

Università degli Studi di Torino

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA

Studio delle caratteristiche dello stato ${}^3P_0(\chi_{c0})$
del charmonio nella reazione

$$p\bar{p} \rightarrow \chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$$

Relatore: Prof. Rosanna Cester

Candidato: Pellicanò Paolo

Anno Accademico 1997/'98

*Tutti devono imparare a vivere,
ma nessuno può insegnarlo*

Indice

Indice	i
Introduzione	iv
1 Il charmonio come test della Q.C.D.	1
1.1 Cenni storici	1
1.1.1 La scoperta della J/ψ	2
1.2 La Q.C.D.	3
1.2.1 Caratteristiche fondamentali	3
1.2.2 La teoria	3
1.2.3 La Lagrangiana forte	4
1.2.4 Polarizzazione del vuoto	5
1.3 Un modello di potenziale	6
1.3.1 Non relativisticità dei sistemi di quarkonio	11
1.4 Gli stati in onda P	12
1.5 La regola di OZI e le regole di selezione di decadimento del charmonio	17
2 E835: l'apparato ed il metodo sperimentale	22
2.1 L'accumulatore di antiprotoni	23
2.1.1 Misura dell'energia del fascio	24
2.2 Il bersaglio	26

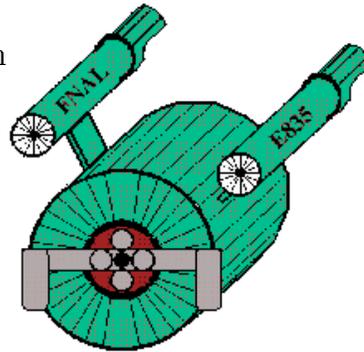
2.3	Il rivelatore	27
2.3.1	Gli odoscopi	28
2.3.2	Le camere a straws	31
2.3.3	Le fibre scintillanti	31
2.3.4	Il rivelatore al silicio	33
2.3.5	Il Čerenkov	34
2.3.6	I calorimetri	35
2.3.7	Il monitor di luminosità	37
2.4	Il metodo sperimentale	38
2.4.1	Cenni sul test di massima verosimiglianza	39
3	E835: i sistemi di trigger e di acquisizione	42
3.1	Generalità	42
3.2	Logiche di trigger basate sul calorimetro centrale	44
3.3	Logiche di trigger basate su Čerenkov ed odoscopi	45
3.4	Master MLU e Gatemaster	47
3.5	Sistema di acquisizione	47
3.5.1	Tipi di file dati	50
3.5.2	Il filtro software	51
4	Misura delle curve di guadagno dei PM degli odoscopi H1 ed H2	54
4.1	Introduzione	54
4.2	Allestimento del dispositivo di acquisizione e misura	55
4.3	Misure di guadagno effettuate	56
4.4	Analisi degli scintillatori	57
5	Valutazione dei parametri di calibrazione degli odoscopi	62
5.1	Introduzione	62
5.2	Selezione degli eventi	63

5.2.1	Selezione eventi alla J/ψ inclusiva ed esclusiva	63
5.2.2	Preparazione preliminare dei dati selezionati	63
5.3	Analisi stack per stack	65
5.4	Analisi del numero di fotoelettroni	65
5.5	H1	72
5.5.1	Variazioni dei parametri di calibrazione	72
5.5.2	Conclusioni	75
5.6	Hp	76
5.6.1	Conclusioni	76
5.7	H2	79
5.7.1	Variazioni dei parametri di calibrazione	79
5.7.2	Conclusioni	81
6	Il canale $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c} (^3P_0) \rightarrow J/\psi\gamma$	85
6.1	Obiettivi	85
6.2	Selezione degli eventi	86
6.2.1	Preselezione geometrica e cinematica	86
6.2.2	Selezioni finali	88
6.3	Calcolo delle efficienze	89
6.4	Simulazione con metodo Montecarlo del processo $p\bar{p} \rightarrow \chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$	91
6.5	Valutazione delle selezioni	93
6.5.1	Test su χ_1 ed η'_c	93
6.5.2	Le efficienze	95
6.6	Discussione dell'analisi applicata al canale $p\bar{p} \rightarrow \chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma$	97
6.6.1	Il segnale di fondo	97
6.6.2	Le curve di eccitazione	99
6.6.3	Conclusioni	105

A Distribuzioni angolari per le transizioni radiative onda $P \rightarrow$ onda S 106

Introduzione

Lo studio della spettroscopia del charmonio è iniziato nel 1974 quando a Brookhaven e SLAC due gruppi di ricerca annunciavano la scoperta del quarto *flavour*: il *charm*. La sua esistenza era stata prevista alcuni anni prima da Glashow, Iliopoulos e Maiani e l'evidenza sperimentale fu una risonanza di larghezza pressochè nulla chiamata rispettivamente J e ψ ormai nota come J/ψ cui seguì a breve l'annuncio di una seconda risonanza simile: la ψ' . Ad oggi lo spettro del charmonio non è completamente chiarito.



La studio accurato del charmonio rappresenta un'importante verifica sperimentale per le previsioni della Q.C.D. come dimostrano i numerosi esperimenti che negli anni si sono susseguiti fino ad E835 a Fermilab che concentra le esperienze di R704 (CERN) e di E760 (FNAL) di cui è l'evoluzione.

Il lavoro riportato in questa tesi contiene nel capitolo 1 una visione sintetica delle caratteristiche principali della Q.C.D. con un approfondimento sugli aspetti che rendono gli stati in onda P del quarkonio un'importante verifica delle previsioni teoriche, ed un primo confronto con i dati sperimentali. Nei capitoli 2 e 3 vengono descritti l'apparato sperimentale di E835, il bersaglio, l'accumulatore di antiprotoni ed il rivelatore, e il sistema di acquisizione e di trigger. Nei capitoli 4 e 5 infine è descritto il lavoro che ho svolto per lo

studio dell'evoluzione, nel corso della presa dati del '97, delle costanti di calibrazione degli odoscopi del rivelatore interno e la determinazione delle curve di guadagno dei loro fototubi. Nel capitolo 6 viene descritta una simulazione con il metodo Montecarlo del processo $p\bar{p} \rightarrow \chi_{c0}(^3P_0) \rightarrow J/\psi\gamma$ e l'analisi dei dati sperimentali per lo stesso canale. In appendice vi è una breve trattazione teorica delle distribuzioni angolari per le conversioni radiative dagli stati in onda P a quelli in onda S ,

Torino, lì 19 dicembre 1998

Capitolo 1

Il charmonio come test della Q.C.D.

