cluster nel Calorimetro Centrale, ed in base a tale "clusterizzazione" può effettuare delle scelte. Per assegnare agli eventi un codice identificativo, il programma si basa sui seguenti criteri:

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

- selezioni in base al numero di cluster nel CCAL

- KIN : i due cluster piú energetici soddisfano la cinematica di un decadimento a due corpi entro 100 mrad

- MCL1 : la *cluster mass* (vedi ...) del cluster piú energetico maggiore di 100 MeV

- PI0,ETA : un paio di cluster forma massa invariante nella regione del PI0 o della ETA

Il significato dei vari codici è riportato in tabella 3.2. Per l'analisi dei decadimenti in $\gamma\gamma$ si sono analizzati eventi contrassegnati dall'identificatore 48, che accetta eventi per cui è scattato il trigger $\gamma\gamma$ o E_{tot}, in caso di fallimento del primo.

INPUT	**OUTPUT**
1. PBG1	**1.** $e^+e^-: (In(9) \times In(2)) \times IN(2) + In(10)$
2. PBG3	**2.** $p\overline{p}$ $90°$ $In(11) \times In(15)$
3. $Etot_{70\%}$	**3.** $\phi\phi: In(12) \times In(15)$
4. $Etot_{80\%}$	**4.** $\gamma\gamma: PBG1 \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$
5. $\overline{(H1 \times H2')_{OR}}$	**5. Etot:**$Etot_{70\%} \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$
6. $FCAL_{OR}$	6.$p\overline{p}$ $55°: In(12) \times In(16)$
7. H2>2	7.$Etot_{80\%} \times (\overline{H2 >= 2})$
8. FCH_{OR}	8.$Etot_{80\%} \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$
9. $(2e \times \overline{H2 > 4}) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)$	
10. $2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}}$	
11. $2h \times (COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	
12. $2h \times \times H2 = 2(COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	
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 3.1: Schema di ingressi e uscite della Master MLU

10: GM1 autopass freq. 10000000 $[e^+e^-]$
11: GM1
12: GM1 and 2.0GeV INVM
13: GM1 and 2.2GeV INVM
20: GM2 autopass freq. 1 $[p\overline{p}\ 90^\circ]$
30: GM3 autopass freq. 1 $[\phi\phi]$
40: GM4 autopass freq. 1000 $[\gamma\gamma]$
41:(GM4 or GM5) and 2.0GeV INVM
42:(GM4 or GM5) and 2.0GeV INVM and ETA and < 7 clusters
43:(GM4 or GM5) and 2.0GeV INVM and ETA and < 7 clusters
44:(GM4 or GM5) and 2.0GeV INVM and MCL1 and < 6 clusters
45:(GM4 or GM5) and 2.0GeV INVM and MCL1 and < 6 clusters
47: GM4 and 2.5GeV INVM
48:(GM4 or GM5) and 2.5GeV INVM
50: GM5 autopass freq. 1000
51:(GM4 or GM5) and ETOT and $\overline{2.0GeVINVM}$
52:(GM4 or GM5) and ETOT and ETA and $\overline{< 7clusters \times 2.0GeVINVM}$
53:(GM4 or GM5) and ETOT and ETA and $\overline{< 7clusters \times 2.0GeVINVM}$
54:(GM4 or GM5) and ETOT and MCL1 and $\overline{< 6clusters \times 2.0GeVINVM}$
55:(GM4 or GM5) and ETOT and MCL1 and $\overline{< 6clusters \times 2.0GeVINVM}$
60: GM6 autopass freq. 1 [pbarp control]
70: GM7 autopass freq. 1 [ETOThi and $\overline{H2 > 2}$]
80: GM8 autopass freq. 1
90: GM9 autopass freq. 1 [Laser]
120: GM12 autopass freq. 1 [min bias]
130: GM13 autopass freq. 1 [10 KHz pulser]

Tabella 3.2: Riassunto degli identificatori del filtro software

Capitolo 4

La reazione $p\overline{p} \longrightarrow (c\overline{c}) \longrightarrow \gamma\gamma$: caratteristiche del fondo.

In questo capitolo si descrivono le sorgenti di fondo alla reazione che si è esaminata in questa tesi. Esse sono costituite da eventi con più fotoni nello stato finale, che vengono erroneamente ricostruiti come eventi $\gamma\gamma$. Le reazioni che potenzialmente si prestano a generare tale classe di eventi sono:

- $p\overline{p} \longrightarrow n\ \pi^0$
- $p\overline{p} \longrightarrow \pi^0\gamma$
- $p\overline{p} \longrightarrow \eta\ +\ neutri$
- $\overline{p} \longrightarrow \gamma\gamma$ **(non risonante).**

4.1 Errata ricostruzione di eventi con più di due γ nello stato finale

Le inefficienze nella ricostruzione degli eventi sono di tre tipi:

1. **Uno o più γ cadono fuori dall'accettanza del rivelatore.**
2. **Uno o più γ hanno bassissima energia e non vengono identificati.**

3. Due γ formano un angolo piccolo: i *cluster* non vengono separati e nella ricostruzione vengono considerati come uno solo.

.

Il caso (2) si presenta quando un π^0 decade in modo asimmetrico (vedi figura 4.1a), quando cioè uno dei fotoni viene emesso ad un angolo prossimo alla direzione del moto della particella. In questa eventualità questo fotone guadagna quasi tutta l'energia del π^0, lasciandone una piccola parte al secondo.

Il caso (3) avviene, all'opposto, quando i due fotoni vengono emessi, nel centro di massa della particella che decade, lungo una direzione quasi perpendicolare alla direzione del moto (decadimento simmetrico). In questo caso formeranno un angolo piccolo nel sistema del laboratorio, e le loro energie saranno molto vicine (vedi figura 4.1b).

È utile definire l'asimmetria del decadimento come:

$$\alpha = \frac{|E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}|}{E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}}.$$

Allora si avrà $\alpha \longrightarrow 1$ nel caso (2) e $\alpha \longrightarrow 0$ nel caso (3).

Una caratteristica che è interessante osservare è la distribuzione dell'angolo tra i fotoni di bassa energia ed i due di energia più alta. Alcuni esempi sono mostrati in figura 4.3.

È semplice stimare l'energia del fotone in funzione dell'energia del π^0 e dell'angolo di decadimento nel centro di massa rispetto alla direzione del moto. Nel centro di massa, infatti, ognuno dei due fotoni ha energia $\frac{E_{\pi^0}}{2}$. Nel sistema del laboratorio, applicando una trasformazione di Lorentz, si ha:

$$E_\gamma = \gamma_{\pi^0} \frac{E_{\pi^0}}{2} (1 + \beta_{\pi^0} \ \cos \ \theta^*).$$

D'altra parte l'energia del π^0 è data da:

$$\gamma_{CM}(\frac{E_{CM}}{2} + \beta_{CM} \cdot \cos \ \theta^* [\sqrt{(\frac{E_{CM}}{2})^2 - m_{\pi^0}^2}]).$$

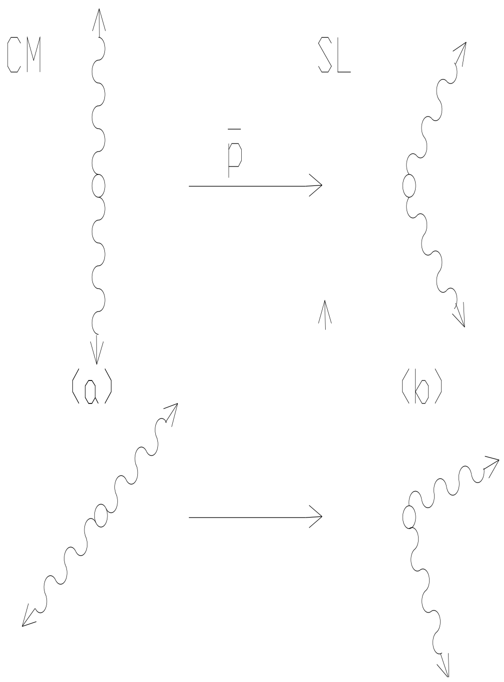

Figura 4.1: (a) Decadimento simmetrico del π^0. (b) Decadimento asimmetrico. Il vettore **p** indica la direzione del moto.

Per fare un esempio, se l'energia del centro di massa è 2980 MeV, l'energia minima di un fotone che provenga dal decadimento del π^0 [1] è dell'ordine dei 30 MeV.

4.2 Distribuzione angolare

La distribuzione angolare nel centro di massa delle due cascate elettromagnetiche di più alta energia ha una forma che varia a seconda dell'energia del centro di massa. Essa risulta grosso modo

[1] La situazione di minimo si verifica quando i due π^0 vengono prodotti uno in direzione parallela e l'altro in direzione antiparallela al fascio, e il secondo emette i due fotoni secondo lo stesso schema. Naturalmente il fotone di energia minima è quello emesso in direzione antiparallela al fascio.

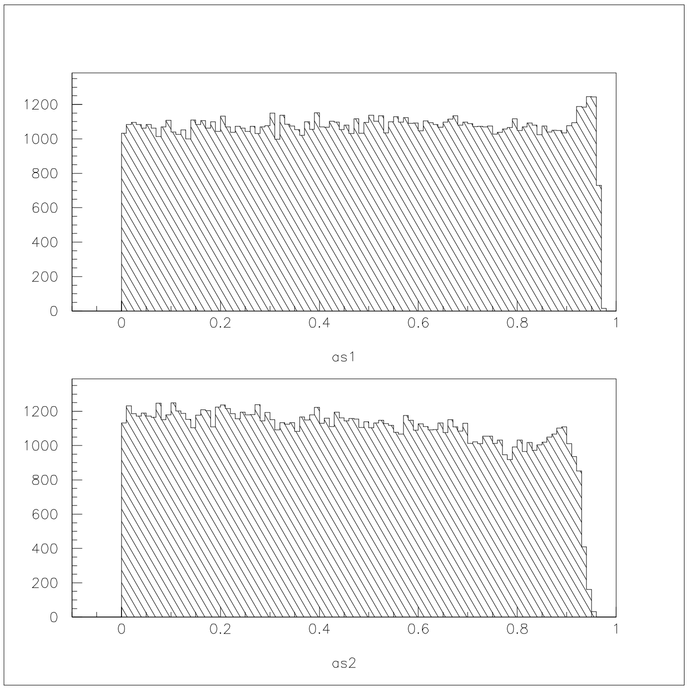

Figura 4.2: Distribuzione dell'asimmetria per il decadimento dei due π^0. In alto c'è la distribuzione per il π^0 che emette il fotone con il θ più piccolo. E_{cm}=2980 MeV.

uniforme per bassi valori di $\cos\theta^*$, mentre mostra una rapida salita attorno a $\cos\theta^* = 0.25$ per energie dell'ordine dei 2900-3000 MeV, attorno a $\cos\theta^* = 0.4$ per energie tra 3500-3700 MeV. La figura 4.4 mostra la distribuzione angolare in discussione nei due casi.

4.3 Peso dei vari contributi al fondo

Non cercheremo qui di effettuare un'analisi dettagliata delle reazioni elencate a inizio capitolo e della probabilità che vengano ricostruite come un decadimento in $\gamma\gamma$. Informazioni più specifiche si possono trovare in [3].

Riassumiamo invece i risultati di quello studio. Per valutare i contributi al fondo di ciascuna reazione, si è selezionato dai dati un

campione di eventi rispondenti alle caratteristiche del decadimento in esame e se ne sono misurate le caratteristiche, come sezione d'urto per quel processo e distribuzione angolare. Si sono quindi prodotte delle simulazioni, in cui gli eventi generati venivano analizzati con lo stesso tipo di analisi che si usa per il decadimento in $\gamma\gamma$, permettendo quindi di stimare in che percentuale la reazione contribuisse al fondo.

Si è trovato che i contributi al fondo delle reazioni $p\overline{p} \longrightarrow n\pi^0 \longrightarrow 2n\gamma$ con $n > 2$ sono trascurabili, come pure i processi contenenti una o più η nello stato finale. I processi $p\overline{p} \longrightarrow \pi^0\pi^0$ e $p\overline{p} \longrightarrow \pi^0\gamma$ sono quelli che danno origine alla quasi totalità del fondo, ed hanno un peso circa uguale. La sezione d'urto per il processo $p\overline{p} \longrightarrow \gamma\gamma$ è stimata in [3] e [8]. È trascurabile per quanto riguarda la nostra analisi.

Il fondo da errata identificazione di eventi $2\pi^0$ (*feed-down*) è parametrizzato con una funzione del tipo :

$$\sigma_{fd} = A(\frac{\sqrt{s_0}}{\sqrt{s}})^B, \tag{4.1}$$

e la sezione d'urto per il processo $p\overline{p} \longrightarrow \gamma\gamma$ con :

$$\sigma_{\gamma\gamma} = C(\frac{\sqrt{s_0}}{\sqrt{s}})^D.$$

In tabella 4.1 sono riportati alcuni valori dei parametri ricavati dallo studio di E760 [3]. I valori riportati si riferiscono al *best fit* delle espressioni riportate sopra ai dati ricavati dalle simulazioni. Il contributo del processo non risonante dovrebbe manifestarsi come un eccesso sistematico nella sezione d'urto misurata rispetto a quella prevista. Come si può notare, tale contributo è trascurabile.

Non essendo al momento disponibile uno studio analogo a quello descritto nelle righe precedenti applicato all'esperimento presente, il fondo è stato da noi calcolato direttamente dai dati, con la sola ipotesi che la forma funzionale del fondo sia la 4.1 ricavata tramite le simulazioni di E760.

$\sqrt{s_0}$	cos θ^*	**D**	**B**	**A(pb)**	**C(pb)**
2988	**<0.25**	**10.0(fix)**	**24.8±5.3**	**71.2±6.5**	**1.4±12.2**
2988	**<0.4**	**10.0(fix)**	**25.4±2.7**	**291.7±13.1**	**8.1±25.1**
3600	**<0.4**	**10.0(fix)**	**11.2±4.3**	**13.0±1.3**	**0.5±1.4**

Tabella 4.1: Studio del fondo in E760

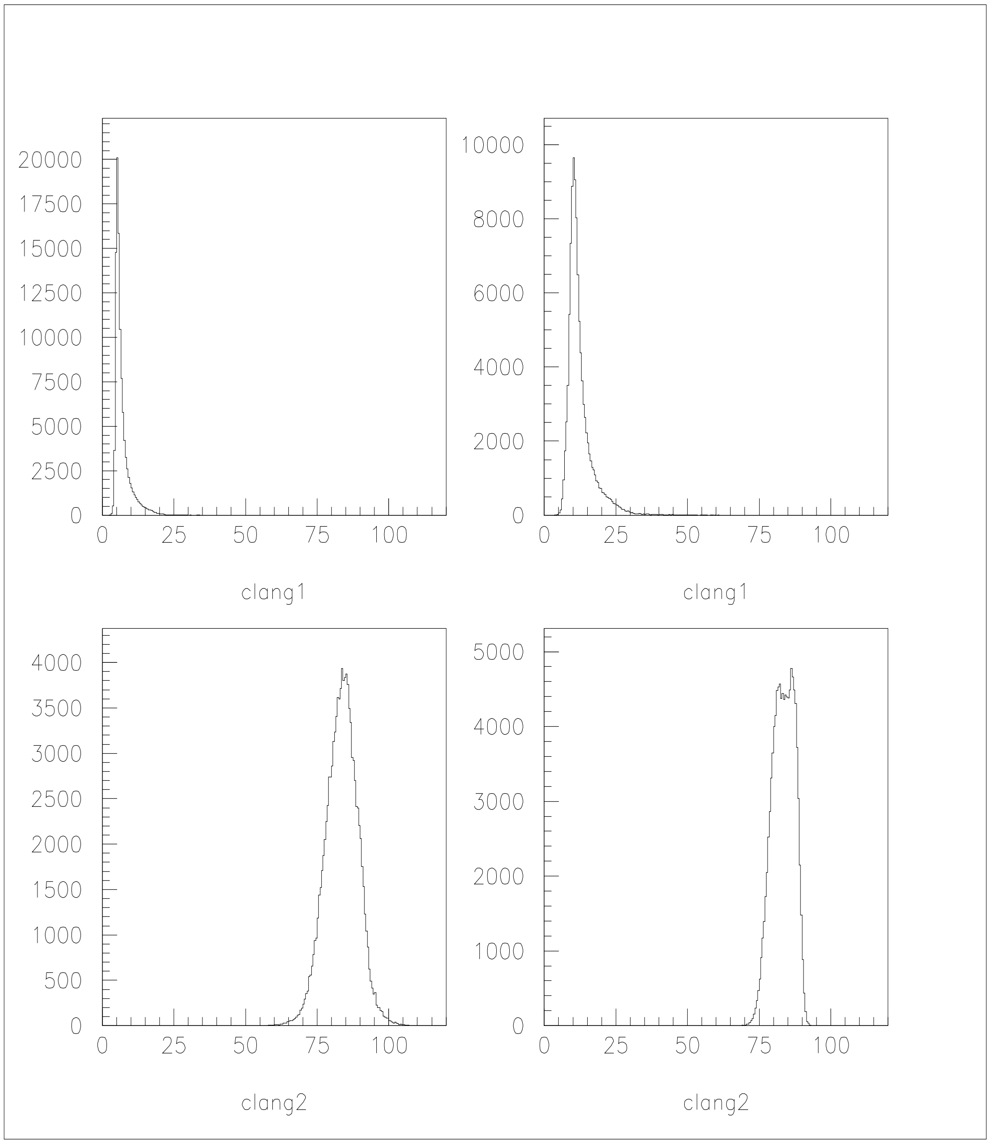

Figura 4.3: Angoli relativi dei γ in un evento $\pi^0\pi^0$. In alto: angolo tra il fotone di bassa energia e quello di energia più alta facente parte dello stesso decadimento. In basso: angolo tra il fotone di bassa energia e quello di energia più alta facente parte del decadimento diverso.

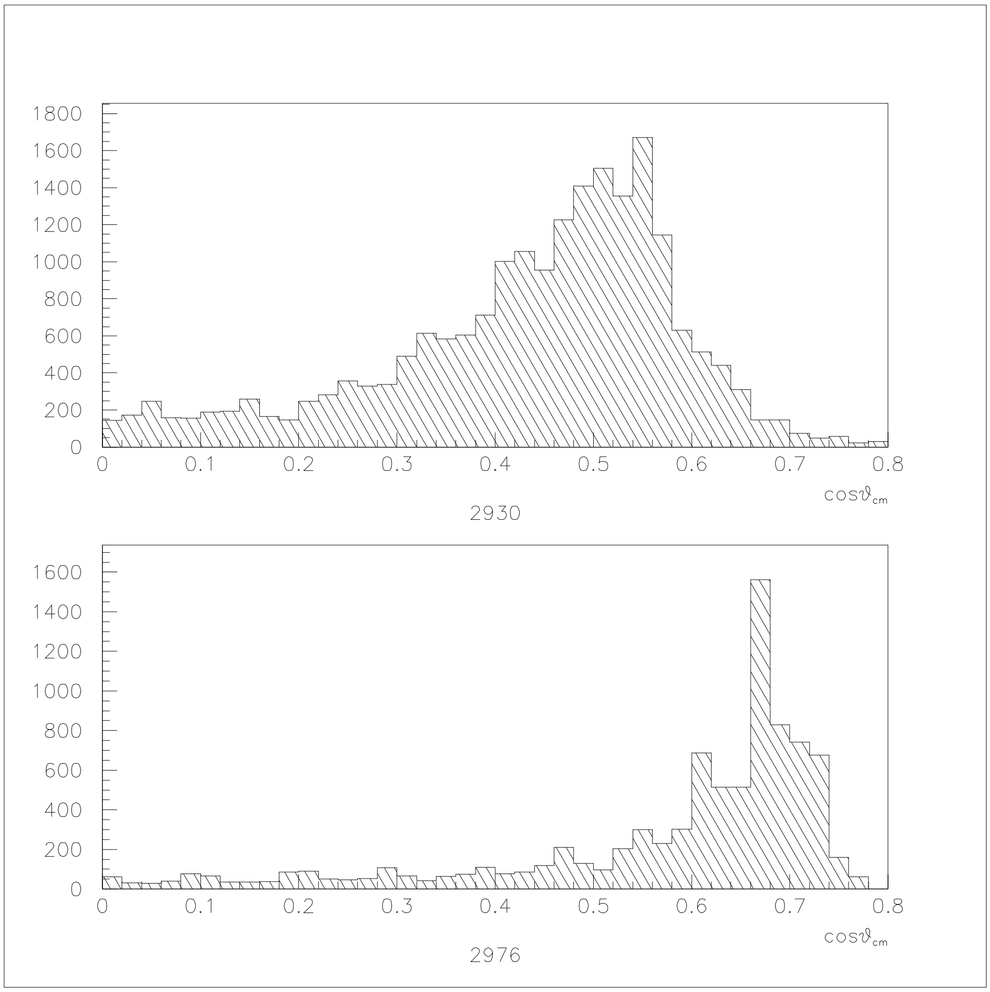

Figura 4.4: Distribuzioni angolari nel centro di massa dei due sciami elettromagnetici di piú alta energia, per $E_cm = 2930$ e $E_cm = 2976$.