1.1 Cenni storici

Uno dei più importanti sviluppi in fisica delle particelle dagli anni '70 ad oggi è stata la scoperta di alcune famiglie di mesoni vettori con risonanze molto strette (cfr.§1.5), e di conseguenza con vita media piuttosto lunga. Una di queste famiglie è quella della J/ψ (stato legato del *quark charm* e del suo *anti-quark*) scoperta proprio negli anni '70 e cui è seguita l'importante scoperta della Υ , anch'essa stato legato quark-antiquark (*bottom*). La scoperta di tali particelle particolarmente pesanti, oltre $3\text{GeV}/c^2$ la J/ψ e dell'ordine dei $10\text{GeV}/c^2$ la Υ è stato l'inizio dello studio degli stati detti di quarkonio (in particolare si parlerà di *charmonio* e *bottomonio*) cioè stati legati di coppie $q\bar{q}$ che interagiscono fra loro in maniera pressoché non relativistica (cfr. §1.3.1) attraverso un potenziale statico (cfr. §1.3).

1.1.1 La scoperta della J/ψ

Il mesone J/ψ è stato osservato per la prima volta nel 1974 a SLAC [5, 6] durante lo studio, nell'interazione e^+e^- , del rapporto $R^{(a)}$. Nello stesso periodo, e indipendentemente, tale mesone venne individuato anche a Brookhaven [7] in reazioni $p + Be \rightarrow e^+e^- + X$, e successivamente a Frascati [8]. Pochi giorni dopo la scoperta della J/ψ venne scoperta sempre a SLAC una seconda, e più pesante, particella chiamata ψ' [5]. In seguito vennero scoperte numerose particelle appartenenti al gruppo della J/ψ . Il charm venne ipotizzato come "sapore" nel 1970 da Glashow, Iliopoulos e Maiani (*meccanismo GIM*) per spiegare l'assenza di correnti deboli neutre per transizioni con salto di stranezza.

Lo studio del *charmonio* costituisce attualmente un'importante banco di prova per la Q.C.D. tanto da rappresentare per essa quello che l'atomo di idrogeno e il positronio sono stati per la Q.E.D.

^(a)La misura del rapporto R è importante in quanto ha dato uno strumento sperimentale per la verifica dell'ipotesi del colore e consiste nel valutare il rapporto fra le sezioni d'urto dei seguenti processi:

- $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$
- $\sigma(e^+e^- \rightarrow q_i\bar{q}_i) = \sum_i z_{q_i}^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$ con z_{q_i} carica dell' i -esimo tipo di quark in unità di carica elettronica.

Ottenendo:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q_i\bar{q}_i)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{\sum_i z_{q_i}^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3s}}{\frac{4\pi\alpha^2}{3s}} = \sum_i z_{q_i}^2 \quad (1.1)$$

Il valore di tale rapporto in corrispondenza di $\sqrt{s} > M_{J/\psi}$ è risultato essere $R=4.3$ anziché $R=3.3$ come ci si attendeva poiché in corrispondenza dell'energia della J/ψ si ha in questo tipo di reazione anche la produzione di leptoni τ che causano un aumento di un'unità di R .

	Massa(MeV)	Γ (MeV)	$I^G(J^{PC})$
$J/\psi(1^3S_1)$	(3096.88 ± 0.04)	$(88 \pm 5) \cdot 10^{-3}$	$0^-(1^{--})$
$\psi'(2^3S_1)$	(3686.00 ± 0.09)	$(277 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$0^-(1^{--})$
$\eta_c(1^1S_0)$	(2979.8 ± 2.1)	(13.2 ± 3.8)	$0^+(0^{-+})$
$\eta'_c(2^1S_0)$	(3594.0 ± 5.0)	< 8.0	$?^?(?^{?+})$
$h_c(1^1P_1)$	(3526.14 ± 0.24)	< 1.1	$?^?(?^{??})$
$\chi_{c0}(1^3P_0)$	(3415.1 ± 1.0)	(13.5 ± 7.5)	$0^+(0^{++})$
$\chi_{c1}(1^3P_1)$	(3510.53 ± 0.12)	(0.88 ± 0.14)	$0^+(1^{++})$
$\chi_{c2}(1^3P_2)$	(3556.17 ± 0.13)	(2.00 ± 0.18)	$0^+(2^{++})$

Tabella 1.1.I: *Principali caratteristiche note degli 8 stati legati del charmonio* [1]

1.2 La Q.C.D.

1.2.1 Caratteristiche fondamentali

Le interazioni forti presentano due caratteristiche peculiari:

- *Libertà asintotica*, i quark si comportano all'interno degli adroni come se non interagissero fra loro;
- *Schiavitù infrarossa*, non vi è evidenza di quark allo stato libero;

ben spiegate attualmente dalla Q.C.D. che si basa sul colore come carica sorgente del campo forte.

1.2.2 La teoria

Il primo passo per la costruzione di una teoria che descrivesse l'interazione forte è stato l'introduzione del grado di libertà di colore per giustificare l'esistenza di stati fermionici con funzione d'onda simmetrica. Questo fatto

rappresentava un'aperta contraddizione con la caratterizzazione dei sistemi fermionici derivante dalla statistica di Fermi-Dirac che vuole la funzione d'onda spaziale antisimmetrica per particelle a spin semintero.

Il fattore aggiuntivo, contenente il colore, doveva essere antisimmetrico per cui i barioni possono essere costituiti solo da sistemi di quark in stati antisimmetrici di colore.

A differenza, però, della Q.E.D. dove i fotoni sono solo mediatori del campo elettromagnetico e non sono portatori di carica, i *gluoni* sono essi stessi 'colorati' e quindi sorgenti di campo. In analogia con la Q.E.D. si costruisce quindi una teoria invariante rispetto ad una trasformazione di Gauge locale e rigorosamente invariante rispetto al gruppo di trasformazioni $SU(3)$ di colore.

1.2.3 La Lagrangiana forte

Il formalismo seguito per derivare la Lagrangiana forte parte dalla Lagrangiana di Dirac per i quark liberi:

$$\mathcal{L}_D = \bar{q}_j \cdot (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j) \cdot q_j \quad (1.2)$$

dove j è l'indice di colore ed m è la massa del quark, la trasformazione di Gauge rispetto alla quale la (1.2) deve essere invariante è caratterizzata dall'operatore U definito come:

$$U = e^{iA(x)} \sim (1 + iA(x)) \quad (1.3)$$

essendo U un operatore che agisce nello spazio di colore $A(x)$ sarà una matrice 3×3 definita come:

$$A(x) = \alpha_a(x) T_a \quad (a = 1 \div 8) \quad (1.4)$$

dove $T_a = \frac{\lambda_a}{2}$ ed $\alpha_a(x)$ numeri reali, quello delle λ_a è quindi una rappresentazione dei generatori di $SU(3)_C$ che va sotto il nome di rappresentazione di Gell-Mann ed è normalizzato con la condizione $Tr(\lambda_a \lambda_b) = 2\delta_{ab}$.

La derivata covariante, $D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_{\mu a}$, sostituita al ∂_μ da l'invarianza della lagrangiana (1.2), dove $G_{\mu a}$ è il campo di Gauge del gluone e g è, analogamente alla carica nella Q.E.D., la costante di accoppiamento che caratterizza il vertice d'interazione corrente-campo.

Per completare l'espressione della lagrangiana occorre ancora aggiungere il termine cinetico per il campo di Gauge che, espresso in forma generale, è $\frac{1}{4}Tr(\hat{H}_{\mu\nu}\hat{H}^{\mu\nu})$, dove $\hat{H}^{\mu\nu} = T_a H_a^{\mu\nu} = [D^\mu, D^\nu]/(ig)$ ^(b), da cui:

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

la lagrangiana così costruita ha nel termine cinetico anche componenti di interazione campo-campo oltre a quelle di interazione corrente-campo analoghe a quelle della Q.E.D. si ha quindi che il campo gluonico si accoppia anche con se stesso e da questo deriva che i gluoni non sono solo semplici portatori ma anche generatori di campo. Si ha inoltre che, come per la Q.E.D., non è possibile associare un termine di massa al campo mantenendolo invariante per una trasformazione di Gauge. Perciò, come il fotone, il gluone avrà massa nulla e spin 1, dovendo essere il campo di gauge un vettore dello spazio-tempo.

1.2.4 Polarizzazione del vuoto

^(b) $H_a^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf_{abc}A_\mu^b A_\nu^c$ è il tensore del campo generalizzato dove le costanti di struttura sono definite dalla condizione $[T_a, T_b] = if_{abc}T_c$.

Nella Q.E.D. la carica elettrica risulta essere modificata dalla polarizzazione del vuoto dovuta alla creazione di coppie virtuali di e^+e^- che generano un effetto di schermatura. Per tener conto di questo occorre ridefinire la carica elettrica fondamentale e , o equivalentemente la costante di accoppiamento $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, tenendo conto di correzioni di ordine superiore al secondo. L'espressione della costante di accoppiamento α risulterà espressa da una relazione del tipo [2]:

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha\mu^2}{1 - \frac{\alpha\mu^2}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (1.6)$$

dove μ è un fattore di scala di rinormalizzazione e $Q^2 = -q^2$. Asintoticamente si ha per $Q^2 \rightarrow 0$, $\alpha \rightarrow 1/137$.

Seguendo una procedura analoga per la Q.C.D. la forma della costante di accoppiamento α_S è:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S}{(33 - 2n_f) \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (1.7)$$

dove n_f è il numero i sapori dei quark e Λ è il parametro di *cut off*, cioè il valore di impulso trasferito per cui la relazione e di conseguenza la teoria perde significato. Per $Q^2 \rightarrow \Lambda^2 \implies \alpha \rightarrow \infty$, *schiavitù infrarossa*, e per $Q^2 \gg 0 \implies \alpha \rightarrow 0$, *libertà asintotica*.

1.3 Un modello di potenziale

La necessità di studiare delle strette risonanze di cui sopra in assenza di metodi di calcolo che permettessero l'uso della Q.C.D. in questo regime di energia, è stata ed è tuttora una forte spinta verso la formulazione di modelli teorici adeguati. Allo stato attuale non vi è però un potenziale

che descriva l'interazione fra i quark c e b derivato da principi primi della cromodinamica (libertà asintotica, schiavitù infrarossa). Si hanno soltanto diverse formulazioni suggerite da considerazioni fenomenologiche. La forma analitica di tali potenziali poggia su alcune considerazioni comuni:

- si ipotizza che l'interazione sia dominata a piccole distanze dallo scambio di un solo gluone;
- si ipotizza che a grandi distanze il potenziale sia confinante e i quark non possano apparire liberi e che il sistema sia non relativistico, quindi c e b sono considerati 'pesanti' (cfr. §1.3.1).

A brevi distanze quindi il potenziale si comporterà come un potenziale Coulombiano e a grandi distanze come un potenziale lineare. I potenziali considerati sono statici, cioè dipendenti solo dalla distanza fra i quark.

Una forma di potenziale abbastanza semplice derivata esplicitamente è il potenziale di Cornell [12], uno dei più noti, è descritto da *J.S.Kang* (1979) [13]:

$$V(r) = ar + V_0 - \frac{4}{3} \frac{\alpha_S(m_Q)}{r}. \quad (1.8)$$

questo modello è nel complesso abbastanza aderente ai risultati sperimentali dei sistemi $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ se non si considerano gli effetti di spin e quindi correzioni di tipo relativistico che introducono nell'Hamiltoniana termini di potenziale non statici e con essi evidenziano una struttura fine ed iperfine:

$$H = H_0 + H_I \quad (1.9)$$

$$H_0 = 2m_Q + \frac{\vec{p}^2}{m_Q} + V(r) \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} H_I = & V_{SI}(r) + V_{SS}(r) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + \\ & + V_{SO}(r) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{L} + \\ & + V_{TN}(r) (\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r} \vec{\sigma}_2 - \frac{1}{3} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \end{aligned} \quad (1.11)$$

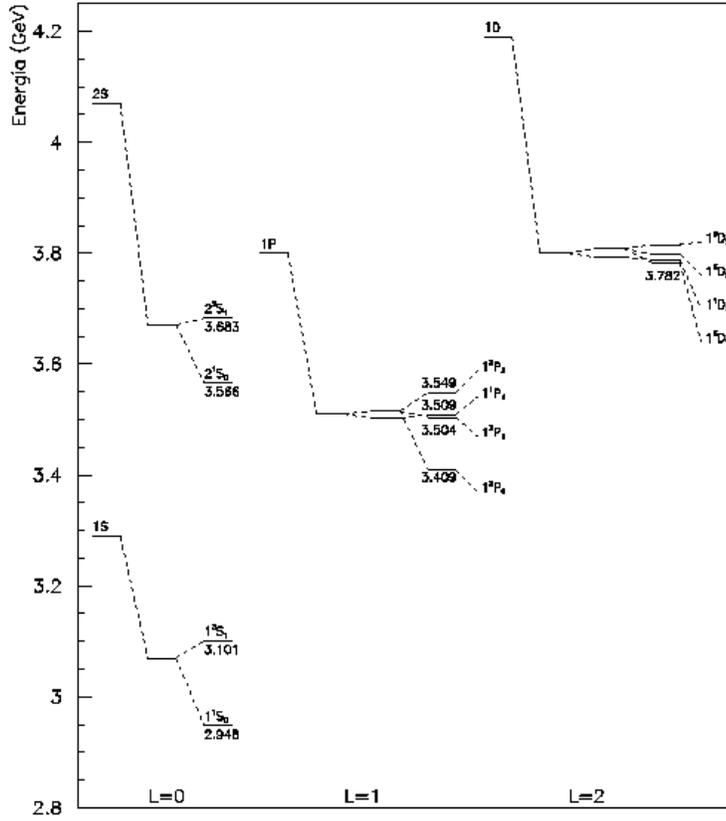


Figura 1.1: Livelli di energia degli stati del charmonio con i relativi splitting dovuti alle correzioni perturbative.

dove V_{SI} , V_{SS} , V_{SO} , V_{TN} sono rispettivamente i termini di interazione spin-indipendente, spin-spin, spin-orbita e tensoriale.