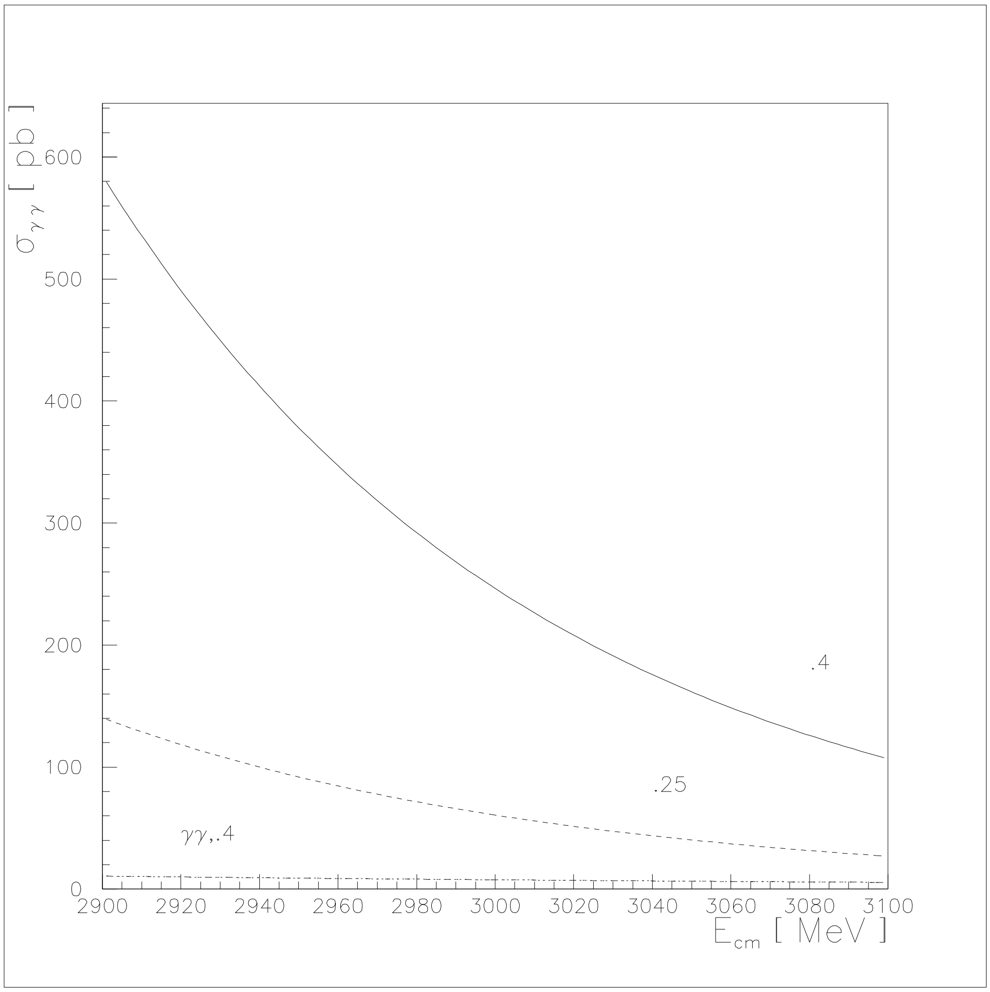

Figura 4.5: Stima del fondo in E760. Le due funzioni piuù in alto rappresentano il *feed-down* di $\pi^0\pi^0$ e $\pi^o\gamma$ per due diversi tagli in accettanza, la funzione in basso rappresenta il contributo stimato del processo $p\overline{p} \longrightarrow \gamma\gamma$ non risonante per il taglio a cos $\theta^* < .4$.

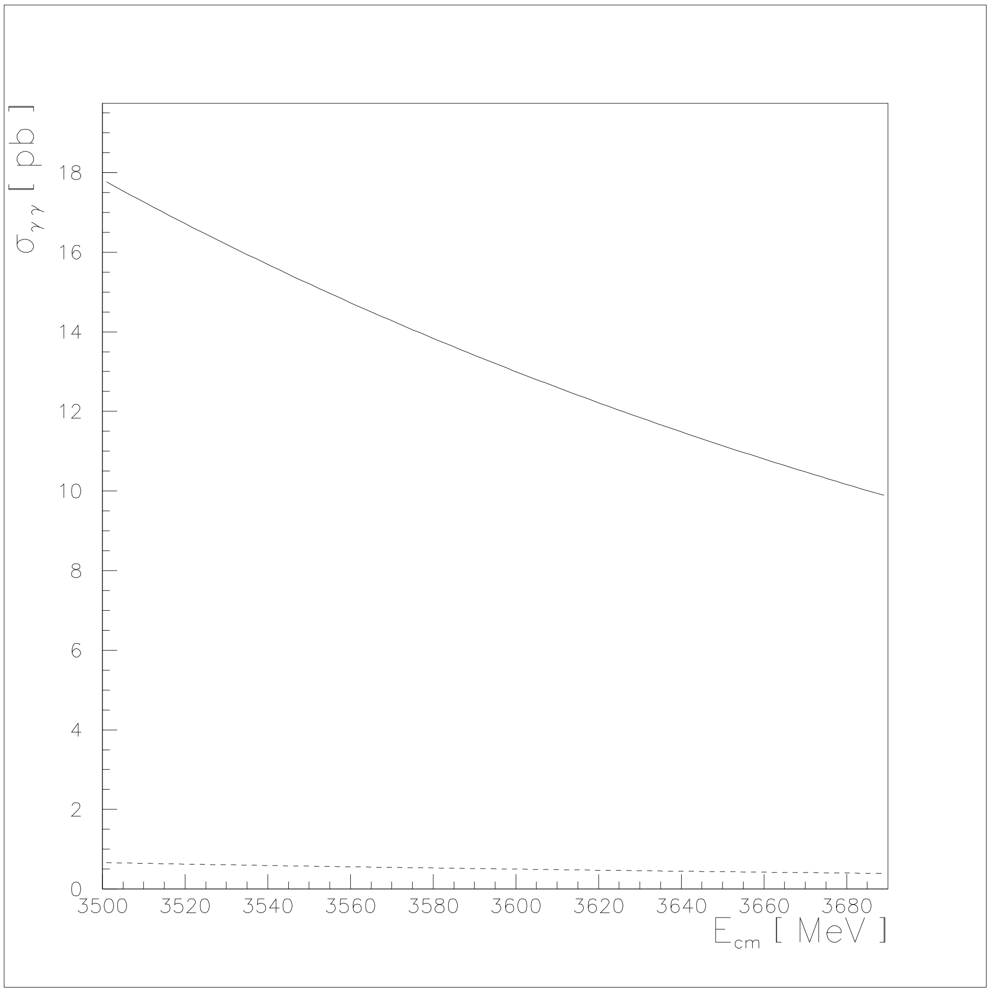

Figura 4.6: Stima del fondo in E760 in una diversa regione di energia. In alto : contributo del *feed-down* per cos $\theta^* < .4$; in basso: stima del preocesso non risonante per lo stesso taglio in accettanza.

Capitolo 5

Lo stato $^3P_2$ (χ_{2c}) del charmonio

In questo capitolo si descrive l'analisi della reazione $p\overline{p} \longrightarrow \chi_{2c} \longrightarrow \gamma\gamma$. I dati sono quelli acquisiti dall'esperimento E835 a Fermilab nel periodo 10/96-5/97. Si sottolinea come i risultati qui presentati non abbiano alcun carattere di ufficialità, ma vadano piuttosto visti come uno studio preliminare.

5.1 Selezione degli eventi

5.1.1 L'identificazione dei cluster

Riconoscimento dei pattern

L'algoritmo per l'individuazione dei cluster all'interno del Calorimetro Centrale (2.3.6) cerca massimi locali (ovvero blocchi in cui il deposito di energia è maggiore rispetto ai blocchi vicini) all'interno di tale rivelatore, e considera una griglia di 3×3 blocchi attorno a tali massimi. È possibile scegliere delle soglie minime di energia affinchè un cluster venga preso in considerazione dall'algoritmo; in particolare si può agire sulla soglia per il blocco centrale (massimo locale) o per l'intero cluster. Si sono effettuate diverse prove, e si è giunti a stabilire che il miglior compromesso tra capacità di riconoscere cluster di bassa energia e introduzione di spuri (dovuti a rumore elettronico, fluttuazione di piedistalli, etc.) consiste nella scelta di una soglia di 5 MeV per il blocco centrale e di 20 MeV per l'intero cluster (vedi Appendice A).

Una volta individuato il cluster, il passo successivo consiste nel determinarne i parametri posizione ed energia. Le coordinate del centroide sono stabilite in due fasi. Nella prima si valuta la posizione del centroide pesata secondo l'energia rilasciata nei blocchi. Questa approssimazione conduce in genere ad assegnare al cluster un centro troppo vicino al blocco in cui il rilascio di energia è maggiore. In una seconda approssimazione si parametrizza il profilo trasversale della cascata elettromagnetica secondo la somma di due esponenziali, descriventi ripsettivamente il nucleo e la parte diffusa della cascata. I parametri sono stati stabiliti empiricamente da run di test con fasci di elettroni e da elettroni provenienti dal decadimento della J/ψ.

In caso di sovrapposizione di due cluster, le energie associate ai blocchi nella regione di sovrapposizione sono ripartite usando un metodo iterativo. La parametrizzazione del profilo di cui sopra è utilizzata per decidere quale frazione dell'energia depositata nel blocco va attribuita a ciascun cluster, dopodichè si procede nuovamente alla determinazione del centroide e delle energie, e tali parametri vengono confrontati con quelli del passo precedente: la procedura si arresta allorchè energia e centroide risultano stabili entro la risoluzione intrinseca del rivelatore (di solito due o tre iterazioni).

Correzioni in energia

Come già citato (2.3.6), la struttura di supporto del CCAL introduce una certa quantità di materiale passivo. Se un fotone incide in prossimità di un setto, una frazione non trascurabile della cascata elettromagnetica viene sottratta alla rivelazione: si applica dunque una correzione che è funzione del punto di incidenza del fotone rispetto al centro del blocco. Ancora una volta, la parametrizzazione della funzione di correzione è stata determinata da run di test e da elettroni da J/ψ. La figura 5.1 mostra il rapporto E_{mis}/E_{calc} in funzione della coordinata azimutale per elettroni provenienti dal decadimento della J/ψ. E_{calc} è l'energia dell'elettrone calcolata a partire dalla posizione, usando la cinematica a due corpi. In prossimità del setto la correzione è prossima al 45%.

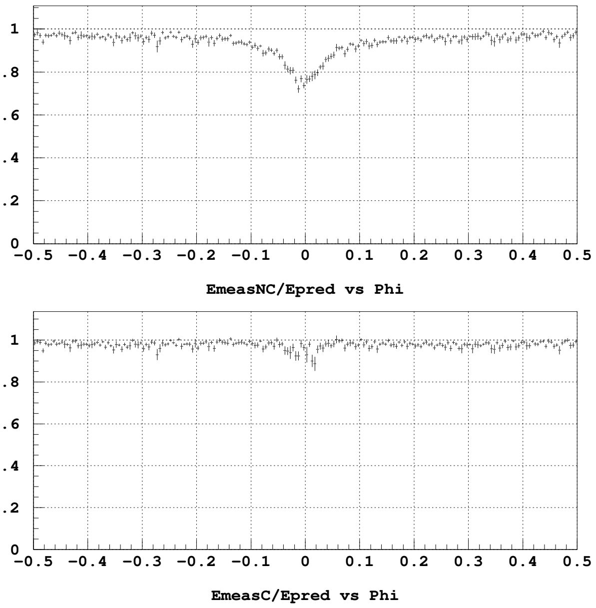

Figura 5.1: Rapporti E_{mis}/E_{calc} in funzione della distanza dal setto, prima e dopo le correzioni (cortesia di Giovanni Lasio).

Stima degli errori

L'errore sulla determinazione dell'angolo polare è stimato tramite la seguente prescrizione:

$$\delta\theta = (3.67mm + 1.63\frac{mrad}{cm} \times \Delta\theta) \times \frac{124.46}{R_{sh}},$$

dove $\Delta\theta$ è la distanza del centro dello sciame dal setto più vicino, R_{sh} è la distanza dall'asse z. Una formula analoga vale per $\delta\phi$: queste prescrizioni sono state determinate empiricamente confrontando le misure angolari effettuate dal calorimetro e dai rivelatori di tracciamento.

Per l'errore sull'energia si usa invece :

$$\delta E = 0.05 \times \sqrt{E} + 0.3(z_{corr} - 1) \times E,$$

dove il secondo addendo è inserito per tenere conto delle correzioni spiegate nel paragrafo precedente.

Identificazione dei π^0

Le principali sorgenti di fondo al segnale del $\gamma\gamma$ sono gli eventi $\pi^0\pi^0$ e $\pi^0\gamma$ (4) in cui il π^0 decade simmetricamente o con forte asimmetria. Un decadimento simmetrico produce un profilo del deposito di energia che può essere facilmente confuso con la cascata prodotta da un fotone singolo: i fotoni prodotti dai pioni più energetici sono separati anche di soli 1.5 blocchi. Per l'identificazione di tali casi si calcola per ciascun cluster una ***massa effettiva***:

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

dove E_i è il deposito di energia nell'i-esimo contatore del cluster e $\overrightarrow{p_i} = E_i \overrightarrow{r_i}$, con $\overrightarrow{r_i}$ versore che dal punto di interazione si dirige verso il centro dell'i-esimo contatore. La somma è effettuata su una griglia di 5 $\times$ 5 blocchi attorno al centroide del cluster. Cluster che derivano dal decadimento simmetrico di un π^0 hanno una grande massa effettiva. La figura 5.2 mostra le distribuzioni di tale variabile per cascate generate elettroni da J/ψ e per cascate generate da un π^0 simmetrico, con i fotoni poco distanziati. I cluster con $m_{eff} > 100$ MeV/c^2 vengono divisi in due; si è stimato che l'efficienza di identificazione dei π^0 simmetrici con questo metodo è prossima al 100%.

Temporizzazione

Come si è già visto in precedenza (2.3.6), tutti i segnali del CCAL pervengono a moduli TDC, che misurano l'informazione temporale relativa all'arrivo di tali segnali. I TDC lavorano in ***common***

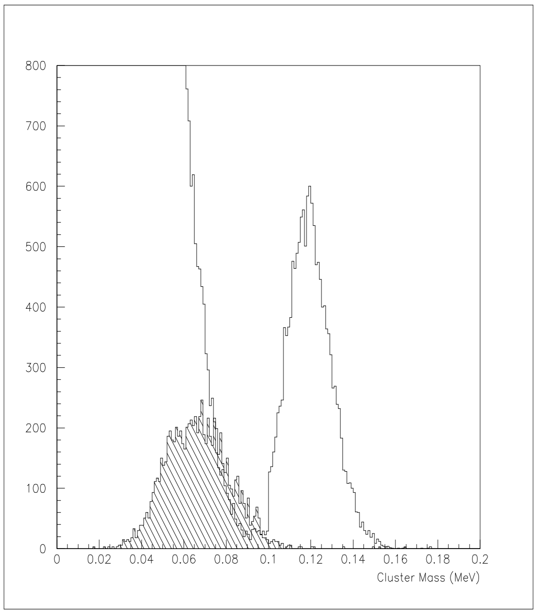

Figura 5.2: Distribuzione della massa effettiva dei cluster per J/ψ (area tratteggiata) e π^0 (area aperta). Sopra ai 100 MeV vengono considerati come generati da due fotoni con piccolo angolo di apertura.

stop: **questo significa che quando giunge un segnale sopra soglia, l'elettronica comincia a misurare il tempo, finchè il *trigger* fornisce lo *stop* comune a tutti i canali. Se il *common stop* non arriva entro una certa finestra temporale, fissata per l'esperimento in (120 ns), la memoria viene azzerata ed il modulo è pronto ad effettuare nuove misure. Le soglie corrispondono grosso modo ad un rilascio di energia di 40-50 MeV, ma la piena efficienza viene raggiunta intorno ai 100 MeV (vedi figura 5.4). Inoltre, i moduli hanno capacità *multi-hit*: questo significa che, all'interno della stessa finestra temporale, ovvero in corrispondenza dello stesso *stop*, vengono registrate le informazioni temporali relative a un numero di *hit* grande fino a 6.**

I dati così ottenuti non danno però una informazione consistente sull'istante in cui la cascata elettromagnetica ha raggiunto il calorimetro: infatti segnali molto grandi superano la soglia prima

di segnali piccoli. Per questo viene applicata, off-line, una correzione sul tempo in funzione dei conteggi ADC relativi al segnale di un dato contatore. Tale correzione si effettua in base ad una funzione i cui parametri sono stabiliti eseguendo un *fit* su un campione di dati. Dopo la correzione si ottiene, per ogni blocco, una certa distribuzione dei tempi, la cui forma è con buona approssimazione una gaussiana di $\sigma = 2.5\ ns$ (vedi figura 5.3). Ad ogni blocco si assegna un *t0*, che è il valore di picco della distribuzione del tempo di arrivo del cluster *in-tempo*.

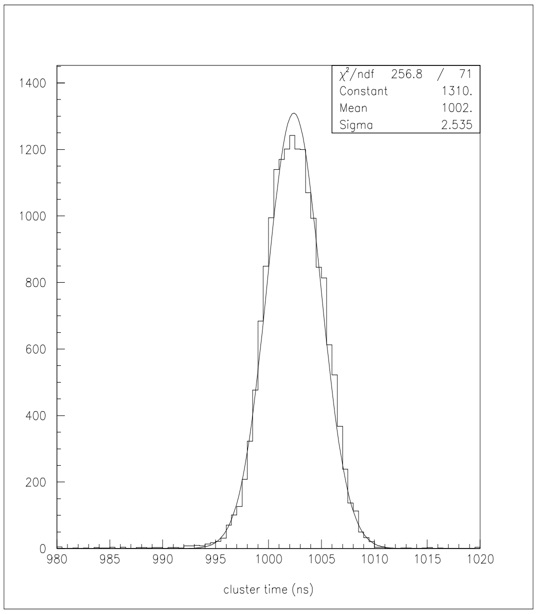

Figura 5.3: Distribuzione in tempo dei cluster. La variabile mostrata è corretta per l'ampiezza di impulso. È stato inoltre sottratto il *t0* ed aggiunto un offset di 1000

La decisione se un cluster sia *in-tempo*, *fuori-tempo* o *indeterminato* viene presa secondo i seguenti criteri. Si considerano i tempi dei due blocchi più energetici del cluster. Come spiegato sopra, ad ogni evento possono corrispondere fino a 6 valori per il tempo: di questi viene scelto quello più vicino al *t0*. Se uno dei due valori è entro una finestra di ± 10 ns dal *t0*, il cluster è

considerato ***in-tempo***. Il tempo del cluster è il tempo del blocco ***in-tempo*** più energetico. Il cluster è considerato ***fuori-tempo*** se ambo i blocchi hanno un ***hit*** fuori dalla finestra sopra citata, o uno ha un ***hit fuori-tempo*** e uno manca di informazione (segnale sotto soglia). I cluster ***indeterminati*** non soddifano nessuna delle delle due condizioni di sopra, e corrispondono a segnali sotto soglia che non hanno fatto scattare il TDC.

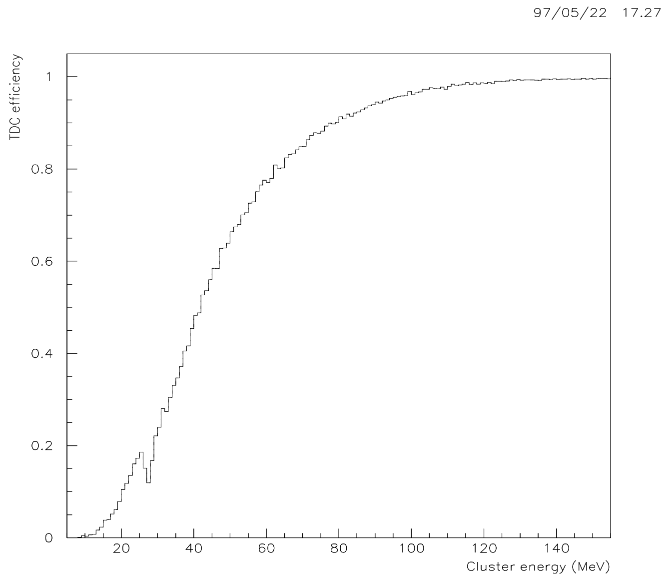

Figura 5.4: Efficienza dei TDC in funzione dell'energia del cluster. Cortesia di Michelle Thompson.

5.1.2 Definizione dei tagli

L'analisi parte dal cercare i due cluster che, nel Calorimetro Centrale, formano la massa invariante più alta. Questi sono definiti come possibili candidati ad essere i due fotoni del decadimento $\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma$. Si considerano inoltre altre quantità che caratterizzano l'evento, che sono discusse in seguito.