I parametri a , V_0 , $\alpha_S(m_c)$, ed m_c sono fissati dagli stati di tripletto in *onda P*

(cfr. §1.4) del charmonio assumendo che (1.8) sia il potenziale che li descrive. Dalla libertà asintotica di una teoria di gauge di colore segue che la costante di struttura fine della Q.C.D. $\alpha_S(m_b)$ può essere scalata da $\alpha_S(m_c)$ con una relazione del tipo:

$$\alpha_S(m_b) = \frac{27}{25} \frac{\alpha_S(m_c)}{1 + \frac{9}{4\pi} \alpha_S(m_c) \ln \frac{m_b^2}{m_c^2}}. \quad (1.12)$$

La parte coulombiana di $V(r)$ è un vettore lorentziano mentre il termine lineare può essere interpretato in qualunque forma (vettoriale, assiale o scalare). Assumendo che sia espressa nell'approssimazione di Fermi-Breit, H_I dovrà essere uno scalare o la quarta componente di un vettore lorentziano poiché nel caso fosse uno pseudoscalare il termine lineare in H_0 non potrebbe esserci e di conseguenza non si avrebbe il confinamento dei quark. Il problema quindi è inanzitutto quello interpretare la natura del termine lineare e può essere risolto considerandolo come una opportuna combinazione di uno scalare e di un vettore. L'analisi degli stati 3P_J ed in particolare il rapporto:

$$R = \frac{E({}^3P_2) - E({}^3P_1)}{E({}^3P_1) - E({}^3P_0)} \quad (1.13)$$

che sperimentalmente vale $R_{exp} \simeq 0.42$ esclude la possibilità che tale termine sia solo vettore in quanto questa ipotesi impone $R > 0.8$. Si hanno quindi le seguenti componenti di potenziale:

$$V_S(r) = (1 - \lambda)ar + V_0 \quad (1.14)$$

$$V_V(r) = ar\lambda - \frac{4}{3} \frac{\alpha_S(m_Q)}{r} \quad (1.15)$$

che contribuiscono ad H_0 ed H_1 come:

$$\begin{aligned}
V(r) &= V_S + V_V \\
V_{SI} &= -\frac{(\vec{p}^2)^2}{4m_Q^2} - \frac{1}{2m_Q^2} \{ \vec{p}^2, V_S - V_V \} - \frac{1}{4m_Q^2} \nabla^2 (V_S - 2V_V) \\
V_{SS} &= \frac{1}{2m_Q^2} \nabla^2 V_V \\
V_{SO} &= \frac{1}{4m_Q^2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (3V_V - V_S) \\
V_{TN} &= \frac{1}{4m_Q^2} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \frac{d^2}{dr^2} \right) V_V
\end{aligned} \tag{1.16}$$

si ottiene quindi il potenziale (1.8) in cui la costante V_0 è particolarmente sensibile al variare delle correzioni relativistiche che si applicano (da poche decine a centinaia di MeV). Risolvendo l'equazione di Schrödinger utilizzando le masse di J/ψ , χ_{c1} , $\psi(3770)$, $\psi(3685)$ si determinano le costanti $a = 0.278\text{GeV}^2$, $V_0 = -56\text{MeV}$, $\alpha_S(M_c) = 0.340$ ed $m_c = 1376\text{MeV}$. Dagli *splitting* fra gli stati 3P_J :

$$\begin{aligned}
\langle 1P | V_{SO} | 1P \rangle &= 17\text{MeV} \\
\langle 1P | V_{TN} | 1P \rangle &= 30\text{MeV}
\end{aligned} \tag{1.17}$$

si determinano $\lambda = 0.161$ e $b = 102\text{MeV}$, il parametro r_0 non viene determinato poiché sostituendo i vari termini nell'Hamiltoniana all'ordine β^4 non compare. Dal diagramma dei livelli di energia per il $c\bar{c}$ in Fig.1.1 si vede che se si adotta la sola H_0 , la separazione fra i livelli 1^3S_1 e 2^3S_1 è di 774MeV mentre applicando le correzioni relativistiche si ottiene 582MeV che è compatibile con i $\sim 590\text{MeV}$ fra l' 1^3S_1 ed il 2^3S_1 . In Fig.1.1 si vede inoltre l'effetto delle varie correzioni applicate ad H_0 che da, per gli stati visti sperimentalmente, un buon accordo. Fissati questi parametri si può dalla (1.12) e dalla massa del b ($M_b = 4640\text{MeV}$) valutata dalla misura della

$M_{\Upsilon} = 9460 \pm 0.21 \text{MeV}$ [1] determinare $\alpha_s(M_b) = 0.227 \pm 0.003$ ^(c)) per il bottomonio. Il potenziale descritto è quindi applicabile sia al sistema $c\bar{c}$ che al $b\bar{b}$.

1.3.1 Non relativisticità dei sistemi di quarkonio

[10, 11] Per una verifica della possibilità di utilizzare metodi non relativistici nell'analisi di sistemi di quarkonio si può utilizzare il teorema del viriale:

$$2\langle T \rangle = \langle \vec{r} \cdot \vec{\nabla} V(r) \rangle \quad (1.18)$$

dove se il potenziale è lineare:

$$\langle T \rangle = \langle V \rangle \quad (1.19)$$

L'energia cinetica in termini non relativistici per i due quark è:

$$\langle T \rangle = 2 \cdot \left(\frac{1}{2} m_q \langle v^2 \rangle \right) \quad (1.20)$$

per cui dalla relazione $E = \langle T \rangle + \langle V \rangle$ si ottiene:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{E}{3 \cdot m_q} \quad (1.21)$$

dove assegnando al *charm* una massa di 1.5GeV e al *bottom* di 4.5GeV e considerando le energie di legame:

^(c)L'errore su $\alpha_s(M_b)$ è stato stimato propagando la (1.12) considerando come affetta da errore solo la misura di M_b ($\sigma_{M_b} = \sigma_{M_{\Upsilon}}$) e utilizzando il valore sperimentale di $\alpha_s(M_c) = 0.332 \pm 0.019$ misurato da E835 (scalato per $M_c = 1.5 \text{GeV}$) e trascurando il contributo di M_c determinato in precedenza.

$$\begin{aligned}
E_c &\simeq M_{D\bar{D}} - M_{J/\psi} \simeq 640\text{MeV} \\
E_b &\simeq M_{B\bar{B}} - M_{\Upsilon} \simeq 998\text{MeV}
\end{aligned}
\tag{1.22}$$

si ottiene:

$$\begin{aligned}
\langle v_c^2 \rangle &\simeq 0.14 \\
\langle v_b^2 \rangle &\simeq 0.074
\end{aligned}
\tag{1.23}$$

se ne può concludere che gli stati $b\bar{b}$ sono analizzabili in regime non relativistico mentre per i $c\bar{c}$ è opportuno introdurre delle correzioni relativistiche per avere una migliore compatibilità fra dati sperimentali e previsioni teoriche.

1.4 Gli stati in onda P

L'annichilazione di sistemi $q\bar{q}$ pesanti avviene a brevi distanze e quindi, a causa della libertà asintotica della Q.C.D., questi processi possono essere analizzati con tecniche perturbative. Per gli stati in onda S ($L=0$) l'analisi viene fatta fattorizzando gli effetti non perturbativi in un termine $R_{nS}(0)$ che rappresenta la funzione d'onda non relativistica nell'origine.

Questo approccio può essere applicato agli stati in onda P ($L=1$) le cui frequenze di decadimento (o *rate*) saranno esprimibili in funzione della derivata di tale termine ($R'_{nP}(0)$) si ha però che limitandosi ad un'analisi a breve distanza per termini di ordine α_s^3 , che per 3P_1 ed 1P_1 è il *leading-order* e per 3P_0 ed 3P_2 è il *next-to-leading-order*, si evidenzia un termine divergente infrarosso [16, 17, 18].

Bodwin et al. (1992) [14, 15] hanno proposto un diverso tipo di parametrizzazione scrivendo la funzione d'onda del mesone espressa come combinazione di stati Fock:

$$|Mesone\rangle = \psi_{q\bar{q}}|q\bar{q}\rangle + \psi_{q\bar{q}g}|q\bar{q}g\rangle + \dots \quad (1.24)$$

dove notano che per gli stati in onda P la coppia $q\bar{q}$ si trova in uno stato di singoletto di colore ed onda P (il primo termine) o in uno stato di ottetto, per compensare la componente di colore del gluone, che può trovarsi in onda S (nel secondo normalmente trascurato). Questa fattorizzazione introduce un ulteriore parametro che compensa il termine divergente prima citato. Per esprimere in maniera formale tale nuovo approccio si considera l' n -esima eccitazione radiale, che si separa negli stati $n^{(2S+1)L_J}$ con parità $(-1)^{L+1}$ e coniugazione di carica $(-1)^{L+S}$:

$$\Gamma(n^{(2S+1)P} \rightarrow X) = H_1(n)\hat{\Gamma}_1(q\bar{q}^{(2S+1)P} \rightarrow X) + H_8(n)\hat{\Gamma}_8(q\bar{q}^{(2S+1)S} \rightarrow X) \quad (1.25)$$

dove le componenti non perturbative sono descritte nei termini $H_1(n)$ e $H_8(n)$, rispettivamente di singoletto e di ottetto, che dipendono dal numero quantico radiale n e sono indipendenti sia dal momento angolare J che dallo spin S dei quark a meno di correzioni relativistiche.

Per la trattazione non relativistica dei quark pesanti, inoltre, tali termini inglobano gli effetti dell'azione a distanza del potenziale. Il termine di ottetto, H_8 , compensa il termine di divergenza infrarossa dei fattori $\hat{\Gamma}_1$ e $\hat{\Gamma}_8$, che rappresentano i *rates* (Tab.1.4.II) dei vari processi di annichilazione calcolati in termini di serie perturbative di $\alpha_S(m_Q)$ con correzioni relativistiche ad un ordine $\mathcal{O}(v^2)$.

I parametri $H_1(n)$ e $H_8(n)$, come si è visto, sono proporzionali alla probabilità che uno stato $q\bar{q}$ contenga rispettivamente un termine di singoletto di colore in onda P e un termine di ottetto di colore in onda S con separazione $r \rightarrow 0$ possono sia essere presi come parametri fenomenologici da derivarsi sperimentalmente, sia determinati in maniera rigorosa [15].

$H_8(n)$ è, inoltre, legato ad $H_1(n)$ a sua volta derivabile direttamente dalla funzione d'onda non relativistica della componente di singoletto $\psi_{q\bar{q}} = R_{nP} Y_{1m}(\hat{r})$:

$$H_1(n) \approx \frac{9}{2\pi} \frac{|R'_{nP}|^2}{M_q^4} \quad (1.26)$$

e:

$$H_8(n) \approx \frac{16}{27\beta_0} \ln \left(\frac{\alpha_S(E_n)}{\alpha_S(M_q)} \right) H_1(n) \quad (1.27)$$

dove E_n è l'energia di legame e $\beta_0 = (33 - 2n_f)/6$ con n_f numero dei 'sapori leggeri'. Il termine logaritmico nella (1.27) non è valutabile in maniera perturbativa ed ha probabilmente la stessa importanza per il *charmonio* e per il *bottomonio*. Se nel calcolo del processo di emissione del gluone si trascura la variazione della con la costante di accoppiamento la (1.27) diventa:

$$H_8(n) \approx \frac{16}{27\pi} \alpha_S \ln \left(\frac{E_n}{M_q} \right) H_1(n) \quad (1.28)$$

ed il termine logaritmico è proprio il termine che va a semplificarsi con quello di divergenza infrarossa che compare in calcoli perturbativi fatti in precedenza (*R.Barbieri et al.*, 1976-1980 [16]) per la componente di singoletto e che giustifica l'uso esplicito delle componenti di ottetto di colore normalmente trascurate. Riprendendo ora la (1.25) e considerando decadimenti degli stati 3P_J in adroni:

$$\begin{aligned} \Gamma(n({}^3P_J) \rightarrow AL) &= H_1(n) \hat{\Gamma}_1(q\bar{q}({}^3P_J) \rightarrow \text{partoni}) \quad J = 0, 1, 2 \\ &+ H_8(n) \hat{\Gamma}_8(q\bar{q}({}^3S_1) \rightarrow \text{partoni}) \end{aligned} \quad (1.29)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(n({}^1P_1) \rightarrow AL) &= H_1(n) \hat{\Gamma}_1(q\bar{q}({}^1P_1) \rightarrow \text{partoni}) \\ &+ H_8(n) \hat{\Gamma}_8(q\bar{q}({}^1S_0) \rightarrow \text{partoni}) \end{aligned} \quad (1.30)$$