Si sono sperimentate diverse selezioni degli eventi, per provare la stabilità dei risultati e cercare la migliore reiezione del fondo possibile. Tutte le selezioni vengono operate su campioni di eventi definiti dopo una preselezione stabilita come segue:

1. Si considerano eventi che il filtro ha classificato sotto l' *identificatore 48* (vedi 3.7).

2. Eventi in cui si sono individuati più di 8 cluster nel Calorimetro Centrale sono scartati.

3. Eventi in cui la più alta massa invariante ricostruita accoppiando tutti i cluster è al di sotto di 3.0 GeV sono scartati.

4. Eventi in cui si è rivelato più di un cluster extra in tempo con energia al di sopra dei 200 MeV sono scartati. Si denominano *extra* tutti i cluster che non sono quei due che ricostruiscono la più alta massa invariante (" candidati γ").

5. Eventi in cui i "candidati γ" formano una massa invariante che non cade entro il 10% dall'energia del centro di massa non sono accettati. Questo valore corrisponde a $\sim 4\sigma$ della risoluzione di massa invariante ottenuta su un campione di J/ψ (efficienza: 98.7%±0.2).

Selezione A

La selezione A consiste nel seguente insieme di tagli:

1. Temporizzazione: vengono scartati eventi che includono uno o più cluster extra *in-tempo*.

2. Massa invariante: si calcolano le combinazioni di massa invariante tra i due cluster " candidati γ" e i cluster indeterminati o *in-tempo*. Eventi in cui una o più massa invariante cade nella regione della massa del π^0 (tra 100 e 160 MeV), vengono scartati.

3. **Fit cinematico:. Viene eseguito un fit cinematico all'ipotesi di decadimento a due corpi: per i due cluster che formano la più alta massa invariante. si richiede che il livello di confidenza (probabilità di χ^2) sia maggiore del 10%.**

4. **Accettanza: Viene calcolato l'angolo di decadimento del " candidato γ" più in avanti, nel centro di massa, rispetto all'asse del fascio (cos θ^*). I valori alti di cos θ^* sono dominati dal fondo. Si selezionano eventi in cui cos θ^* <0.4.**

L'efficienza di questa analisi è (accettanza a parte) (79.5 $\pm$ 2.2).

Selezione B

Come selezione A, ma con cos θ^* <0.35; inoltre si considerano *indeterminati* tutti i cluster al di sotto dei 100 MeV. L'efficienza è (77.7 $\pm$ 2.2)

Selezione C

Vengono selezionati eventi per i quali si sono ricostruiti esattamente due cluster nel CCAL. Si richiede livello di confidenza del fit cinematico maggiore del 10%. L'accettanza è ristretta a cos θ^* <0.4. L'efficienza è (56.7 $\pm$ 3.2)

Nei paragrafi che seguono spieghiamo le motivazioni che hanno portato alla scelta di questi tagli.

5.1.3 Efficienze dei tagli

Efficienza di selezione

L'efficienza dei tagli è stabilita su un campione di eventi e^+e^- provenienti dal decadimento esclusivo della ψ'. Questi eventi, dal punto di vista del calorimetro, sono indistinguibili da eventi $\gamma\gamma$. Si sono analizzati 1092 nb^{-1} di dati presi ad una luminosità istantanea media di $\sim$ 1.7 $\times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$, ad $E_{cm} = 3686.2$ e 1468 nb^{-1} ad una luminosità istantanea media di $\sim$ 2.2 $\times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$, ad $E_{cm} = 3686.15$. La media pesata delle luminosità istantanee è $\sim$ 2.0 $\times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$, che è il valore tipico per un *run* all'energia della χ_2.

Il campione di riferimento viene stabilito di volta in volta a seconda di quale efficienza si vuole determinare, ma il taglio decisivo per selezionare eventi privi di fondo è il quello sulla variabile chiamata *electron weight* . Questa, in breve, pesa la probabilità che la traccia in esame sia stata generata da un elettrone o un positrone. [1]

I tagli di cui si è valutata l'efficienza sono i seguenti (un riassunto si trova in tabella 5.1):

- **Timing. Questo taglio seleziona eventi in cui non ci sono cluster extra *in-tempo.***

  Sono ammessi cluster extra *fuori-tempo* o *indeterminati.* Il campione di riferimento è stato definito su un campione di ψ', con le seguenti richieste: il prodotto degli *electron weight* per le due tracce che formano la massa invariante più alta deve essere maggiore di 1; la probabilità del fit cinematico all'ipotesi del decadimento a due corpi maggiore del 10%. Si è inoltre notato, osservando la distribuzione degli angoli che gli *extra-cluster* formano con i due "candidati γ" su una selezione poco restrittiva di J/ψ ad $E_{cm} = 3096.98$, che questa presenta analogie con la stessa distribuzione per un campione di eventi $\pi^0\pi^0$ (vedi figure 4.3 e 5.5). Nell'intento di selezionare un campione più pulito possibile, si è allora richisto che gli *extra-cluster in-tempo* non formassero con i "candidati γ" la massa invariante del π^0 e che tali cluster avessero angolo con il primo γ più grande di $15°$ e angolo con il secondo $gamma$ più piccolo di $50°$.

  Il numero di eventi così selezionato è 562. Aggiungendo a questa selezione la richiesta *timing* il numero si porta a 552, il che dà per l'efficienza 98.2±0.6%. [2]

- **Time100. Questo taglio seleziona eventi in cui sono ammessi**

[1]L' *electron weight* [12] usa il metodo di Neyman-Pearson, o dei rapporti di verosimiglianza, per decidere con quale probabilità un evento appartenga al segnale o al fondo, dati i valori di un certo insieme di variabili, che si riferiscono ai segnali dei vari rivelatori o a loro combinazioni, e senza conoscere la distribuzione teorica delle due classi di eventi. Invece si usa l'istogramma normalizzato delle variabili in gioco, per un campione

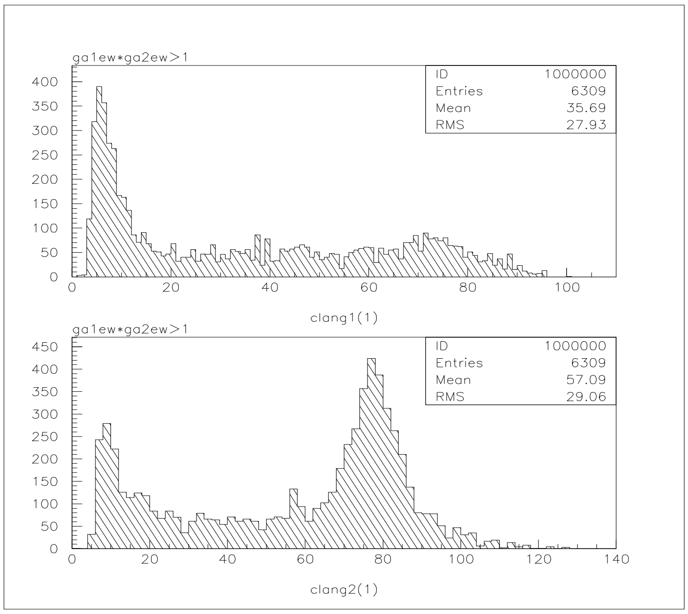

Figura 5.5: Distribuzioni degli angoli che il primo *extra cluster* forma con il fotone di più alta energia (in alto) e con quello di energia più bassa (in basso).

cluster extra *in-tempo* se la loro energia è inferiore a 100 MeV. Il campione di riferimento è stato definito come al punto precedente. L'efficienza è 99.6±0.2%.

---

di fondo e di segnale.

[2] A causa del coefficiente di correlazione non nullo, l'errore sull'efficienza non è l'errore che si calcola considerando poissoniano l'errore sui due campioni e calcolando l'errore sul rapporto per propagazione gaussiana. La differenza dei due valori è però indipendente, almeno in proma approssimazione, da ciascuno di essi. Si può dunque definire l'inefficienza del taglio come

$$1 - \epsilon = \frac{A - B}{B}$$

e calcolare l'errore sull'inefficienza come

$$\frac{\delta(1-\epsilon)}{1-\epsilon} = \sqrt{\frac{1}{A} + \frac{1}{B}}.$$

Si considera poi l'errore sull'inefficienza uguale a quello sull'efficienza.

- **Time200. Come sopra, ma sono ammessi cluster extra se la loro energia è inferiore a 200 MeV. Si ottiene per l'efficienza il valore 99.8±0.2%.**

- **Numero di cluster in CCAL =2. L'efficienza per questo taglio è 67.8±2.7%.**

- **Xma. Si calcolano le combinazioni di massa invariante dei cluster extra *indeterminati* con i due "candidati γ". Se una di queste combinazioni cade tra 0.1 e 0.16 GeV, l'evento è rigettato (vedi figura 5.8). Il campione di riferimento è stabilito richiedendo il prodotto degli *electron weight* per le due tracce che formano la massa invariante più alta maggiore di 1.5, la probabilità del fit cinematico all'ipotesi del decadimento a due corpi maggiore del 10% e il taglio *timing*. Si selezionano così 244 eventi, che vanno a 242 con la richiesta *xma*. L'efficienza del taglio è dunque 96.7±0.8%.**

- **Xmb. Come sopra, ma le combinazioni di massa invariante sono fatte tra i "candidati γ" e i cluster *indeterminati* o *in-tempo* con energia sotto i 100 MeV. Il campione è definito ugualmente, ma si usa *time100* invece di *timing*. L'efficienza è allora 93.3±1.1%.**

- **Xmc. Come al punto precedente, ma le combinazioni sono fatte con i cluster *indeterminati* o *in-tempo* con energia sotto i 200 MeV. Il campione è definito come sopra, ma si usa *time200* invece di *time100*. L'efficienza è 92.9±1.1%.**

- **Probabilità fit. Si è valutata l'efficienza del taglio sulla probabilità del fit cinematico all'ipotesi del decadimento a due corpi (probabilità $>$ 5%). Idealmente ci si aspetta un'efficienza del 95%; in realtà il χ^2 si discosta dalla distribuzione usuale, a causa della complessità della valutazione degli errori sulle misure. Il campione di riferimento si seleziona richiedendo massa invariante nella regione della ψ' (tra 3.45 e 3.85 GeV), prodotto degli *electron weight* maggiore di 1.5 e il taglio *time100*. L'efficienza risulta allora 89.6±1.6% , che è un valore molto**

vicino a quello che ci si aspetta in teoria: questo è indice del fatto che gli errori sono calcolati in modo corretto (vedi figura 5.9).

Si sono inoltre stimate le efficienze per i tagli prob$>$ 1% ($\epsilon =$ 95.7 $\pm$ 1.0%), prob$>$ 10% ($\epsilon =$ 83.6 $\pm$ 2.1%) e prob$>$ 15% ($\epsilon =$ 78.7 $\pm$ 2.5%).

Nei tagli preliminari si è incluso quello che respinge candidati γ la cui massa invariante è al di fuori dall'energia del centro di massa $\pm$10%. Questo per evitare che vengano selezionati eventi per cui la probabilità del fit è alta per il solo motivo che gli errori su posizione ed energia sono grandi, ma la cui massa invariante è lontana da quella che dovrebbe essere.

Ancora sulla temporizzazione

A titolo informativo, si descrive un metodo alternativo per determinare l'efficienza dei tagli che usano l'informazione temporale. Durante la presa dati, si è forzata l'acquisizione a registrare eventi fittizi generando un *gate* casuale. Su questo campione , si è analizzato quante volte vi fossero eventi *in-tempo*. Il rapporto tra questo numero e il numero totale di *gate* generati è l'efficienza della temporizzazione, nell'ipotesi che il fascio di antiprotoni non abbia una struttura (che cioè le particelle non siano, come si dice, in *bunch*, il che è vero nel caso di E835). [3] [4]

Ci si aspetta una dipendenza di tale efficienza dalla luminosità istantanea. La figura 5.6 mostra l'efficienza del taglio *Timing* in funzione della luminosità istantanea, mentre la figura 5.7 è relativa alla richiesta di avere esattamente 2 cluster nel CCAL.

[3] Se il fascio ha una struttura, infatti, i trigger fisici scattano in corrispondenza dei *bunch*, mentre il *random gate* no.

[4] In realtà, per permettere la decelerazione, il fascio deve essere strutturato; lo spettro di frequenza dello *Schottky noise* è indicatore di quanto definita sia tale struttura. In E835 tale spettro ha un picco a 79 Mhz, il che significa che i picchi di densità di particelle occorrono ogni 12 nsec circa. Il *gate* è lungo 120 nsec, dunque è una buona approssimazione considerare la densità di particelle nel fascio costante.

taglio	ϵ %	errore
Timing et Xma	95.0	0.9
Time100 et Xmb	92.9	1.1
Time200 et Xmc	92.8	1.1
Timing et prob>10%	82.2	2.1
Time100 et prob>10%	83.3	2.1
Time200 et prob>10%	83.5	2.1
2 Cluster et prob>10%	56.7	3.2
Timing et Xma et prob>10%	79.5	2.1
Time100 et Xmb et prob>10%	77.8	2.2
Time200 et Xmc et prob>10%	77.6	2.2
Timing et prob>5%	87.9	1.7
Time100 et prob>5%	89.2	1.7
Time200 et prob>5%	89.4	1.7
2 Cluster et prob>5%	60.7	2.7
Timing et Xma et prob>5%	85.1	1.7
Time100 et Xmb et prob>5%	83.3	1.8
Time200 et Xmc et prob>5%	83.1	1.8

Tabella 5.1: Efficienze di combinazioni di tagli.

Nell'analisi che segue si sono tuttavia impiegate le efficienze che si trovano analizzando campioni di elettroni provenienti dal decadimento della ψ': si è infatti preferito usare un metodo che utilizzasse eventi fisici. Le differenze di valutazione non superano comunque il 2% alla luminosità di $2 \times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$.

Efficienza di reiezione

Si è definita efficienza di reiezione ϵ_r il rapporto tra il numero di eventi di fondo che il determinato taglio rigetta e il numero totale di eventi di fondo che passano i tagli preliminari descritti in 5. Per determinare le efficienze di reiezione relative ai tagli descritti si è considerato un campione di eventi per cui fosse sensato

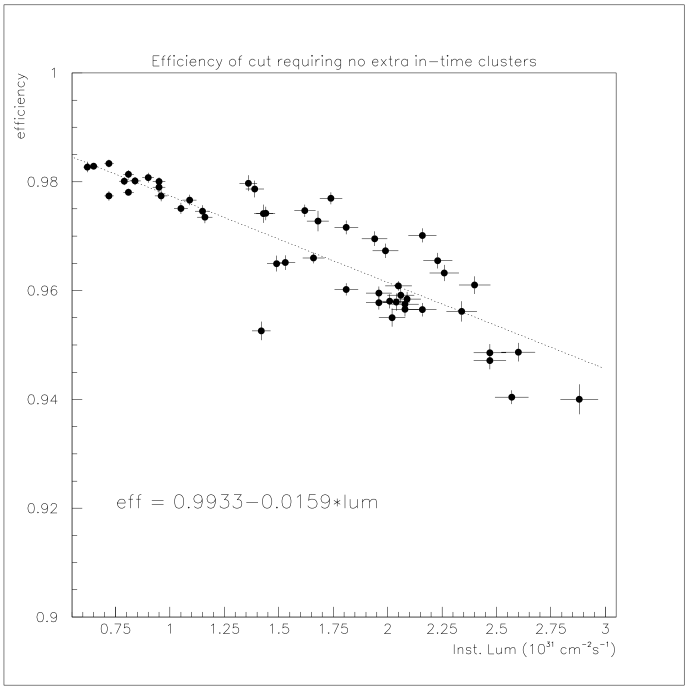

Figura 5.6: Efficienza del taglio *Timing* stimata con il metodo del *Random gate*. I punti sopra la retta si riferiscono a dati in cui le soglie per i TDC erano più alte. Per cortesia di Michelle Thompson.

ipotizzare l'assenza di segnale nel canale $p\overline{p} \longrightarrow (c\overline{c}) \longrightarrow \gamma\gamma$ (a parte processi non risonanti, che sono però trascurabili) (vedi capitolo 4). In particolare si sono analizzati i dati in corrispondenza di $E_{cm} = 3590.17$, acquisiti durante la ricerca della risonanza η_c' (1504 nb^{-1} a $\sim 1.6 \times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$) . I risultati sono riportati in tabella 5.5.

Conclusioni

Ci si chiede, date le efficienze di selezione ϵ e di reiezione ϵ_r, quale possa essere il criterio per scegliere i tagli che massimizzano il rapporto segnale/fondo. Detto N_s il numero di eventi di segnale e N_f il numero di eventi di fondo, si ha, nell'ipotesi di statistica pois-

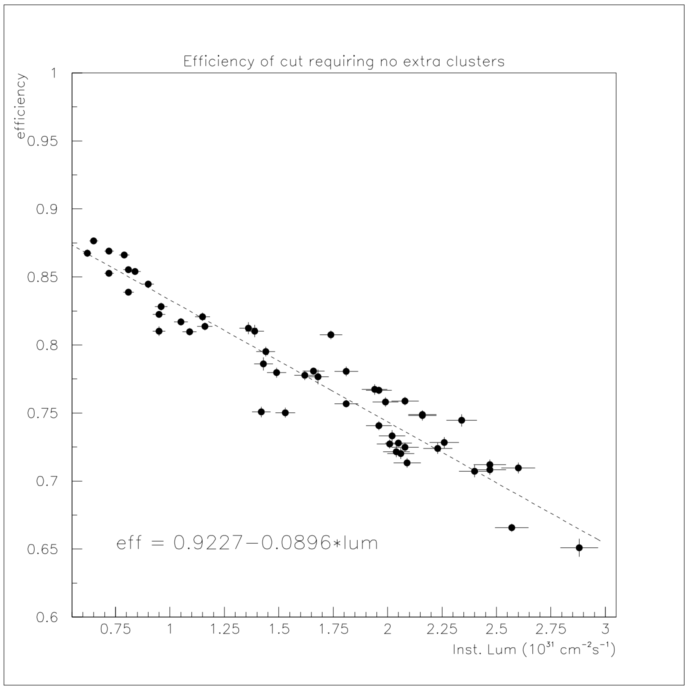

Figura 5.7: Efficienza del taglio *2 cluster* stimata con il metodo del *Random gate*. Per cortesia di Michelle Thompson.

soniana, $\sigma_{N_s} = \sqrt{N_s}, \sigma_{N_f} = \sqrt{N_f}, \sigma_{N_s+N_f} = \sqrt{N_s + N_f}$. **Il numero di deviazioni standard di cui il segnale si stacca dal fondo è:**

$$n_\sigma = \frac{N_s}{\sqrt{N_s + N_f}},$$

ovvero, indicando con l'apice gli eventi selezionati dall'analisi :

$$n'_\sigma = \frac{N'_s}{\sqrt{N'_s + N'_f}},$$

e ,con $N'_s = \epsilon N_s, N'_f = (1 - \epsilon_r) N_f$**,**

$$n'_\sigma = \frac{\sqrt{\epsilon N_S}}{\sqrt{1 + \frac{1-\epsilon_r}{\epsilon} \frac{N_f}{N_s}}}$$

Il *set* di tagli migliore, supponendo di non conoscere N_f e N_s, è quello che contemporaneamente massimizza ϵ e minimizza il rapporto $\frac{1-\epsilon_r}{\epsilon}$.