	$\widehat{\Gamma}_1$	Sottoprocesso di singoletto	$\widehat{\Gamma}_8$	Sottoprocesso di ottetto
$(^3P_0 \rightarrow AL)$	$(4\pi/3)\alpha_S^2$	$^3P_0 \rightarrow gg$	$(n_f\pi/3)\alpha_S^2$	$^3S_1 \rightarrow q\bar{q}$
$(^3P_1 \rightarrow AL)$	$\mathcal{O}(\alpha_S^3)$		$(n_f\pi/3)\alpha_S^2$	$^3S_1 \rightarrow q\bar{q}$
$(^3P_2 \rightarrow AL)$	$(16\pi/45)\alpha_S^2$	$^3P_2 \rightarrow gg$	$(n_f\pi/3)\alpha_S^2$	$^3S_1 \rightarrow q\bar{q}$
$(^1P_1 \rightarrow AL)$	$\mathcal{O}(\alpha_S^3)$		$(5\pi/6)\alpha_S^2$	$^1S_0 \rightarrow \gamma g$
$(^3P_0 \rightarrow \gamma\gamma)$	$6\pi e_q^4 \alpha^2$	$^3P_0 \rightarrow \gamma\gamma$	0	
$(^3P_2 \rightarrow \gamma\gamma)$	$(8\pi/5)e_q^4 \alpha^2$	$^3P_2 \rightarrow \gamma\gamma$	0	

Tabella 1.4.II: $\widehat{\Gamma}_1$ e $\widehat{\Gamma}_8$ per i principali decadimenti elettromagnetici ed in adroni leggeri gli stati 3P_J del quarkonio

dove AL indica gli stati finali in adroni leggeri mentre con il termine *partoni* a destra si considerano stati finali costituiti da quark ed antiquark leggeri e gluoni. Si nota che il termine di ottetto nella (1.29) non compare se si considerano i decadimenti elettromagnetici in due fotoni di 3P_0 e 3P_2 poiché il gluone non si accoppia con i quanti del campo elettromagnetico, quindi:

$$\Gamma(n(^3P_J) \rightarrow \gamma\gamma) = H_1(n)\widehat{\Gamma}_1(q\bar{q}(^3P_J) \rightarrow \gamma\gamma) \quad J = 0, 2 \quad (1.31)$$

La presenza del termine di ottetto permette il decadimento dell' 1P_1 in un fotone duro ed un jet gluonico, con la componente di colore dello stato, con il sottoprocesso $q\bar{q} (^1S_0) \rightarrow \gamma g$ di ordine $\alpha\alpha_S(m_q)$.

La determinazione sperimentale dei due parametri H_1 e H_8 avviene generalmente dai decadimenti in adroni leggeri degli stati 3P_1 e 3P_2 , che sono i più accessibili:

$$H_1 \approx \frac{45}{16\pi} \frac{\Gamma(^3P_2 \rightarrow AL) - \Gamma(^3P_1 \rightarrow AL)}{\alpha_S^2(m_q)} \quad (1.32)$$

$$H_8 \approx \frac{3}{n_f \pi} \frac{\Gamma(^3P_1 \rightarrow AL)}{\alpha_S^2(m_q)} \quad (1.33)$$

Si ricordano inoltre le relazioni che legano i processi di transizione radiativa dagli stati P agli stati S [19]:

$$\frac{\Gamma(^1P_1 \rightarrow \gamma^1S_0)}{E_\gamma^3} \approx \frac{\Gamma(^3P_J \rightarrow \gamma^3S_1)}{E_\gamma^3} \quad J = 0, 1, 2 \quad (1.34)$$

dove E_γ è l'energia del fotone del processo a numeratore che in termine delle masse dei due stati $q\bar{q}$ iniziale e finale è:

$$E_\gamma = \frac{M_P^2 - M_S^2}{2M_P}. \quad (1.35)$$

Per il charmonio dalle misure sperimentali:

$$B.R.(\chi_{c1} \rightarrow \gamma J/\psi) = 0.273 \pm 0.016$$

$$B.R.(\chi_{c2} \rightarrow \gamma J/\psi) = 0.135 \pm 0.011$$

si calcolano le previsioni:

$$B.R.(\chi_{c0} \rightarrow \gamma J/\psi) = 0.021 \pm 0.004(\pm 40\%)$$

$$B.R.(h_c \rightarrow \gamma \eta_c) = 0.46 \pm 0.05(\pm 22\%)$$

dove gli errori in parentesi sono le stime dell'errore teorico dovuto agli ordini perturbativi superiori e alle correzioni relativistiche e gli altri derivano dalle incertezze delle quantità sperimentali utilizzate.

Un ulteriore evoluzione è stata apportata da *Huang et al.* (1996) [20] che

sviluppano i termini che descrivono l'interazione a breve distanza (1.25) per ordini superiori. Da questa analisi si ottengono delle espressioni di H_1 e H_8 ancora (cfr.(1.32)(1.33)) legate alle ampiezze alle larghezze di decadimento di χ_{c1} e χ_{c2} :

$$H_1 = \frac{\Gamma(\chi_{c2} \longrightarrow AL) - \Gamma(\chi_{c1} \longrightarrow AL)}{C_{20}\alpha_S^2(1 + C_{12}\frac{\alpha_S}{\pi}) - C_1\alpha_S^3} \quad (1.36)$$

$$H_8 = \frac{\Gamma(\chi_{c1} \longrightarrow AL) - C_1\alpha_S^3}{D_0\alpha_S^2(1 + D_1\frac{\alpha_S}{\pi})} \quad (1.37)$$

dove i coefficienti a sinistra valgono:

$$C_1 = -0.370$$

$$C_{20} = \frac{16\pi}{45}$$

$$D_0 = \pi$$

$$C_{21} = -6.172$$

$$D_1 = 4.110$$

e sono determinati scalando per la massa del charm secondo lo schema di rinormalizzazione \overline{MS} (*Minimal Substraction scheme*). Ottenendo:

$$H_1 = 22.0 \pm 5.2 MeV$$

$$H_8 = 2.30 \pm 0.15 MeV \quad (1.38)$$

da cui si ottengono fra gli altri i risultati che in Tab.1.4.III sono confrontati con le misure di *Crystal Ball*

1.5 La regola di OZI e le regole di selezione di decadimento del charmonio

La J/ψ è una risonanza molto stretta contrariamente a ciò che si aspetterebbe per una risonanza adronica così massiva. Per spiegare tale 'anomalia' non si