Si possono tuttavia fare delle ipotesi per stimare N_f e N_s: il numero di eventi di fondo, se supponiamo che questo non vari nella regioni di energia in esame, è la grandezza del campione, normalizzata alla luminosità integrata, che si ha prima di applicare i tagli per una E_{cm} lontana dalla risonanza (3590 MeV nel nostro caso); per N_s si è usato il numero di eventi che ci si aspetta al picco secondo la misura di E760 ($\sigma_{peak} = 43 \pm 15pb$). Si sono inoltre presi in considerazione i casi in cui la misura di E760 risultasse sottostimata o soprastimata di due deviazioni standard.

taglio	ϵ	ϵ_r	$\frac{1-\epsilon_r}{\epsilon}$	$n_\sigma 1$	$n_\sigma 2$	$n_\sigma 3$
Timing et Xma	**95.0**	**77.7**	**0.23**	**1.18**	**1.98**	**0.36**
Time100 et Xmb	**92.9**	**68.9**	**0.33**	**0.98**	**1.65**	**0.29**
Time200 et Xmc	**92.8**	**35.8**	**0.69**	**0.69**	**1.16**	**0.21**
2 Cluster et prob>10%	**56.7**	**98.3**	**0.03**	**2.30**	**3.64**	**0.75**
Timing et prob>10%	**82.2**	**96.4**	**0.04**	**2.37**	**3.82**	**0.76**
Time100 et prob>10%	**83.3**	**92.6**	**0.09**	**1.75**	**2.88**	**0.54**
Time200 et prob>10%	**83.5**	**87.0**	**0.15**	**1.37**	**2.28**	**0.42**
Timing et Xma et prob>10%	**79.5**	**96.8**	**0.04**	**2.42**	**3.88**	**0.78**
Time100 et Xmb et prob>10%	**77.8**	**96.2**	**0.05**	**2.18**	**3.53**	**0.69**
Time200 et Xmc et prob>10%	**77.6**	**93.2**	**0.09**	**1.70**	**2.80**	**0.53**
Timing et prob>5%	**87.9**	**95.8**	**0.05**	**2.37**	**3.82**	**0.75**
Time100 et prob>5%	**89.2**	**91.1**	**0.09**	**1.72**	**2.84**	**0.53**
Time200 et prob>5%	**89.4**	**84.7**	**0.17**	**1.37**	**2.23**	**0.41**
2 Cluster et prob>5%	**60.7**	**97.9**	**0.03**	**2.25**	**3.58**	**0.73**
Timing et Xma et prob>5%	**85.1**	**96.2**	**0.04**	**2.39**	**3.86**	**0.77**
Time100 et Xmb et prob>5%	**83.3**	**95.2**	**0.06**	**2.12**	**3.45**	**0.67**
Time200 et Xmc et prob>5%	**83.1**	**91.6**	**0.1**	**1.65**	**2.72**	**0.51**

Tabella 5.2: Confronto tra *set* di tagli

taglio	ϵ	ϵ_r	$\frac{1-\epsilon_r}{\epsilon}$	$n_\sigma 1$	$n_\sigma 2$	$n_\sigma 3$
prob>1%	**95.7**	**79.2**	**0.22**	**1.23**	**2.06**	**0.37**
prob>5%	**89.6**	**84.7**	**0.17**	**1.33**	**2.23**	**0.41**
prob>10%	**83.6**	**87.4**	**0.15**	**1.37**	**2.28**	**0.42**
prob>15%	**78.7**	**89.4**	**0.13**	**1.40**	**2.33**	**0.43**

Tabella 5.3: Confronto tra i vari valori di taglio per la probabiltità del fit cinematico.

In tabella 5.2 sono riportati i valori di $\epsilon, \epsilon_r, \frac{1-\epsilon_r}{\epsilon}, n_\sigma 1, n_\sigma 2, n_\sigma 3$ per diversi *set* di tagli. $n_\sigma 1, n_\sigma 2, n_\sigma 3$ sono rispettivamente il numero di deviazioni standard di cui ci si aspetta che il picco si stacchi dal fondo per le efficienze date e nell'ipotesi che il segnale sia una σ sotto la misura di E760, uguale alla misura di E760 o due σ sopra.

n_σ è allora il parametro che stima la bontà di un insieme di tagli.

Si è escluso di usare combinazioni in cui non comparisse alcun taglio sulla probabilità di χ^2, in quanto l'efficienza di reiezione è decisamente minore ed il parametro $\frac{1-\epsilon_r}{\epsilon}$ è maggiore rispetto a quelle in cui è usato; n_σ è decisamente più basso.

La combinazione migliore è dunque *Timing et Xma et prob>10%*, ovvero quella denominata Selezione A, poichè si stima che massimizzi il rapporto segnale/fondo..

5.2 Analisi della curva di eccitazione con il metodo della massima verosimiglianza: risultati

Si sono applicati gli insiemi di tagli descritti in 5.1.2 sui dati acquisiti nell'intorno della risonanza e su alcuni campioni di fondo.

In tabella 5.6 sono riportati i singoli punti in energia, con il numero di eventi candidati $\gamma\gamma$ rivelati per i diversi insiemi di tagli. Su questi punti si è applicato il metodo della massima verosimiglianza. L'ipotesi è quella di curva di risonanza alla Breight-Wigner,

convoluta con la distribuzione in energia del fascio di antiprotoni, su un fondo piatto. I parametri del fit sono:

- Larghezza della risonanza
- Massa della risonanza
- Prodotto dei branching ratio $B_{in} \times B_{out}$, o ,alternativamente, prodotto $B_{in} \times \Gamma_{\gamma\gamma}$
- Livello del fondo (σ_{bkg}).

Il metodo della massima verosimiglianza fa uso della ***funzione di verosimiglianza*** L, che è il prodotto delle probabilità che ciascun evento si sia verificato. I parametri variano iterativamente fino a che L non è massima, ovvero fino a che non si sono trovati i valori che rendono massima la probabilità che si sia verificato l'insieme di eventi effettivamente osservato.

La funzione di verosimiglianza è scritta assumendo che il numero di eventi n_j osservati all'energia j-esima segua una statistica di Poisson:

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

dove

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

è il numero di eventi previsti e

$$\sigma_m = \frac{(2J+1)\pi}{k^2} \times B_{p\overline{p}} \times B_{\gamma\gamma} \times \epsilon.$$

$f_j(\sqrt{s})$ è la distribuzione in energia del fascio nel centro di massa.

Per provare la stabilità dei risultati si sono effettuate diverse prove:

1. Set di tagli A, massa fissata a 3556.17 MeV, larghezza fissata a 2.0 MeV [36].

2. Set di tagli A, massa e larghezza liberi.

3. Set di tagli B, massa e larghezza fissate.

4. Set di tagli C, massa e larghezza fissate.

L'efficienza di trigger è stata considerata del 100% per la parte riguardante il calorimetro, mentre per l'inefficienza dovuta alle coincidenze spurie nel veto delle tracce cariche si è assunto un valore di 4.5 % per ogni $10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$ di luminosità istantanea (vedi 3.1). Si è calcolata la luminosità istantanea media per i gruppi di ***run*** corrispondenti alla stessa E_{cm} e registrati consecutivamente, pesata secondo la luminosità integrata; si è calcolata l'efficienza di trigger in base a questo valore. Il valore usato per l'inefficienza dovuta a conversioni è 2.2%(vedi 3.5.2. Si sono trascurati gli errori sulla misura della luminosità. L'efficienza di selezione è quella riportata sopra, mentre per l'accettanza si è usato il valore calcolato come per l'analisi dei dati dell'esperimento E760 [2]: dalla distribuzione angolare per la reazione $\chi_2 \longrightarrow J/\psi + \gamma$, si è trovato che lo stato iniziale è dominato dalla componente di elicità=1. Assumendo uno stato iniziale di pura elicità=1 ed uno stato finale di pura elicità=2, si ottiene una distribuzione angolare del tipo :

$$W(\theta^*) = \frac{5}{4}[1 - cos^4\theta^*].$$

Stimare direttamente dai dati la distribuzione angolare per la reazione $\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma$ è impossibile a causa della bassa statistica a disposizione e dal contributo dominante del fondo.

Integrando l'espressione di sopra tra $cos\theta^* = 0$ e $cos\theta^* = .4$ si ottiene il valore dell'accettanza per quel taglio, che è 0.5.

La tabella 5.4 sintetizza i risultati ottenuti.

5.3 Conclusioni

I valori che si vogliono dare per le misure dei parametri della risonanza studiata in questo capitolo sono quelli a cui si perviene applicando la selezione A, che si è preferita per i motivi spiegati sopra.

La stabilità del risultato applicando selezioni diverse (vedi tabella 5.4), è ottima se si fissano la massa e la larghezza secondo i valori misurati altrove, mentre, a causa della bassa statistica e delle fluttuazioni del fondo, se questi parametri vengono lasciati liberi i risultati sono più incerti.

I valori misurati sono dunque :

- $B_{p\overline{p}} \times B_{\gamma\gamma} \times 10^8 = 2.19^{+0.34}_{-0.33}$
- $B_{p\overline{p}} \times \Gamma_{\gamma\gamma}(eV) \times 10^2 = 4.39^{+0.69}_{-0.67}$.

Se si assume per $B_{\chi_2 \longrightarrow p\overline{p}}$ il valore del PDG, ovvero (1.00 ±0.10)$\times 10^{-4}$**, si ha:**

- $B_{\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma} = (2.19 \pm 0.40) \times 10^{-4}$
- $\Gamma_{\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma}(eV) = (439 \pm 82)eV$

La curva di eccitazione è riportata in figura 5.11 Per altre considerazioni relative al significato fisico di questi risultati si rimanda al Capitolo 7.

In questa analisi si è trascurato l'errore sulla misura della luminosità integrata ($\sim 2-3\%$).

	A1	**A2**	**B**	**C**
Massa(MeV/c^2)	**3556.17 (F)**	$\mathbf{3556.34^{+0.27}_{-0.30}}$	**F**	**F**
Γ_{TOT}	**2.0 (F)**	**F**	**F**	**F**
$B_{p\overline{p}} \times B_{\gamma\gamma} \times 10^8$	$\mathbf{2.19^{+0.34}_{-0.33}}$	$\mathbf{2.12^{+0.35}_{-0.32}}$	$\mathbf{2.22^{+0.39}_{-0.38}}$	$\mathbf{2.31^{+0.34}_{-0.32}}$
$B_{p\overline{p}} \times \Gamma_{\gamma\gamma}(eV) \times 10^2$	$\mathbf{4.39^{+0.69}_{-0.67}}$	$\mathbf{4.25\ ^{+0.71}_{-0.65}}$	$\mathbf{4.44^{+0.79}_{-0.77}}$	$\mathbf{4.63^{+0.69}_{-0.66}}$
$\sigma_{bkg}(pb)$	**10.1±0.8**	**10.1 ±0.8**	**10.6±0.8**	**3.2±0.4**
ϵ	**0.384 (F)**	**0.384 (F)**	**0.330 (F)**	**0.274 (F)**
χ^2/gdl	**33.9/22**	**35.0/21**	**52.2/22**	**46.7/22**

Tabella 5.4: Risultati del fit con il metodo della massima verosimiglianza ((F)=parametro fissato). Colonna 1,2: selezione A. Col. 3: selezione B. Col.4: selezione C

taglio	ϵ di reiezione %	errore	Eventi sel.
Nessuno	0		7805
Timing	75.9	1.3	1884
Time100	49.7	.9	3922
Time200	.20	.05	7789
2 Cluster	87.3	1.4	993
prob>1%	79.2	1.3	1626
prob>5%	84.7	1.4	1193
prob>10%	87.4	1.4	983
prob>15%	89.4	1.5	830
Xma	6.8	.3	7272
Xmb	32.9	.75	5233
Xmc	35.7	.79	5019
Timing et Xma	77.7	1.3	1742
Time100 et Xmb	68.9	1.2	2472
Time200 et Xmc	35.8	.8	5008
2 Cluster et prob>10%	98.3	1.6	134
Timing et prob>10%	96.4	1.6	270
Time100 et prob>10%	92.6	1.5	576
Time200 et prob>10%	87.4	1.3	983
Timing et Xma et prob>10%	96.8	1.6	247
Time100 et Xmb et prob>10%	96.1	1.5	304
Time200 et Xmc et prob>10%	93.2	1.5	529
2 Cluster et prob>5%	97.9	1.6	159
Timing et prob>5%	95.8	1.5	327
Time100 et prob>5%	91.1	1.5	694
Time200 et prob>5%	84.7	1.4	1193
Timing et Xma et prob>5%	96.2	1.5	298
Time100 et Xmb et prob>5%	95.2	1.5	371
Time200 et Xmc et prob>5%	91.6	1.5	654

Tabella 5.5: Riassunto efficienze di reiezione

E_{cm}	$\int L\ dt\ (nb^{-1})$	**Eventi: Sel.A**	**Sel.B**	**Sel.C**	$\Gamma_{beam}(MeV)$	**Run**
3525.60	**1820.8**	**23**	**21**	**13**	**.8**	**1414-23**
3526.22	**1890.2**	**19**	**27**	**7**	**.8**	**1383-92**
3526.27	**2014.5**	**14**	**22**	**3**	**.8**	**1306-15**
3526.80	**2010.6**	**19**	**17**	**7**	**.8**	**1403-12**
3535.97	**1297.2**	**12**	**12**	**3**	**.8**	**1244-53**
3544.70	**1007.2**	**6**	**5**	**3**	**.7**	**774-84**
3554.83	**497.5**	**9**	**10**	**4**	**.9**	**1379-80**
3555.23	**526.1**	**7**	**6**	**4**	**.7**	**769-72**
3555.89	**522.9**	**12**	**10**	**4**	**.3**	**2202-3**
3555.79	**416.4**	**7**	**8**	**7**	**.9**	**1374-75**
3556.15	**526.2**	**11**	**7**	**4**	**.7**	**762-68**
3556.25	**417.6**	**8**	**10**	**5**	**.9**	**1371-72**
3556.26a	**588.8**	**11**	**11**	**4**	**.6**	**1083-85**
3556.26b	**784.5**	**16**	**14**	**11**	**.6**	**1086-91**
3556.39	**764.0**	**9**	**9**	**7**	**.3**	**2197-99**
3556.56	**1982.4**	**45**	**40**	**27**	**.8**	**688-714**
3556.69	**822.6**	**22**	**29**	**14**	**.3**	**2192-95**
3556.96	**405.0**	**9**	**7**	**5**	**.9**	**1368-69**
3557.21	**915.4**	**7**	**6**	**3**	**.8**	**750-761**
3558.17	**386.2**	**10**	**9**	**2**	**.9**	**1365-66**
3576.14	**1639.0**	**9**	**9**	**1**	**.8**	**1283-80**
3580.19	**594.7**	**9**	**8**	**3**	**.8**	**1132-34**
3580.87	**636.0**	**7**	**8**	**2**	**.8**	**1122-24**
3590.17	**1504.3**	**16**	**12**	**5**	**.8**	**1112-1118**

Tabella 5.6: Numero di eventi in funzione dell'energia per le diverse selezioni (non corretti).

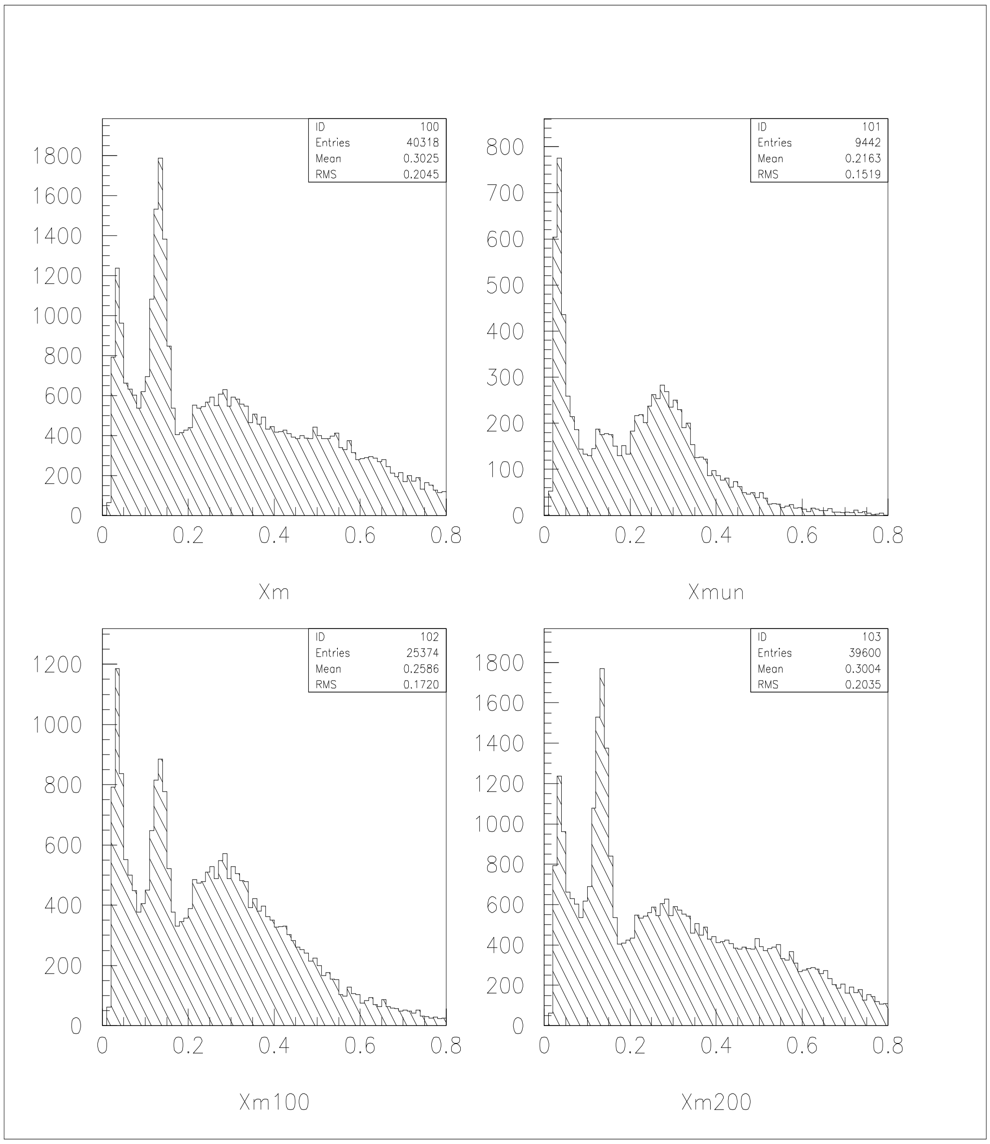

Figura 5.8: Distribuzioni di masse invarianti. In alto a sinistra è mostrata la distribuzione delle masse formate combinando i due cluster relativi ai "candidati γ" con tutti gli altri. Le altre figure si riferiscono alla selezione relativa ai tagli Xma,Xmb,Xmc

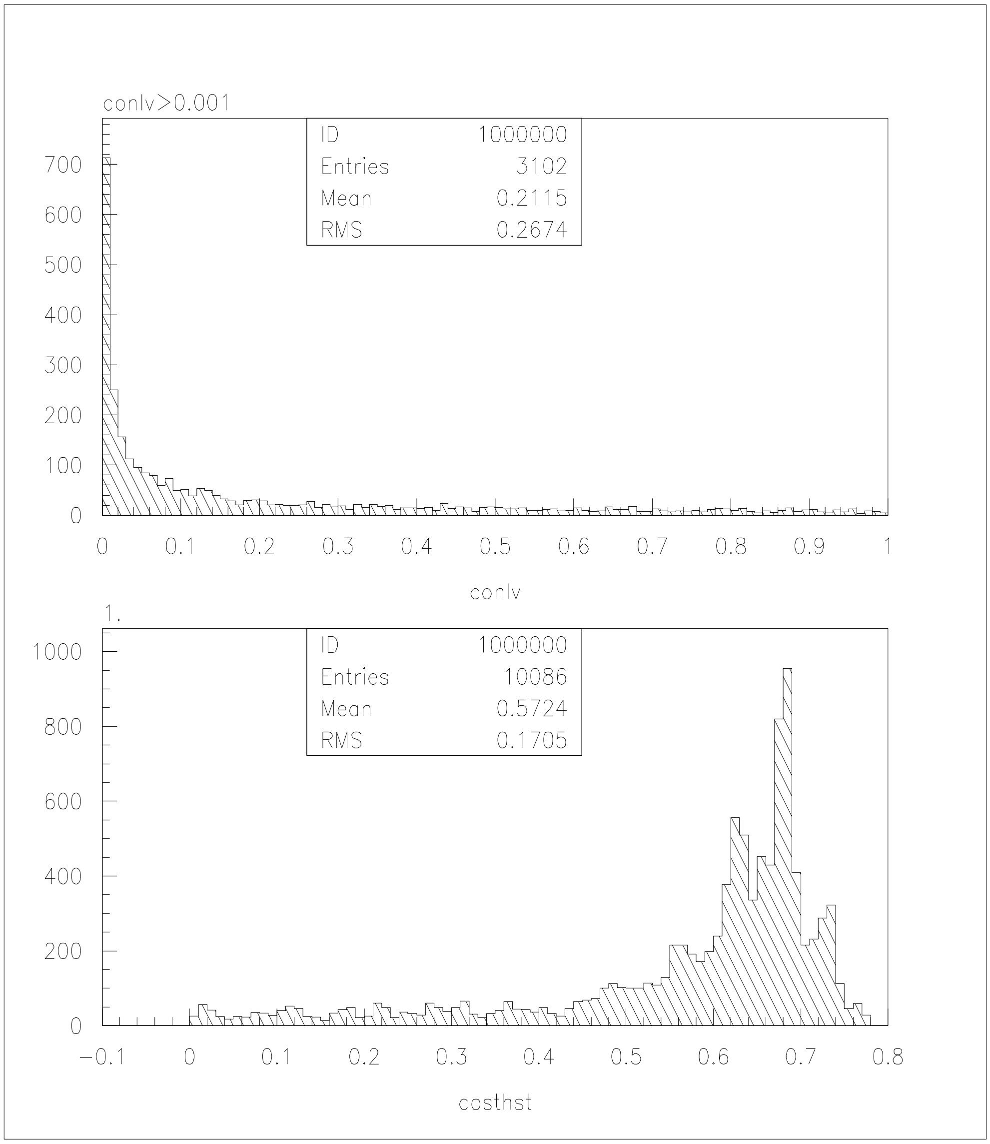

Figura 5.9: Sopra: distribuzione della probabilità di χ^2 per il fit cinematico. Sotto: distribuzione del $\cos\theta^*$.