	Teoria	Crystal Ball
$\Gamma(\chi_{c0} \rightarrow AL)$ [MeV]	14.8 ± 3.2	14 ± 5
$\Gamma(\chi_{c0} \rightarrow \gamma\gamma)$ [keV]	4.70 ± 1.11	4.0 ± 2.8

Tabella 1.4.III: *Confronto fra le previsioni teoriche e i risultati di Crystal Ball*

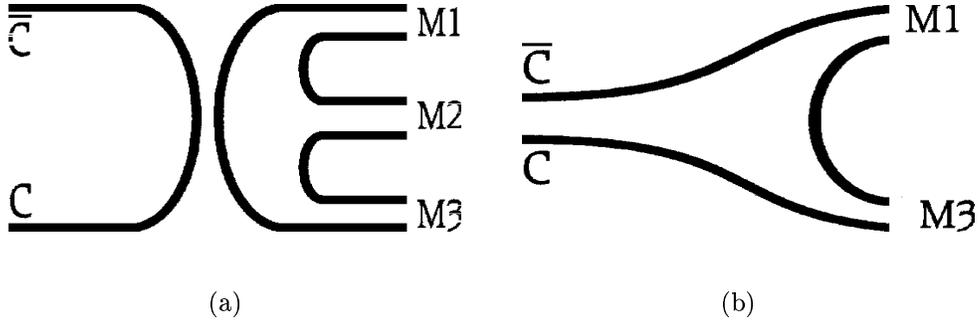


Figura 1.2: *Diagrammi sconnesso (OZI soppresso) (a) e connesso (OZI permesso) (b)*

hanno attualmente altri strumenti teorici se non la cosiddetta regola di OZI [3] sviluppata indipendentemente da Okubo('63), Zweig('64), Iizuka('66) che però fornisce una spiegazione puramente qualitativa del fenomeno. La regola di OZI postula che siano soppressi tutti i diagrammi sconnessi rispetto a quelli connessi. Per diagrammi sconnessi si intendono quelli in cui le correnti di una coppia quark-antiquark presenti nello stato iniziale non sono più presenti nello stato finale per cui vi è annichilazione della stessa.

La regola di OZI aveva già dato ottimi risultati nel caso del decadimento della ϕ la quale decadeva preferibilmente in $K\bar{K}$ (diagramma connesso o 'OZI-permesso') piuttosto che in 3π (diagramma sconnesso e con spazio delle fasi maggiore) infatti la larghezza della ϕ era 25-30 volte minore dei normali canali di decadimento adronici ($\Gamma_\phi = 4.43 \pm 0.05 \text{ MeV}$ [1]). La J/ψ non ha la possibilità di decadere in un canale OZI-permesso in quanto il canale meno energetico accessibile sarebbe $J/\psi \rightarrow D\bar{D}$ che a causa della massa $m_D \simeq$

Stati del charmonio	1S_0	3S_1	1P_1	3P_0	3P_1	3P_2
J^{PC}	0^{-+}	1^{--}	1^{+-}	0^{++}	1^{++}	2^{++}
Gluoni	$2G$	$(3G)_D$	$(3G)_D$	$2G$	$(3G)_F, q\bar{q}G$	$2G$
Fotoni	2γ	3γ	3γ	2γ	$4\gamma, q\bar{q}\gamma$	2γ

Tabella 1.5.IV: Regole di selezione per i decadimenti del charmonio

3720MeV è soprasoglia per la J/ψ , come anche per la ψ' , per cui la J/ψ e la ψ' non possono decadere secondo canali OZI-permessi a causa del principio di conservazione del quadri-momento. Sono quindi consentiti solo canali OZI-soppressi. La larghezza della J/ψ è infatti $\simeq 1000$ volte inferiore a quella di un tipico decadimento adronico (cfr. Tab. 1.1.I). Per definizione, in un canale OZI-soppresso gli stati iniziale e finale devono essere legati attraverso lo scambio di gluoni che dovranno trovarsi inoltre in uno stato di singoletto per cui non potrà avvenire per scambio di un singolo gluone che apparterebbe inevitabilmente ad un ottetto di colore. D'altronde uno stato con $J^{PC} = 1^{--}$ non può decadere in uno stato a due gluoni in quanto quest'ultimo è simmetrico per coniugazione di carica mentre l' 1^{--} non può esserlo come nel caso dell'ortopositronio che non decade in due fotoni. Per derivare le regole di selezione per i decadimenti del charmonio si considerano in luogo dei campi gluonici $A_\mu^a (a = 1 \div 8)$ le combinazioni lineari $G_{\mu,j}^i = \sum_a \left(\frac{1}{2}\lambda^a\right)_{ij} A_\mu^a$ dove $i, j = 1, 2, 3$ sono gli indici di colore e $G_i^i = 0$. Essendo la lagrangiana dell'interazione fra quark e gluoni proporzionale a:

$$\mathcal{L}_{qg} \propto \bar{q}_i \gamma^\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{ij} q_j A_\mu^a \quad (1.39)$$

e generalizzando in analogia con i fotoni, antisimmetrici per C-parità, si avrà anche per i gluoni:

$$G_j \xrightarrow{C} -G_i^j \quad (1.40)$$

Ora se si considera un singoletto costituito da due gluoni, cioè una combinazione $G_1 G_2 = G_{1j}^i G_{2i}^j$ (i pedici 1 e 2 identificano i due gluoni) è solo simmetrica per C-parità cosa che quindi impedisce agli stati 1^{--} di decadere in due gluoni.

Considerando stati a tre gluoni si possono avere singoletti di colore C-simmetrico:

$$D \sim Tr(G_1 G_2 G_3) + Tr(G_1 G_2 G_3) \quad (1.41)$$

detto comunemente di tipo D , e antisimmetrico detto tipo F :

$$F \sim Tr(G_1 G_2 G_3) - Tr(G_1 G_2 G_3). \quad (1.42)$$

Essendo in oltre gli stati $q\bar{q}$ autostati di C -parità con autovalori $(-1)^{L+S}$ si ottengono le regole di selezione in Tab.1.5.IV dove si vede che la J/ψ decade, in analogia con l'ortopositronio, in tre gluoni.