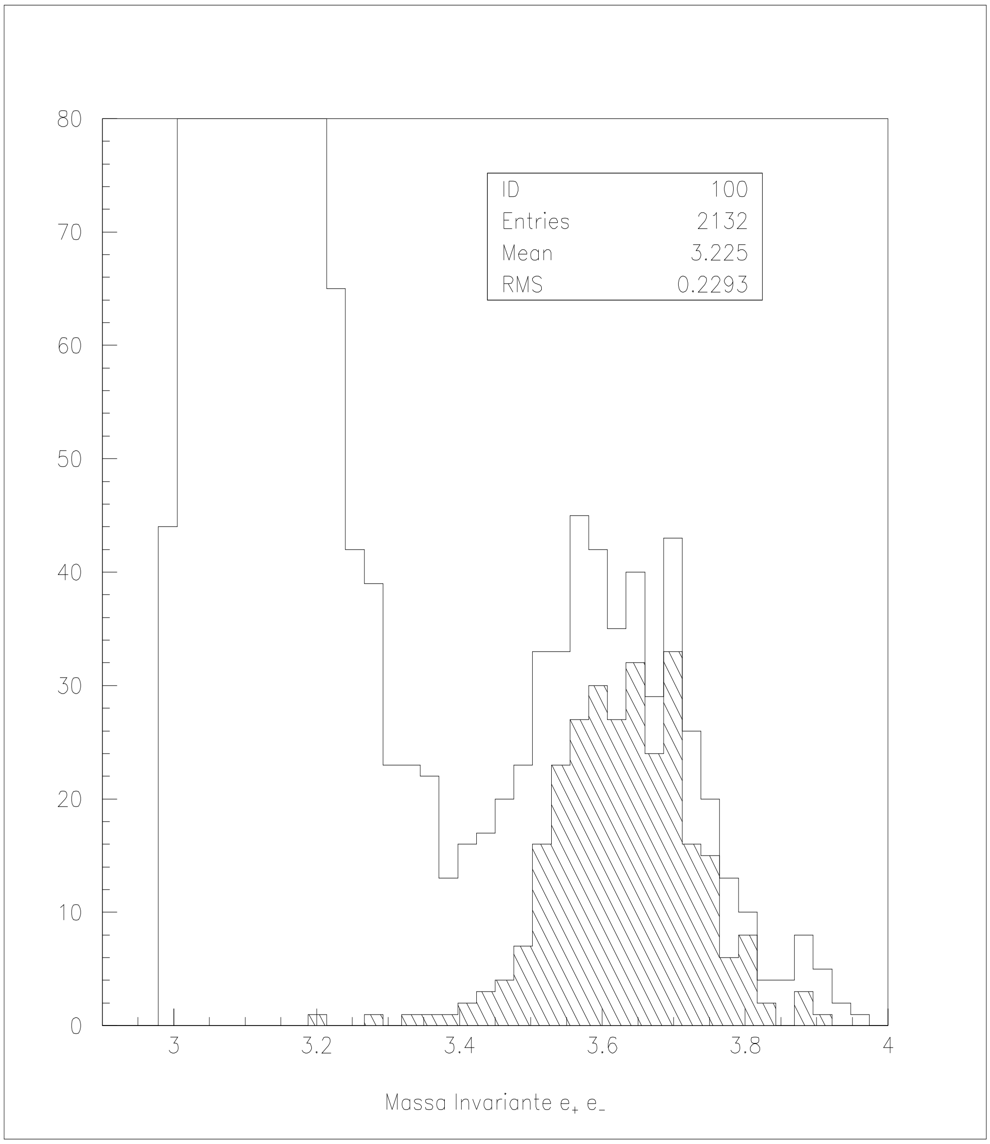

Figura 5.10: Distribuzione della massa invariante dei "candidati elettroni-positroni" a $E_{cm} = 3686.2$. La linea aperta corrisponde a eventi di trigger 13 (carichi); la zona tratteggiata corrisponde ai tagli su probabilità di fit e *electron weight*.

Esperimento	$\Gamma_{\gamma\gamma}(keV)$	$B_{p\overline{p}} \times B_{\gamma\gamma} \times 10^8$	$B_{p\overline{p}} \times \Gamma_{\gamma\gamma}(eV) \times 10^2$
E835 (97)	**0.439 ± 0.082**	$2.19^{+0.34}_{-0.33}$	$4.39^{+0.69}_{-0.77}$
CLEO2 (94) [36]	**1.08** $\pm 0.30 \pm 0.26$		
E760 (93) [2]	**0.32 ± 0.08 ± 0.05**	$1.60 \pm 0.39 \pm 0.16$	
TPC (93) [9]	**3.4**$\pm 1.7 \pm 0.9$		
R704 (87) [10]	**2.9**$\pm 1.2 \pm 1.7$		
Teoria			
PQCD [22]	**0.81** ± 0.15		
BA [25]	**0.56**		

Tabella 5.7: Confronto con altri risultati sperimentali e con la teoria. Per E760 e E835 il valore di $\Gamma_{\gamma\gamma}$ è calcolato assumendo per $B(\chi_2 \longrightarrow p\overline{p})$ il valore di $(1.00 \pm 0.1) \times 10^{-4}$.

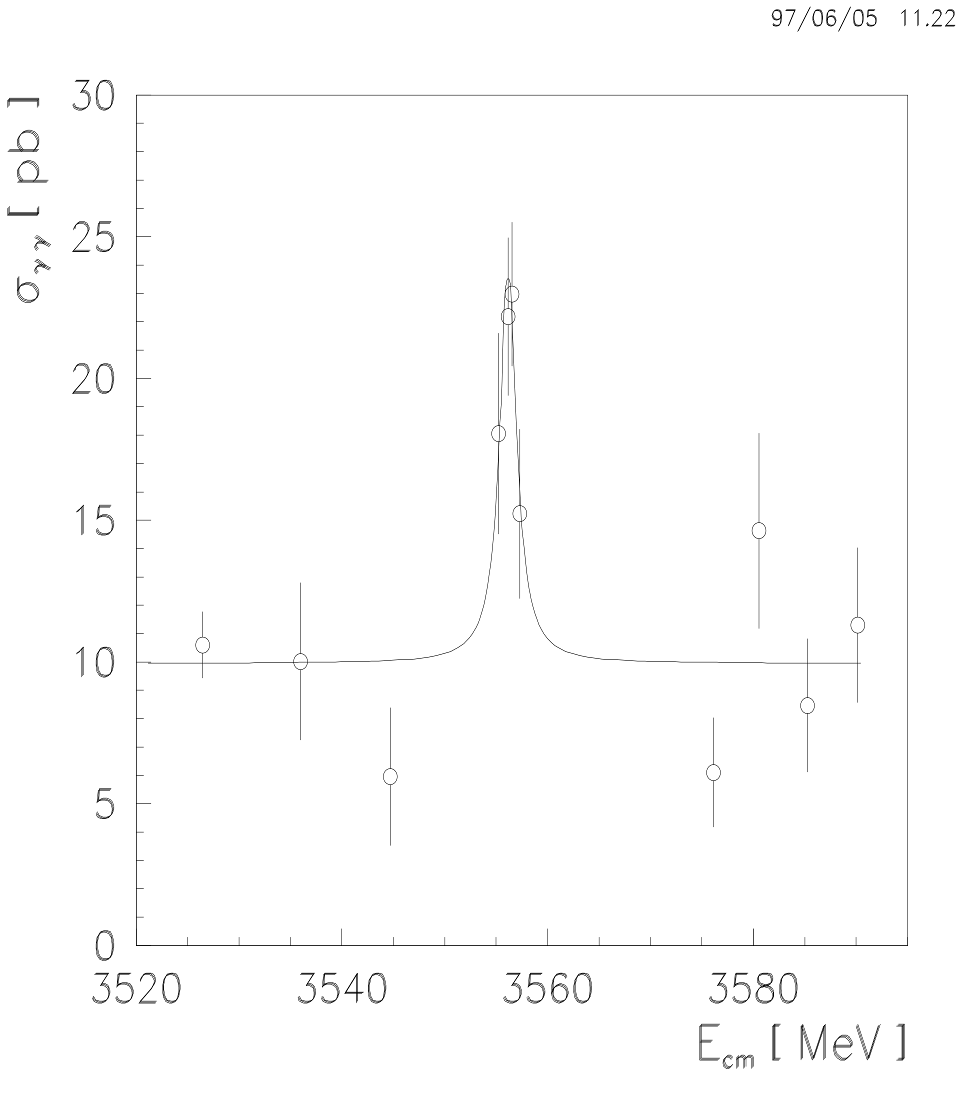

Figura 5.11: Curva di eccitazione (non corretta) per il processo $p\overline{p} \longrightarrow \chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma$. Si sono combinati arbitrariamente diversi punti. La linea continua si riferisce ad un *fit* con massa fissata a 3556.17 Mev e larghezza fissata a 2.0 MeV.

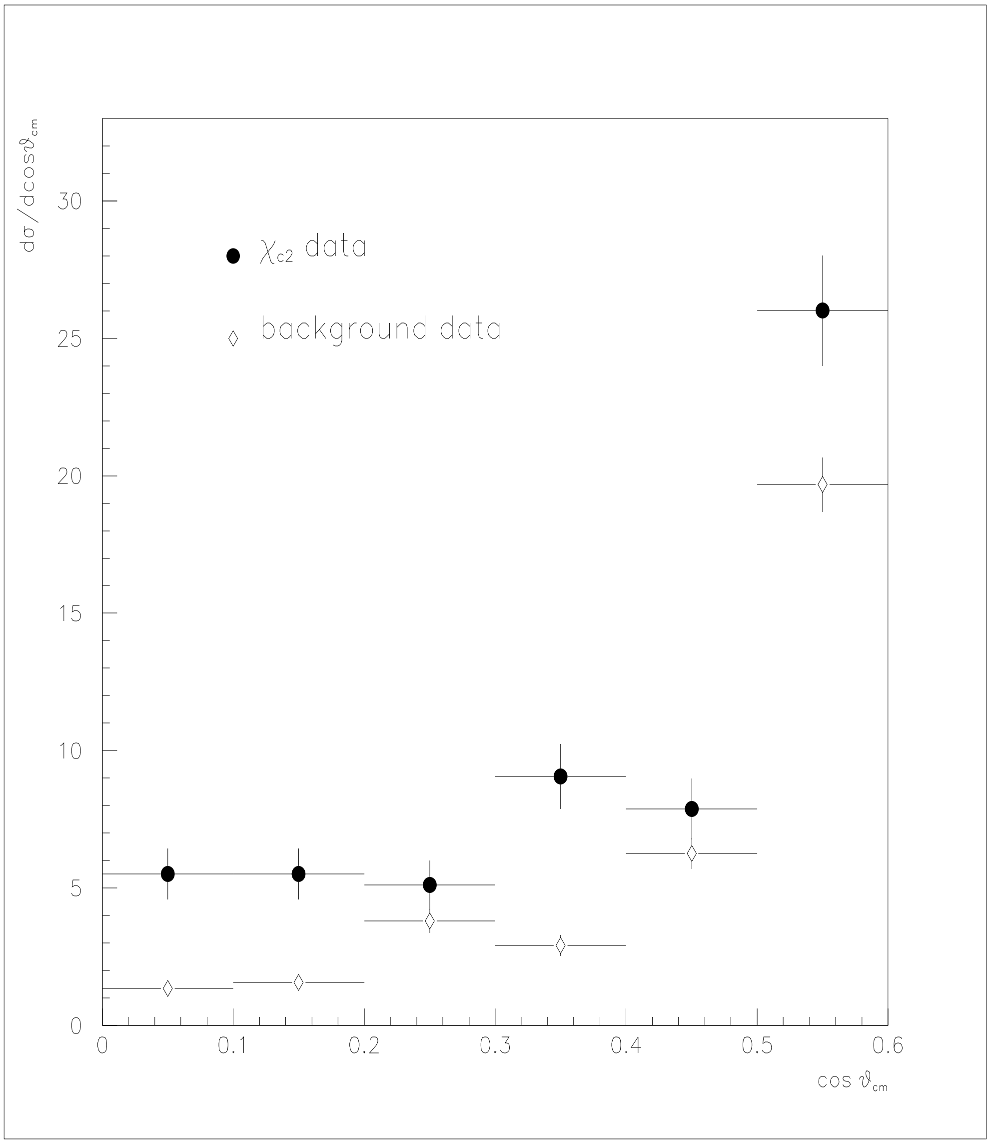

Figura 5.12: Distribuzione angolare dei fotoni nel centro di massa

Capitolo 6

Lo stato $^1S_0$ (η_c) del charmonio

In questo capitolo si presentano gli studi relativi alla reazione $p\overline{p} \longrightarrow \eta_c \longrightarrow \gamma\gamma$. L'analisi è del tutto simile a quella presentata nel capitolo precedente, al quale si rimanda per i dettagli. I dati si riferiscono al periodo di presa dati dell'esperimento E835 che va dal 27/01/97 al 15/06/97. Anche in questo caso, il presente va visto come uno studio preliminare, e non costituisce il risultato definitivo dell'esperimento.

6.1 Selezione degli eventi

La selezione preliminare è la stessa descritta nel capitolo precedente, con la sola variante che sono respinti eventi in cui nessuna combinazione di massa invariante è sopra 2.5 GeV invece che 3.0 GeV.

6.1.1 Efficienza dei tagli

Efficienza di selezione

L'efficienza dei tagli è stata stimata su un campione di coppie e^+e^- provenienti dal decadimento a due corpi della J/ψ . Come spiegato nel capitolo precedente, questi eventi sono, dal punto di vista del Calorimetro Centrale, indistinguibili da eventi $\gamma\gamma$. Si sono

analizzati 494 nb^{-1} di dati presi ad una luminosità istantanea media di $\sim$ .8 $\times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$, ad $E_{cm} = 3096.98$.

Per le definizioni dei tagli e dei campioni di riferimento si rimanda al Capitolo 4. La tabella 6.5 mostra le varie efficienze.

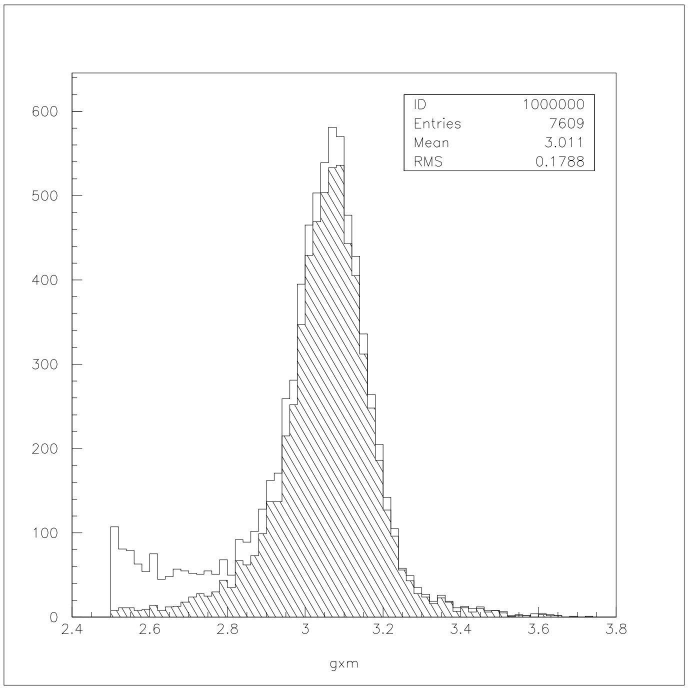

Figura 6.1: Distribuzione della massa invariante dei "candidati elettroni-positroni" a $E_{cm} = 3096.98$. La linea aperta corrisponde a eventi di trigger 13; la zona tratteggiata corrisponde ai tagli su *electron weight*.

Efficienza di reiezione

L'efficienza di reiezione è valutata su un campione di 954.07 nb^{-1} (36728 eventi) registrati a $E_{cm} = 3008.8$ ad una luminosità istantanea di $\sim$ 1 $\times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$. I risultati sono riportati in tabella 6.6

Conclusioni

Applicando i criteri spiegati nel capitolo precedente, si è cercato di stabilire *a priori* quale combinazione di tagli massimizzasse il rapporto segnale/fondo. Per chiarezza ricordiamo che il numero di deviazioni standard di cui il segnale si stacca dal fondo, al picco della risonanza, può essere scritto come :

$$n'_\sigma = \frac{\sqrt{\epsilon N_S}}{\sqrt{1 + \frac{1-\epsilon_r}{\epsilon}\frac{N_f}{N_s}}}.$$

Per stimare N_s si è fatto riferimento alla misura della sezione d'urto per il processo $\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma$ effettuata da E760 [3], con le ipotesi alternative che il valore effettivo del segnale si trovi due deviazioni standard sopra o sotto quella misura. Per stimare il numero di eventi di fondo sotto al picco N_f si è proceduto come segue. L'analisi di E760 presenta una stima dell'andamento del fondo basata sul metodo descritto in [3] o anche, brevemente, in questa tesi (capitolo 4). L'andamento è parametrizzato con una funzione del tipo:

$$\sigma_{bkg} = A(\frac{\sqrt{s_0}}{\sqrt{s}})^B. \tag{6.1}$$

Si è misurato il numero di eventi di fondo che si hanno prima di applicare i tagli a E_{cm}= 3008.8. Si è quindi supposto valido il valore di B riportato nell'analisi di E760 citata sopra e si è ricavato il valore di A per quella E_{cm}. Si è quindi applicata la formula 6.1 per gli A e B così ottenuti e per E_{cm}=2985 MeV: gli eventi di fondo N_s così stimati risultano essere 46639. È stato così possibile stimare il valore di n_σ per i diversi *set* di tagli. I risultati sono riportati in tabella 6.1.

I tagli migliori risultano essere Timing et Xma et prob>10%, 2 Cluster et prob>10%,Timing et Xma et prob>5%, senza che uno di questi prevalga nettamente. Se si osserva tuttavia la tabella 6.2, in cui sono riportati i parametri per i diversi tagli sulla probabilità di χ^2 del fit cinematico presi singolarmente, si nota che prob> 10%

è migliore di prob> 5%. Come insieme di tagli di riferimento si è scelto Timing et Xma et prob>10%, a cui d'ora in avanti ci riferiremo come Selezione A, con la restrizione in accettanza a cos$\theta^* < .25$. Per provare la stabilità dei tagli, si effettuerà l'analisi anche per i tagli Time100 et Xmb et prob>15% , con accettanza ristretta a cos$\theta^* < .25$ e (Selezione B) e 2 Cluster et prob>10% e $\theta^* < .25$ (Selezione C).

taglio	ϵ	ϵ_r	$\frac{1-\epsilon_r}{\epsilon}$	$n_\sigma 1$	$n_\sigma 2$	$n_\sigma 3$
Timing et Xma	**95.8**	**85.3**	**0.15**	**4.6**	**6.6**	**2.6**
Time100 et Xmb	**95.1**	**79.3**	**0.21**	**3.9**	**5.6**	**2.2**
Time200 et Xmc	**94.9**	**66.7**	**0.35**	**3.1**	**4.4**	**1.7**
2 Cluster et prob>10%	**65.7**	**98.7**	**0.02**	**9.1**	**12.6**	**5.4**
Timing et prob>10%	**83.3**	**97.6**	**0.03**	**8.9**	**12.2**	**5.2**
Time100 et prob>10%	**84.7**	**93.7**	**0.07**	**6.1**	**8.5**	**3.4**
Time200 et prob>10%	**84.8**	**88.3**	**0.13**	**4.6**	**6.5**	**2.6**
Timing et Xma et prob>10%	**81.3**	**97.9**	**0.03**	**9.2**	**12.6**	**5.4**
Time100 et Xmb et prob>10%	**80.7**	**97.6**	**0.03**	**8.6**	**11.9**	**5.1**
Time200 et Xmc et prob>10%	**80.6**	**97.3**	**0.03**	**8.2**	**11.3**	**4.8**
Timing et prob>5%	**87.7**	**97.2**	**0.03**	**8.8**	**12.2**	**5.2**
Time100 et prob>5%	**89.2**	**92.5**	**0.08**	**5.8**	**8.3**	**3.3**
Time200 et prob>5%	**89.3**	**85.8**	**0.16**	**4.4**	**6.2**	**2.5**
2 Cluster et prob>5%	**69.2**	**98.4**	**0.03**	**8.9**	**12.1**	**5.3**
Timing et Xma et prob>5%	**85.6**	**97.6**	**0.03**	**9.2**	**12.6**	**5.4**
Time100 et Xmb et prob>5%	**84.9**	**97.2**	**0.03**	**8.5**	**11.8**	**4.9**
Time200 et Xmc et prob>5%	**84.8**	**96.7**	**0.04**	**8.0**	**11.1**	**4.6**

Tabella 6.1: Confronto di diverse combinazioni di tagli. n_σ 1,2,3 sono rispettivamente le deviazioni standard di cui ci si aspetta che il segnale si stacchi dal fondo se la sezione d'urto è quella misurata rispettivamente da E760, E760 + 2σ, E760 -2σ.

taglio	ϵ	ϵ_r	$\frac{1-\epsilon_r}{\epsilon}$	$n_\sigma 1$	$n_\sigma 2$	$n_\sigma 3$
prob>1%	**94.6**	**80.5**	**0.20**	**3.9**	**5.7**	**2.2**
prob>5%	**89.4**	**85.9**	**0.16**	**4.4**	**6.3**	**2.5**
prob>10%	**84.9**	**88.5**	**0.13**	**4.6**	**6.6**	**2.6**
prob>15%	**81.2**	**90.2**	**0.12**	**4.7**	**6.8**	**2.7**

Tabella 6.2: Confronto tra i vari valori di taglio per la probabiltità del fit cinematico.

6.2 Analisi della curva di eccitazione

Si sono applicati i tagli decritti nei paragrafi precedenti ai dati registrati nella regione di energia nel centro di massa che va dai 2910 ai 3097 MeV. Ai dati così selezionati si è applicato il metodo della massima verosimiglianza (descritto in 5.2): l'ipotesi è quella di risonanza alla Breight-Wigner, convoluta con la distribuzione in energia del fascio di antiprotoni, sovrapposta ad un fondo del tipo:

$$\sigma_{bkg} = A(\frac{\sqrt{s_0}}{\sqrt{s}})^B. \tag{6.2}$$

Il parametro $\sqrt{s_0}$ è fissato a 2988, cosicchè il valore di A dà un'informazione sull'altezza del fondo in prossimità del picco.

Al momento dell'analisi, non sono disponibili le misure della larghezza del fascio per ogni *run*; il parametro è stato fissato arbitrariamente a 0.7 per tutte le prese dati a queste energie. Si fa notare come, nel caso di risonanze larghe, come appunto la η_c, la convoluzione con la distribuzione del fascio non sia determinante.

La massima verosimiglianza è stata applicata a diverse selezioni di eventi, per provare la stabilità dei risultati. I parametri del fit sono:

- **massa della risonanza**
- **larghezza totale della risonanza**

- prodotto dei branching ratio $B_{p\overline{p}} \times B_{\gamma\gamma}$, o , alternativamente, prodotto $B_{p\overline{p}} \times \Gamma_{\gamma\gamma}$

- coefficienti A e B relativi all'andamento del fondo.

L'efficienza di trigger è stata considerata del 93.4%; le inefficienze sono dovute per il 2.2% a conversioni di uno dei due fotoni nel tubo a vuoto dell'acceleratore (vedi 3.5.2) e per il 4.5% ad inefficienze del veto delle tracce cariche dovute a coincidenze spurie. Quest'ultima inefficienza è stimata essere del 4.5 % ogni $10^{31} cm^{-2} sec{-1}$ di luminosità istantanea (vedi 3.1); si è quindi assunto che la presa dati all'energia della η_c sia avvenuta ad una luminosità istantanea media di $1 \times 10^{31} cm^{-2} sec{-1}$. Riassumiamo le efficienze delle varie analisi, escludendo la restrizione dell'accettanza l'efficienza dei tagli preliminari, che è del 98.7%:

- Selezione A (Timing et xma et prob>10%): 81.3 $\pm$0.7 %

- Selezione B (Time100 et xmb et prob>15%): 77.19 $\pm$0.7 %

- Selezione C (2Cluster et : prob>10%): 65.8 $\pm$0.8 %

La correzione per l'accettanza è stata effettuata nell'ipotesi che la distribuzione angolare dei fotoni emessi nel centro di massa sia uniforme, come ci si aspetta per uno stato di spin nullo. L'efficienza della restrizione $\cos\theta^* < a$ è allora pari ad a.

I risultati del metodo della massima verosimiglianza applicato alle diverse selezioni sono riportati nelle tabelle 6.3 e 6.4

6.3 Conclusioni

Come campione di riferimento si è scelta la Selezione A con la restrizione in accettanza $\cos\theta^* < 0.25$. La scelta di questo particolare valore del taglio è motivata sia dall'andamento della distribuzione angolare del fondo, che mostra una salita attorno o poco dopo $\cos\theta^* < 0.25$ per le energie considerate (vedi figura 6.2), sia dal

valore del χ^2 migliore. Il risultato è tuttavia stabile al variare della selezione. La curva di risonanza relativa a due diversi tagli in accettanza è mostrata nelle figure 6.5 e 6.6.

I risultati del *fit* con il metodo della massima verosimiglianza applicato a questi eventi sono:

- **Massa: $\mathbf{2986.14^{+2.18}_{-2.19}}$MeV**
- **Larghezza totale: $\mathbf{23.71^{+7.08}_{-5.67}}$MeV**
- $B_{\gamma\gamma} \times B_{p\overline{p}} \times 10^8$**:** $21.00^{+3.25}-3.19$
- $B_{p\overline{p}} \times \Gamma_{\gamma\gamma}$**:** $4.97^{+1.67}-1.34$**eV**

Con il valore per $B(\eta_c \longrightarrow p\overline{p})$ del PDG [36] di $12 \pm 4 \times 10^{-4}$ si ha inoltre:

- $B_{\gamma\gamma} = 1.75 \pm 0.63 \times 10^{-4}$
- $\Gamma_{\gamma\gamma} = 4.142 \pm 1.646$**KeV**

Si sono trascurati gli errori dovuti alle incertezze sulla misura della luminosità.

	A,$\cos\theta^* < .2$	**A**,$\cos\theta^* < .23$	**A**,$\cos\theta^* < .25$	**A**,$\cos\theta^* < .3$
Massa(MeV)	$\mathbf{2985.73}^{+1.95}_{-1.95}$	$\mathbf{2985.06}^{+2.08}_{-2.03}$	$\mathbf{2986.14}^{+2.41}_{-2.24}$	$\mathbf{2984.42}^{+2.41}_{-2.24}$
$\Gamma_{TOT}(MeV)$	$\mathbf{21.88}^{+7.32}_{-6.02}$	$\mathbf{23.97}^{+7.19}_{-5.85}$	$\mathbf{23.71}^{+7.08}_{-5.67}$	$\mathbf{21.86}^{+7.37}_{-5.95}$
$B_{p\overline{p}} \times B_{\gamma\gamma} \times 10^8$	$\mathbf{22.81}^{+3.48}_{-3.41}$	$\mathbf{22.24}^{+3.48}_{-3.23}$	$\mathbf{21.00}^{+3.25}_{-3.19}$	$\mathbf{18.54}^{+3.25}_{-3.19}$
$B_{p\overline{p}} \times \Gamma_{\gamma\gamma}(eV)$	$\mathbf{4.99}^{+1.82}_{-1.47}$	$\mathbf{5.33}^{+1.78}_{-1.43}$	$\mathbf{4.97}^{+1.67}_{-1.34}$	$\mathbf{4.05}^{+1.54}_{-1.22}$
$A(pb)$	**30.47±2.96**	**38.99 ±3.36**	**46.41±3.43**	**74.72±4.10**
B	**26.08±4.15**	**22.85±3.50**	**23.24±3.20**	**23.14±2.55**
$\chi^2(35gdl)$	**36.3**	**40.5**	**34.1**	**39.5**

Tabella 6.3: Risultati del fit con il metodo della massima verosimiglianza per diverse selezioni.

	Selezione B	**Selezione C**
Massa(MeV/c^2)	$\mathbf{2986.49}^{+2.72}_{-3.10}$	$\mathbf{2986.23}^{+2.11}_{-2.18}$
Γ_{TOT} **(MeV)**	$\mathbf{20.27}^{+8.95}_{-7.31}$	$\mathbf{20.56}^{+7.39}_{-5.83}$
$B_{p\overline{p}} \times B_{\gamma\gamma} \times 10^8$	$\mathbf{18.32}^{+3.83}_{-3.61}$	$\mathbf{20.06}^{+3.41}_{-3.31}$
$B_{p\overline{p}} \times \Gamma_{\gamma\gamma}(eV)$	$\mathbf{3.71}^{+1.78}_{-1.34}$	$\mathbf{4.12}^{+2.11}_{-2.18}$
$A(pb)$	**59.25±3.61**	**31.08±2.71**
B	**22.53±2.70**	**23.50±3.85**
$\chi^2(35gdl)$	**47.35**	**69.33**

Tabella 6.4: Risultati del fit con il metodo della massima verosimiglianza per diverse selezioni.

taglio	ϵ %	errore
Timing	**98.1**	**0.2**
Time100	**99.8**	**0.1**
Time200	**99.9**	**0.1**
2 Cluster	**77.5**	**0.8**
Xma	**97.6**	**0.2**
Xmb	**95.3**	**0.3**
Xmc	**94.9**	**0.3**
prob>1%	**94.6**	**0.4**
prob>5%	**89.4**	**0.5**
prob>10%	**86.9**	**0.6**
prob>15%	**81.2**	**0.7**
Timing et Xma	**95.7**	**0.3**
Time100 et Xmb	**95.1**	**0.3**
Time200 et Xmc	**94.9**	**0.3**
Timing et prob>10%	**83.3**	**0.6**
Time100 et prob>10%	**84.7**	**0.6**
Time200 et prob>10%	**84.9**	**0.7**
2Clust et prob>10%	**65.8**	**0.8**
Timing et Xma et prob>10%	**78.0**	**0.7**
Time100 et Xmb et prob>10%	**81.7**	**0.6**
Time200 et Xmc et prob>10%	**82.5**	**0.6**
Timing et prob>5%	**87.7**	**0.5**
Time100 et prob>5%	**89.2**	**0.5**
Time200 et prob>5%	**89.3**	**0.5**
2Clust et prob>5%	**69.2**	**0.8**
Timing et Xma et prob>5%	**85.6**	**0.6**
Time100 et Xmb et prob>5%	**84.9**	**0.6**
Time200 et Xmc et prob>5%	**84.8**	**0.6**

Tabella 6.5: Efficienze dei tagli e di loro combinazioni.

taglio	ϵ di reiezione %	errore
Timing	**83.2**	**0.6**
Time100	**57.9**	**0.5**
Time200	**0.08**	**.01**
2 Cluster	**90.3**	**0.7**
prob>10%	**88.5**	**0.7**
Xma	**8.1**	**0.1**
Xmb	**39.3**	**0.4**
Xmc	**41.3**	**0.4**
Timing et Xma	**85.3**	**0.6**
Time100 et Xmb	**79.3**	**0.6**
Time200 et Xmc	**66.8**	**0.5**
Timing et prob>10%	**97.6**	**0.7**
Time100 et prob>10%	**93.7**	**0.7**
Time200 et prob>10%	**88.5**	**0.7**
2Clust et prob>10%	**98.7**	**0.7**
Timing et Xma et prob>10%	**97.9**	**0.7**
Time100 et Xmb et prob>10%	**97.6**	**0.7**
Time200 et Xmc et prob>10%	**97.2**	**0.7**
Timing et prob>5%	**97.2**	**0.7**
Time100 et prob>5%	**92.5**	**0.7**
Time200 et prob>5%	**85.8**	**0.7**
2Clust et prob>5%	**98.4**	**0.7**
Timing et Xma et prob>5%	**97.6**	**0.7**
Time100 et Xmb et prob>5%	**97.2**	**0.7**
Time200 et Xmc et prob>5%	**96.7**	**0.7**

Tabella 6.6: Riassunto efficienze di reiezione

E_{cm}	$\int L\ dt\ (nb^{-1})$	**Eventi: Sel.A**	**Sel.A,$cos\theta^*$,.2,**	**Sel.B**	**Sel.C**	**Run**
2911.0	**527.36**	**48**	**38**	**56**	**27**	**2324-28nc**
2912.0	**144.2**	**23**	**13**	**27**	**14**	**2295-96**
2929.3	**328.18**	**15**	**12**	**19**	**8**	**2102-4**
2929.98	**376.9**	**30**	**17**	**43**	**20**	**2042-49**
2930.2	**231.56**	**13**	**6**	**17**	**9**	**2107-8**
2949.97	**268.75**	**17**	**8**	**18**	**13**	**1136-39**
2950.2	**415.91**	**32**	**22**	**40**	**20**	**2098-100**
2951.0	**617.6**	**41**	**31**	**48**	**29**	**2225-30**
2951.1	**383.59**	**29**	**21**	**39**	**20**	**2175-77**
2956.2	**406.61**	**26**	**16**	**37**	**20**	**2309-12**
2966.39	**601.3**	**37**	**23**	**46**	**25**	**2259-63**
2967.07	**298.19**	**24**	**13**	**26**	**18**	**1255-57**
2969.8	**552.95**	**32**	**23**	**39**	**18**	**2086-92**
2972.9	**799.3**	**56**	**44**	**64**	**39**	**2273-79**
2973.75	**634.75**	**50**	**36**	**60**	**35**	**2052-60**
2975.2	**352.02**	**20**	**13**	**27**	**13**	**2147-52**
2980.26	**253.63**	**16**	**10**	**16**	**12**	**1291-92**
2980.27	**448.98**	**35**	**25**	**39**	**22**	**1299-304**
2985.6	**475.03**	**40**	**33**	**39**	**28**	**2139-43**
2987.45	**344.74**	**26**	**20**	**26**	**14**	**1271-73**
2987.57	**252.21**	**20**	**14**	**22**	**13**	**1093-94**
2989.97	**373.62**	**31**	**23**	**40**	**20**	**2188-90**
2990.4	**503.24**	**39**	**27**	**43**	**31**	**2162-65**
2995.8	**748.63**	**56**	**33**	**56**	**35**	**2065-78**
3000.7	**348.97**	**22**	**19**	**27**	**13**	**2155-57**
3001.1	**213.5**	**6**	**4**	**8**	**3**	**2184-86**
3004.4	**1176.86**	**62**	**39**	**63**	**45**	**2298-306**
3008.8	**954.07**	**37**	**25**	**41**	**27**	**2120-31**
3024.97	**102.43**	**5**	**3**	**7**	**3**	**1193**
3025.92	**492.2**	**16**	**12**	**223**	**13**	**1209-15**
3096.91	**276.78**	**8**	**8**	**10**	**3**	**824-831**
3096.92	**291.75**	**3**	**0**	**3**	**0**	**908-9**
3096.98	**494.3**	**13**	**6**	**18**	**8**	**1331-36**
3096.9	**334.71**	**8**	**4**	**10**	**7**	**2285-88**
2956.3	**1003.45**	**65**	**48**	**70**	**42**	**2314-22nc**
2930.6	**877.14**	**57**	**42**	**72**	**46**	**2330-41nc**
2985.9	**1427.21**	**112**	**87**	**130**	**89**	**2344-57nc**
2982.7	**1013.55**	**90**	**64**	**88**	**59**	**2359-73nc**

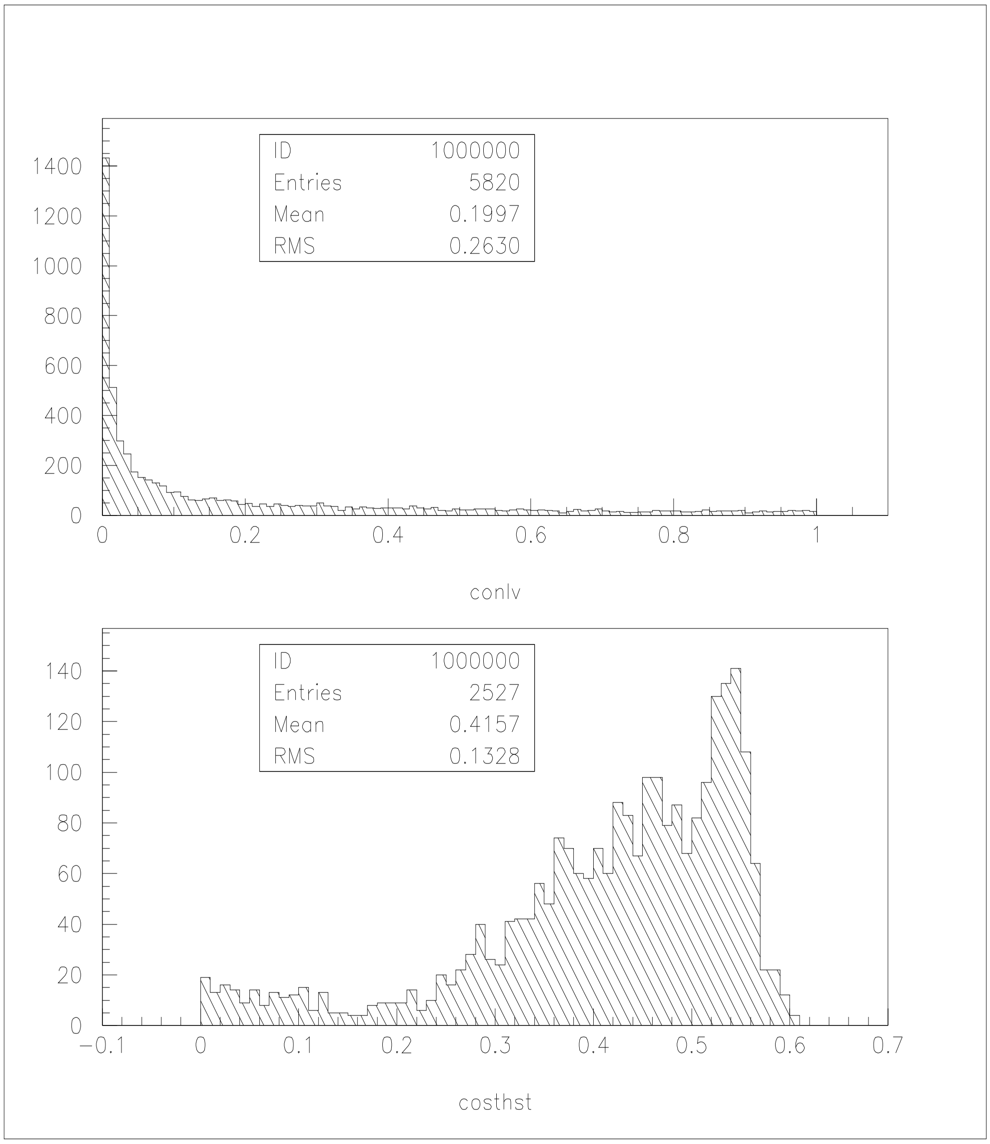

Figura 6.2: Sopra: distribuzione della probabilità di χ^2 per il fit cinematico. Sotto: distribuzione del $\cos\theta^*$. $E_{cm} = 2990.4$

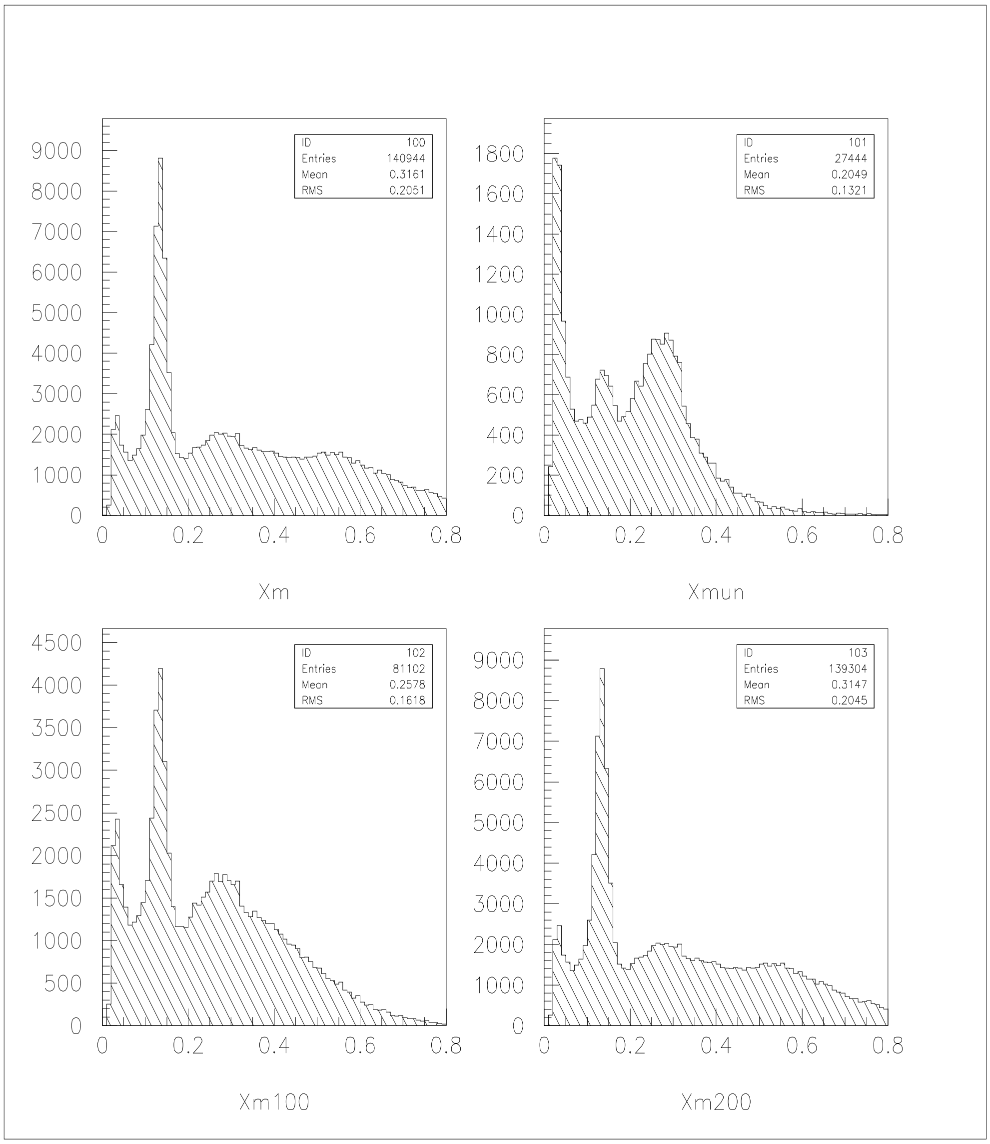

Figura 6.3: Distribuzioni di masse invarianti nella regione di energia della η_c. In alto a sinistra è mostrata la distribuzione delle masse formate combinando i due cluster relativi ai "candidati γ" con tutti gli altri. Le altre figure si riferiscono alla selezione relativa ai tagli Xma,Xmb,Xmc

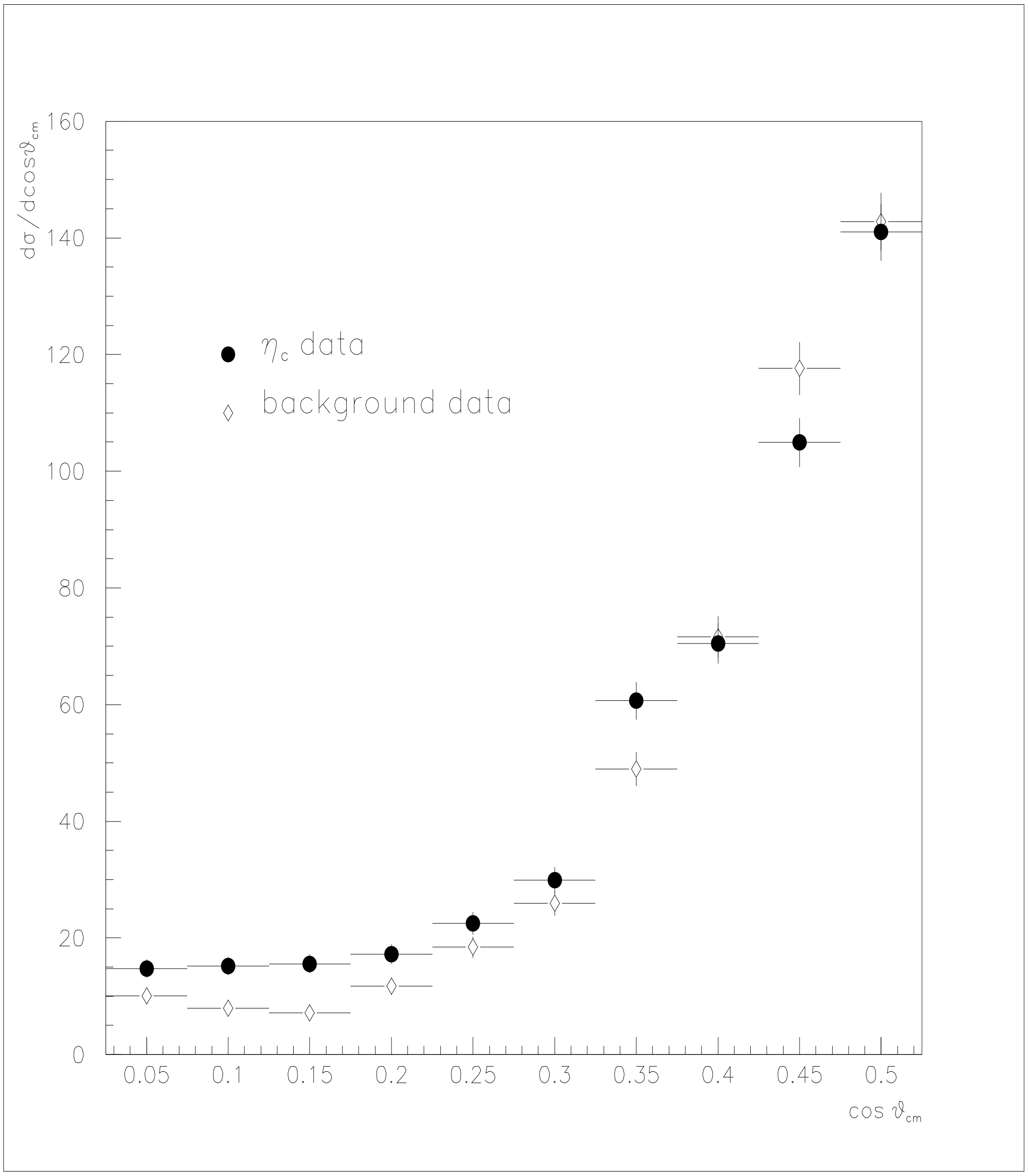

Figura 6.4: Distribuzione angolare degli eventi selezionati per un campione di fondo e di segnale

	$B(\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma) \times B(\eta_c \longrightarrow p\overline{p}) \times 10^8$	$\Gamma(\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma)(KeV)$
Esperimento		
E835	21.0 ± 3.2	4.14 ± 1.6
E760 [**3**]	$33.6^{+8.0}_{-7.0}$	$6.7^{+2.4}_{-1.7} \pm 2.3$
R704 [**10**]	68^{+42}_{-31}	$4.3^{+3.4}_{-3.7} \pm 2.4$
CLEO [**31**]		$5.73 \pm 1.34 \pm 1.98$
TPC [**9**]		$6.4^{+5.0}_{-3.4}$
PLUTO [**32**]		$33{+}15_{-12} \pm 9$
TASSO [**33**]		$19.9 \pm 6.1 \pm 8.6$
ARGUS [**34**]		11.3 ± 4.2
L3 [**35**]		$8.0 \pm 2.3 \pm 2.4$
Teoria		
PQCD [**11**]		8.3 ± 0.8
BA [**24**]		$\mathbf{4.8}$

Tabella 6.8: Confronto con altri esperimenti e con la teoria.

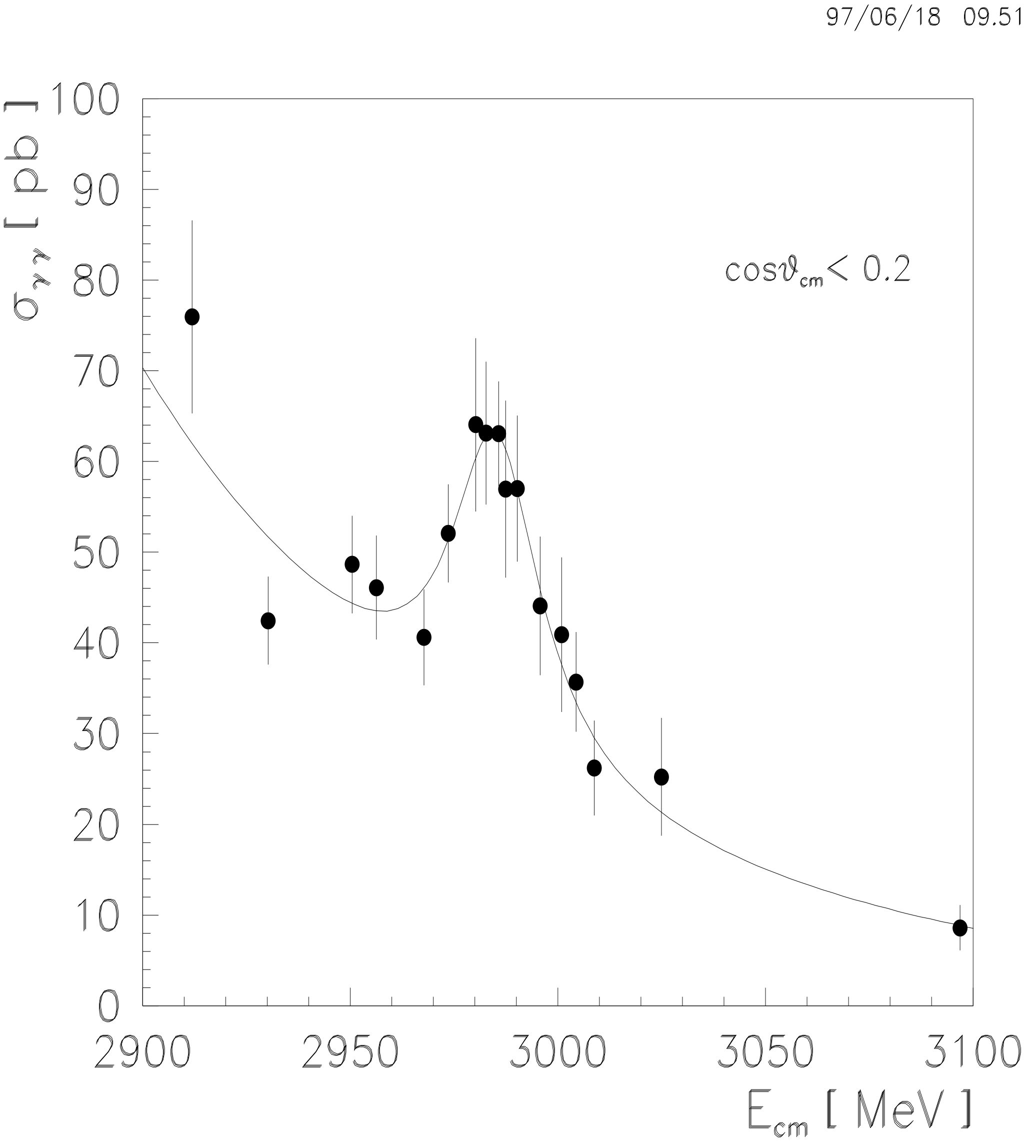

Figura 6.5: Curva di eccitazione (non corretta) per il processo $p\overline{p} \longrightarrow \eta_c \longrightarrow \gamma\gamma$. Per chiarezza, si sono combinati arbitrariamente piú *run*. L'accettanza è ristretta a $\cos\theta^* < .2$.

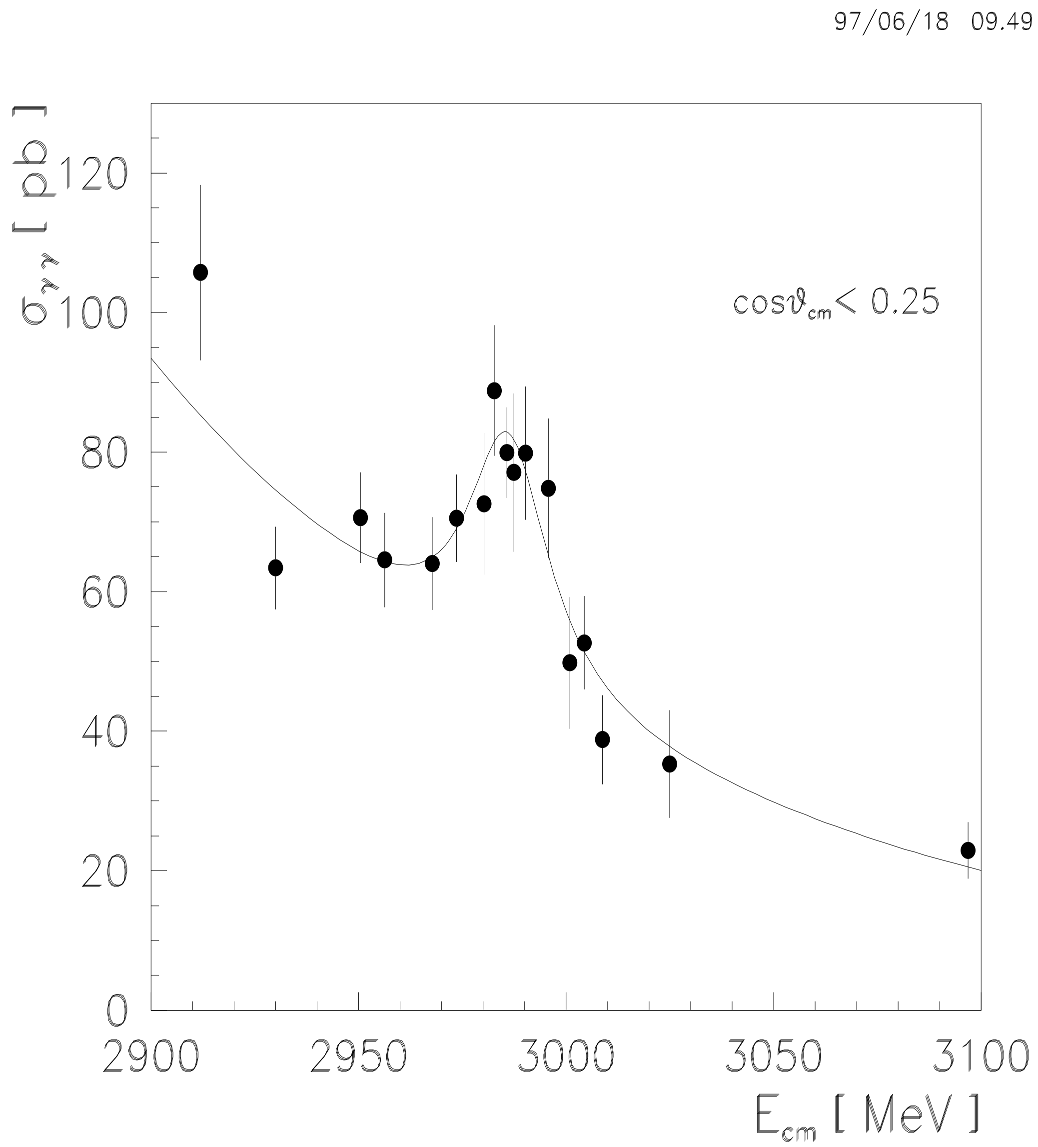

Figura 6.6: Curva di eccitazione (non corretta) per il processo $p\overline{p} \longrightarrow \eta_c \longrightarrow \gamma\gamma$. Per chiarezza, si sono combinati arbitrariamente piú *run*. L'accettanza è ristretta a $\cos\theta^* <$ .25.

Capitolo 7

Conclusioni

Le misure interessanti che l'esperimento E835 ha realizzato e la cui analisi è stata svolta in questa tesi sono le seguenti:

- **Misura diretta dei prodotti :**
  $B(\chi_{c2} \longrightarrow p\overline{p}) \times B(\chi_{c2} \longrightarrow \gamma\gamma)$,
  $B(\chi_{c2} \longrightarrow p\overline{p}) \times \Gamma(\chi_{c2} \longrightarrow \gamma\gamma)$,
  $B(\eta_c \longrightarrow p\overline{p}) \times B(\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma)$ **e**
  $B(\eta_c \longrightarrow p\overline{p}) \times \Gamma(\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma)$.
- **Misura di massa e larghezza totale della η_c.**
- **Misura indiretta della costante di accoppiamento dell'interazione forte α_S per momenti trasferiti pari alla massa del *quark c*.**

7.1 Conclusioni per lo stato χ_{c2}

Riportiamo per completezza i risultati a cui si è pervenuti nel 5.4:

- $B_{p\overline{p}} \times B_{\gamma\gamma} \times 10^8 = 2.19^{+0.34}_{-0.33}$
- $B_{p\overline{p}} \times \Gamma_{\gamma\gamma}(eV) \times 10^2 = 4.39^{+0.69}_{-0.67}$,

ed usando per $B_{\chi_2 \longrightarrow p\overline{p}}$ il valore (1.00 ±0.10)$\times 10^{-4}$:

- $B_{\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma} = (2.19 \pm 0.40) \times 10^{-4}$
- $\Gamma_{\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma}(eV) = (439 \pm 82)eV$

In [23] si riporta una previsione teorica per $B_{\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma}$ di $(4.1 \pm 1.1) \times 10^{-4} \pm 36\%$, come descritto nel Capitolo 1. Il nostro risultato è circa la metà, ma i due valori sono compatibili.

La determinazione di $\alpha_S(m_c)$ può essere ricavata dall'espressione :

$$\frac{\Gamma(\chi_2 \longrightarrow gg)}{\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma} \approx \frac{9\alpha_S^2}{8\alpha^2}[\frac{1 - 2.2\alpha_S/\pi}{1 - 16\alpha_S/3\pi}]. \tag{7.1}$$

Si fa notare come il fattore di correzione riduca di circa un fattore 2 la determinazione al primo ordine di $\frac{\Gamma(\chi_2 \longrightarrow gg)}{\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma}$. La formula 7.1 non tiene conto di correzioni di ordine superiore al secondo e di correzioni relativistiche che possono influenzare la validitá di questa determinazione.

Usando il valore $\Gamma(\chi_2 \longrightarrow gg) = 1.71 \pm 0.21 MeV$ [13] e questa misura di $\Gamma_{\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma}$ si ottengono le tre soluzioni:

- **-0.50 $\pm$0.05**
- **0.33 $\pm$0.02**
- **1.60 $\pm$ 0.03**

Per capire quale soluzione corrisponda alla quantità che ci interessa, cominciamo con il notare che, se si escludono i termini correttivi, si ottiene $\alpha_S = \pm 0.427$. Il valore negativo non è fisico; è allora ragionevole scegliere quella soluzione che minimizza il termine correttivo, e cioé la seconda.

Il valore della costante che abbiamo misurato è dunque $\alpha_{\mathbf{S}}(\mathbf{m_c}) = \mathbf{0.33 \pm 0.02}$.

7.2 Conclusioni per lo stato η_c

Le misure effettuate hanno condotto alla determinazione dei seguenti parametri:

- **Massa M: $\mathbf{2986.14^{+2.18}_{-2.19}}$MeV**
- **Larghezza totale Γ_{TOT}: $\mathbf{23.71^{+7.08}_{-5.67}}$MeV**
- $B_{\gamma\gamma} \times B_{p\overline{p}} \times 10^8$**:** $21.00^{+3.25}_{-3.19}$
- $B_{p\overline{p}} \times \Gamma_{\gamma\gamma}$**:** $4.97^{+1.67}_{-1.34}$**eV**

La massa da noi misurata è al di sopra della media mondiale, 2979.8±2.1 [36]. Con il valore per $B(\eta_c \longrightarrow p\overline{p})$ del PDG [36] di $12 \pm 4 \times 10^{-4}$ si ha inoltre:

- $B_{\gamma\gamma} = 1.75 \pm 0.63 \times 10^{-4}$
- $\Gamma_{\gamma\gamma} = 4.142 \pm 1.646$ **KeV**

La determinazione di $\alpha_S(m_c)$ può essere condotta tramite la formula:

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{\Gamma_{gg}} \approx \frac{8}{9}\frac{\alpha^2}{\alpha_S^2}(\frac{1 - 3.4\alpha_S/\pi}{1 + 4.8\alpha_S/\pi}). \tag{7.2}$$

Per questa valgono gli stessi commenti fatti alla 7.1.

La 7.2 porta ad un valore di $\alpha_{\mathbf{S}} = \mathbf{0.34^{+0.05}_{-0.07}}$. Esso è pienamente compatibile con quello calcolato dall'analisi dello stato $^3P_2$.

7.3 Conclusioni sulla misura di α_S

Effettuando la media pesata dei due valori di $\alpha_S(m_c)$ ottenuti studiando la η_c e la χ_2 si ottiene:

- $\alpha_S(m_c) = 0.332 \pm 0.019$

Convenzionalmente si è soliti, come riferimento, usare il valore di α_S in corrispondenza della massa della Z_0. Estrapolando questa quantità dalla nostra misura attraverso l'equazione 1.2 si trova:

- $\alpha_S(m_{Z_0}) = 0.123 \pm 0.003$

Nelle figure 7.1 e 7.2 sono riportati i confronti con altre determinazioni sperimentali (da [36]).

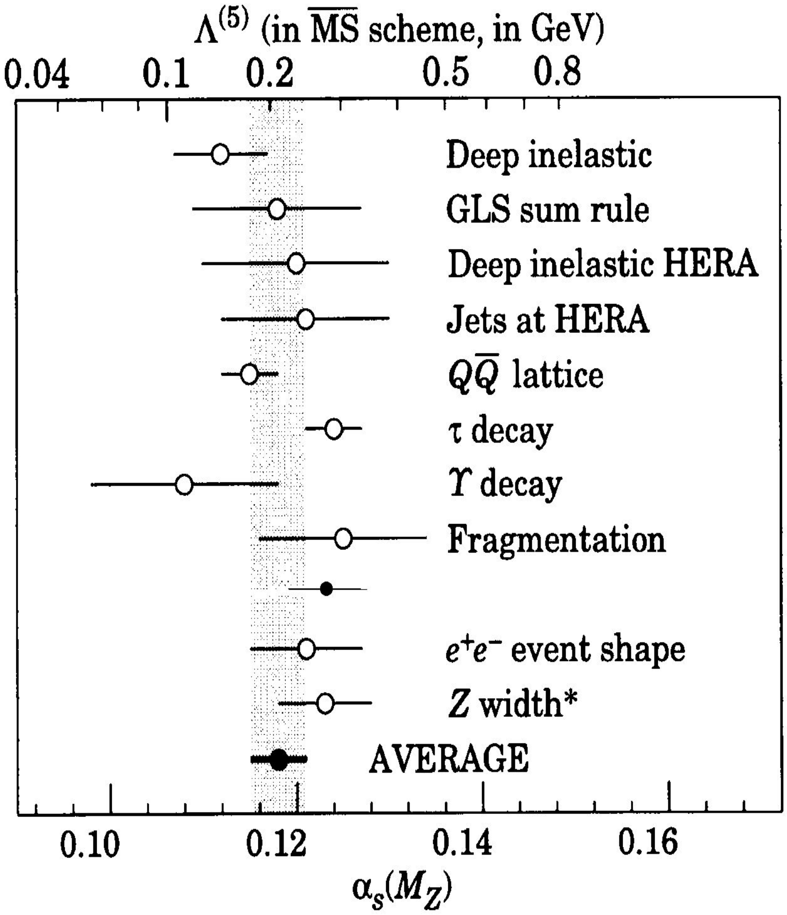

Figura 7.1: Confronto tra la determinazione di $\alpha_S(m_{Z_0})$ di E835 (quarta dal basso) e altri esperimenti (da [36]).

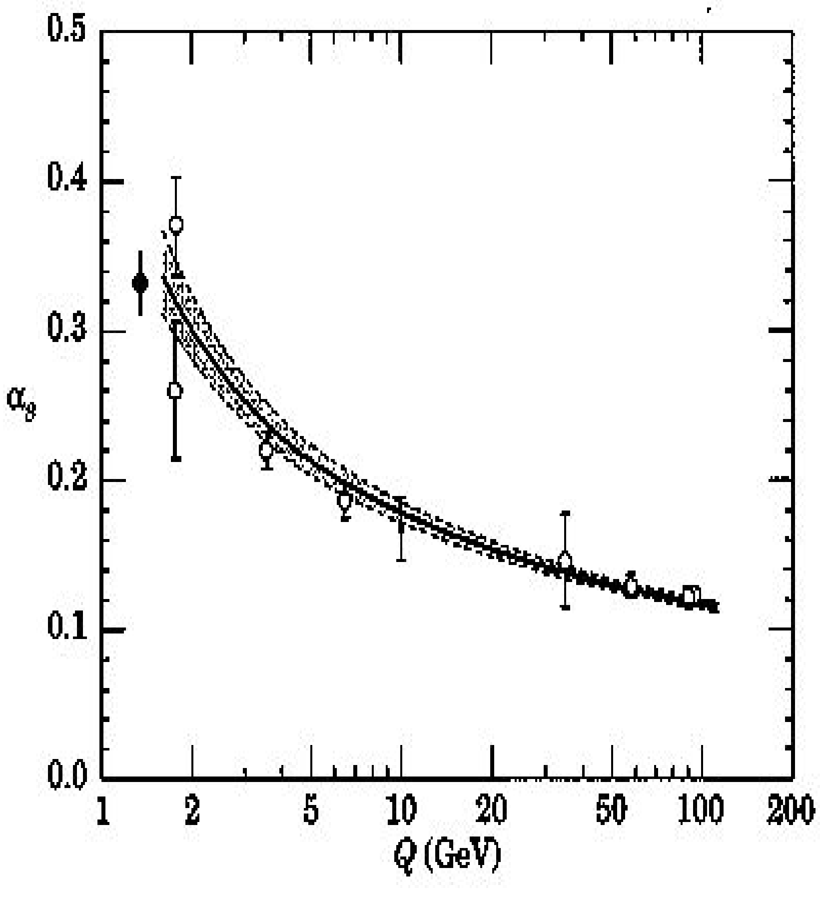

Figura 7.2: Collocazione della determinazione di α_S prodotta da E835 (prima da sinistra).

Appendice A

Ricerca dei corretti valori di soglia per il programma di ricostruzione dei cluster

Come si è visto in precedenza (5.1), è possibile istruire il programma di ricostruzione degli sciami elettromagnetici in modo che riconosca come *cluster* insiemi di segnali in cui i gruppi di blocchi colpiti assommano la loro energia ad almeno un valore di soglia, che chiameremo *CCTHR2* ed il blocco più energetico sia al di sopra di un altro valore che chiameremo *CCTHR1*. In questa sezione si descrivono le considerazioni che hanno portato la scelta finale verso le posizioni: CCTHR2=20, CCTHR1=5.

Ricordiamo che la reiezione del fondo agli eventi $\gamma\gamma$ migliora con l'identificazione di γ di bassa energia, e quindi è importante che i valori delle suddette soglie siano il più bassi possibile.

A.1 Selezione del campione

Per i test sulle soglie di clusterizzazione si è scelto un campione di eventi contrassegnati con l'identificatore 13 o 48 (vedi 3.7). Questo è stato dettato essenzialmente da motivi di praticità, in quanto tali eventi vengono scritti direttamente su disco. Non sono stati prati-

cati alcuni tagli. I dati del campione preso in esame corrispondono ad $E_{cm} = 3595$

Si è pure ripetuta l'analisi richiedendo che gli eventi avessero 8 cluster o meno nel CCAL (come nella selezione dei candidati $\gamma\gamma$). In questo caso, l'effetto del diminuire le soglie, da un certo punto in poi, è la selezione di un minor numero di eventi (vedi A.3).

A.2 Procedura

Si sono impostati diversi valori di *CCTHR2* e *CCTHR1*. Si è quindi cercato di stabilire a che punto il campione di cluster di bassa energia cominciasse ad essere dominato dal rumore elettronico dovuto alla catena di rivelazione.

A.3 Risultati

I risultati sono visibili nelle figure seguenti. Nei grafici di A.1, A.2 e A.3 sono riportati gli istogrammi della energia totale del cluster e dell'energia del blocco centrale, ovvero quello a cui è attribuita la frazione maggiore di energia, per diversi valori delle soglie.

In alcuni di questi grafici si noterà come sono stati presi in considerazione un certo numero di cluster pur se sotto la soglia. Questo effetto è dovuto alla parte del programma di analisi che ripartisce le energie nel caso che il cluster, che nel primo passo era stato considerato isolato, abbia una massa effettiva sopra i 100 MeV, e venga dunque diviso in due (vedi 5.1.1).

La scelta dei valori di 20 MeV per la soglia relativa all'energia totale del cluster e di 5 MeV per l'energia del blocco centrale è motivata dall'andamento della curva A.4, dai comportamenti mostrati negli altri grafici e dal fatto che, quando si pratica il taglio a 8 cluster, il numero di selezioni comincia a diminuire proprio dopo il valore di soglia 20 MeV.

Per confronto ricordiamo che in media la calibrazione dei contatori del Calorimetro corrisponde a 3.3 MeV per conteggio ADC.

Cluster Threshold	N. of events
25	**51903**
20	**52754**
15	**52608**
5	**49044**

Tabella A.1: Numero di eventi in funzione della soglia richiedendo otto cluster o meno in CCAL. La soglia per il blocco più energetico è fissata a 5 MeV.

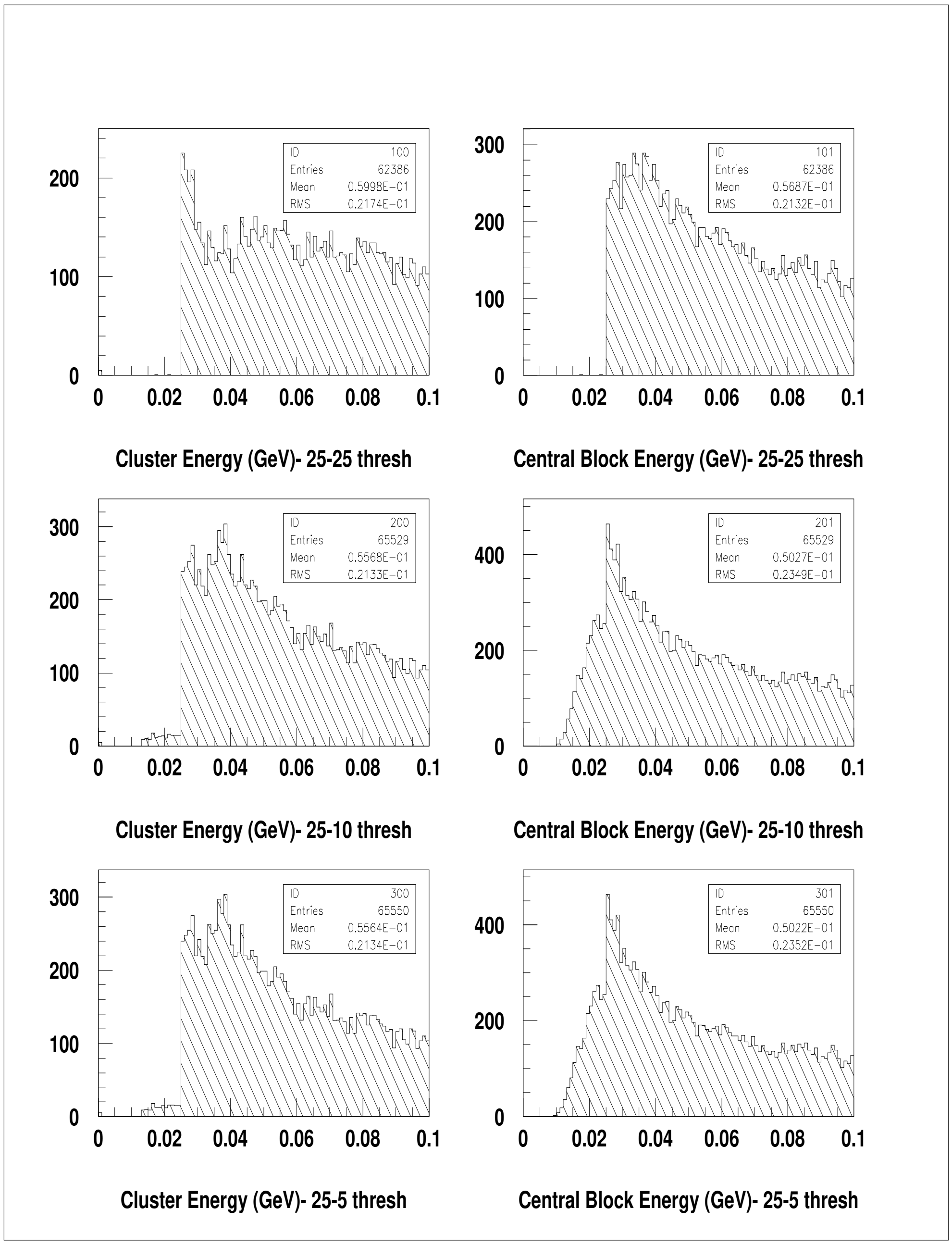

Figura A.1: Studio delle soglie per il clusterizzatore (1). Il primo numero nei titoli si riferisce alla soglia CCTHR2, il secondo a CCTHR1.

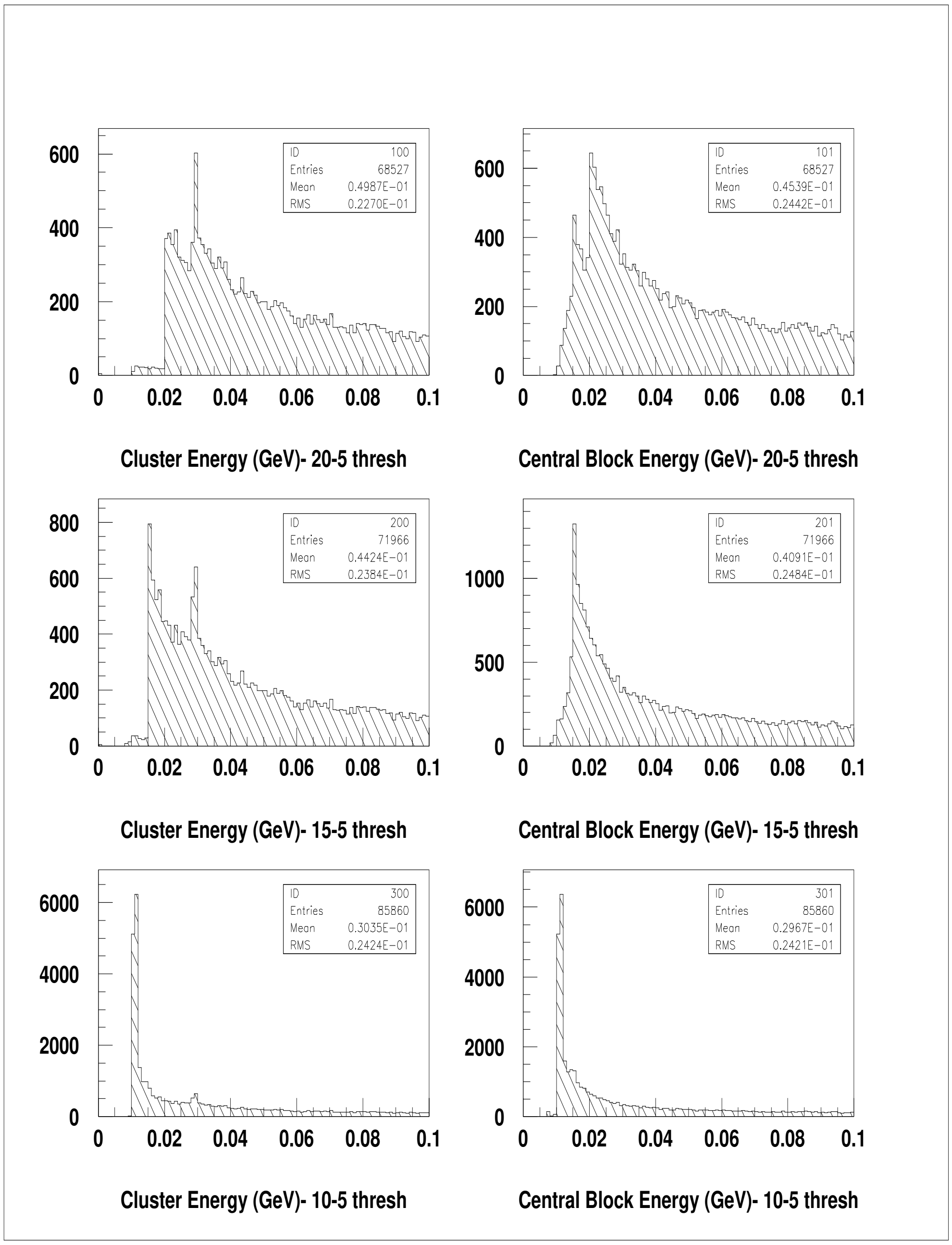

Figura A.2: Studio delle soglie per il clusterizzatore (2)

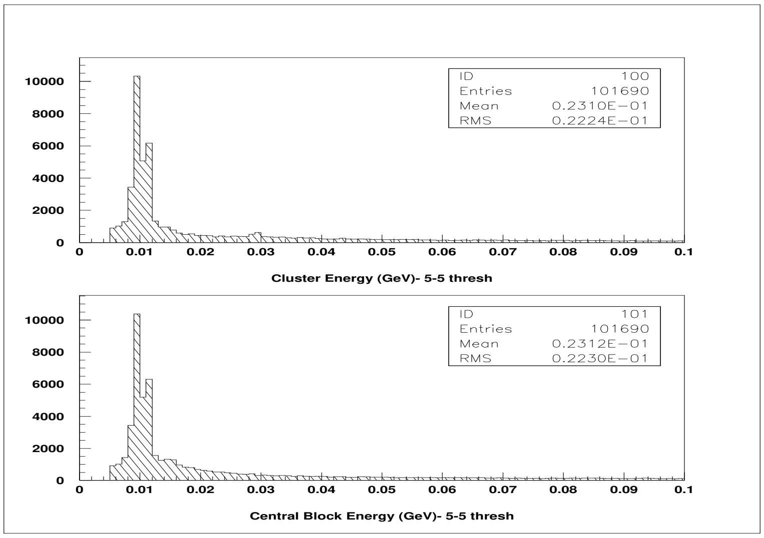

Figura A.3: Studio delle soglie per il clusterizzatore (3)

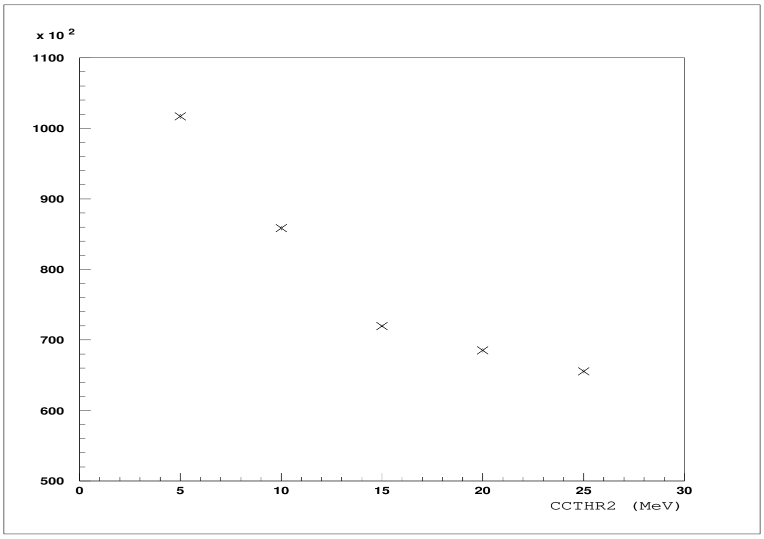

Figura A.4: Numero di eventi in funzione della soglia per l'energia totale del cluster (soglia per il blocco centrale fissa a 5 MeV)

Elenco delle figure

Elenco delle tabelle

Bibliografia

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

[2] T.A. Armstrong et al., 'Measurement of the $\gamma\gamma$ Partial Width of the χ_2 Charmonium Resonance',Phys.Rev. Lett.70:2988-2991

[3] T.A. Armstrong et al.,'Study of the η_c (S wave singlet) State of Charmonium and a Search for the η_c' (S wave doublet)',Phys.Rev.D52:4839-4854,1995

[4] T.A. et al.,Phys. Rev. D 47,3(1993) 772

[5] W.Baldini e F.Marchetto, E835 Memo, Apr.25,97

[6] S.Bagnasco et al., 'The Threshold Gas Cherenkov Counter of Charmonium Experiment E835 at Fermilab', in lavorazione.

[7] Jason Kasper (Northwestern University), comunicazione privata.

[8] T.A. et al., 'Two Body Neutral States Produced in Antiproton-Proton Annihilations' , in pubblicazione.

[9] H. Ahiara et al., Phys. Rev. Lett. 60, 2355 (1988)

[10] C. Baglin et al., Phys. Lett. B 187, 191 (1987)

[11] W. Kwong et al., Phys. Rev. D 37, 11-3210 (1988)

[12] C. Patrignani, E835 memo

[13] T.A. et al.,Nucl. Phys. B373, 35 (1992)

[14] O. Nachtmann, Elementary Particle Physics,Springer-Verlag (1990)

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

[16] Y. Pomeranchuk, Doklady Akademii Nauk SSSR 60 (1948) 263

[17] A. Alekseev, Sov. Phys. Jetp 34(7), 5-826 (1958)

[18] R. Barbieri et al., Nucl. Phys. B154, 535(1979)

[19] G.Kernel, in Proceedings of the IV International Conference on Hadron Spectroscopy "Hadron 91,", Clooege Park, Maryland, 1991.

[20] Bloom, E.D. in Proc. 1979 Int. Symp. on Lepton and Photon Interaction at High Energy, Fermilab, 1979.

[21] W.Lucha et al., Phys. Rep. 200, No.4(1991) 127-240

[22] W.Kwong et al., Ann.Rev. Nucl. Part. Sci. 37 , 325-82(1987)

[23] G. Bodwin et al., Phs. Rev. D 46 No.5, 1914 (1992)

[24] E. Ackleh, T. Barnes, Phs. Rev. D 45, No.1, 232(1992)

[25] T. Barnes, E. Ackleh, Report No. ORNL-CCIP-92-05 UTK-92-3

[26] J. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33:1404-6(1974)

[27] J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33:1406-8(1974)

[28] C. Bacci et al., Phys. Rev. Lett. 33:1408(1974)

[29] E. Leader and E. Predazzi, "An Introduction to Gauge Theories ... ", Cambridge Press, 1996

[30] J. Ray, "Charmonium Physics ..." ; Fermilab Conf-93/088

[31] A. Bean et al., in *Lepton and photon interactions*, proceedings of the 16th International Symposium, Ithaca, New York, 1993,edito da Drell e Rubin, Conf. Proc. No. 302 (AIP N.Y. 1994), p. 779

[32] Ch. Berger et al., Phys. Lett. 167B, 120(1986)

[33] C. Braunschweig et al., Z. Phys. C41, 533(1989)

[34] H. Albrecht et al., Phys. Lett. B338,390 (1994)

[35] O. Adriani et al., Phys. Lett. B 318, 575 (1993)

[36] Barnett et al., Phys. Rev. D54,1(1996)