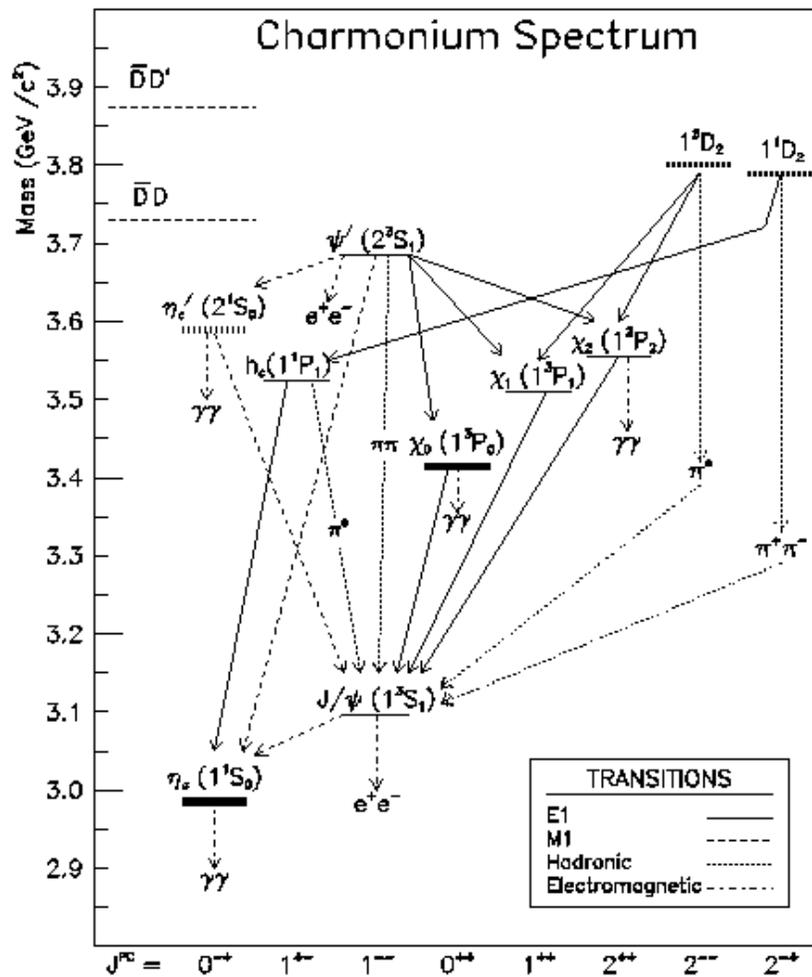


Figura 1.3: Lo spettro degli 8 stati del charmonio

Capitolo 2

E835: l'apparato ed il metodo sperimentale

E835 si propone con un'accurato studio della spettroscopia degli stati charmonio attraverso l'analisi dei loro canali elettromagnetici di decadimento di migliorare la precisione delle misure note e realizzare quelle di cui non si ha ancora una verifica sperimentale.

Tutte le risonanze vengono prodotte direttamente in annichilazioni protone-antiprotone, contrariamente a quanto accade nella produzione e^+e^- in cui possono essere prodotti direttamente solo gli stati $J^{PC} = 1^{--}$. Questo lo si paga però con un fondo adronico molto alto che rende difficilmente sondabili canali adronici.

L'apparato sperimentale utilizzato allo scopo è sostanzialmente uno spettroscopio le cui componenti principali sono:

- la sorgente di antiprotoni;
- il bersaglio di idrogeno gassoso *clusterizzato*;
- il rivelatore.

2.1 L'accumulatore di antiprotoni

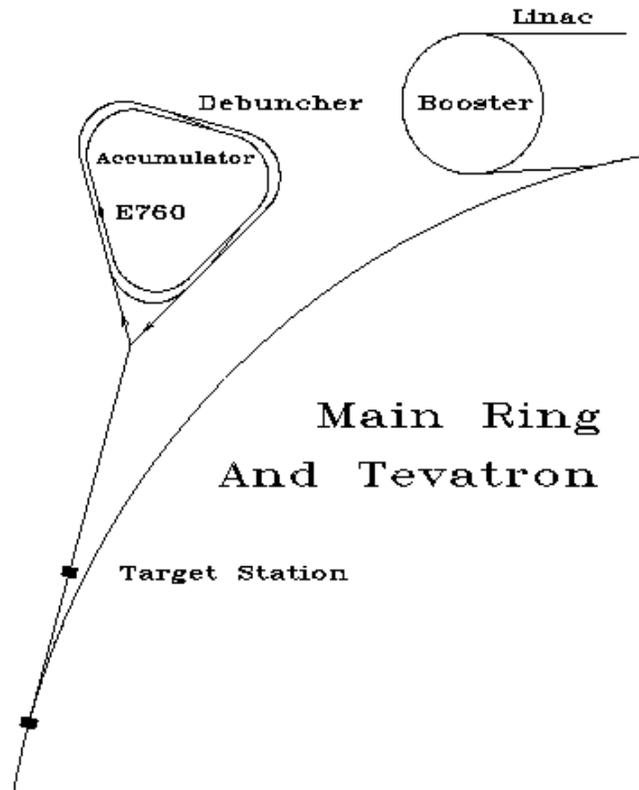


Figura 2.1: *L'accumulatore di antiprotoni*

L'accumulatore di Fermilab è una macchina in grado di produrre un fascio di antiprotoni che può arrivare a $8 \cdot 10^{11}$, equivalenti a 80 mA, con una

risoluzione di impulso pari a $\frac{\Delta p}{p} = 5 \cdot 10^{-4}$. Tali risultati sono ottenuti utilizzando la tecnica del raffreddamento stocastico che viene anche utilizzato per compensare l'aumento di emittanza dovuta all'interazione del fascio con il bersaglio.

Per la produzione di antiprotoni si preleva dall'anello principale (o *main ring*) un fascio di protoni all'energia di 120 GeV che viene fatto collidere con un bersaglio di tungsteno a valle del quale vengono selezionati antiprotoni ^(a) con impulso di 8.8 GeV/c.

Gli antiprotoni sono quindi inviati al *debuncher* dove, con cavità risonanti a radiofrequenza, vengono portati dal regime di impacchettamento in cui si trovano ad uno in cui sono uniformemente distribuiti lungo l'anello, in questa fase si ha inoltre il decadimento di pioni e muoni provenienti dalla collisione di produzione. Gli antiprotoni vengono quindi stoccati nell'accumulatore dove il fascio viene incrementato fino al raggiungimento del valore di corrente voluto dopodiché vengono raffreddati, parzialmente reimpacchettati e decelerati all'energia richiesta. Nella durata di uno stack (si considera la vita media di un fascio di ~ 50 h) la corrente totale scende a ~ 14 mA e si possono rendere necessarie fasi di raffreddamento e decelerazione.

2.1.1 Misura dell'energia del fascio

La precisione nella misura dell'energia (E_{beam}) del fascio di \bar{p} e della sua larghezza (σ_{beam}) sono aspetti cruciali per l'esperimento infatti tali quantità sono utilizzate, rispettivamente, per il calcolo della massa e della larghezza della risonanza (cfr. §2.4). L'energia del fascio e la sua larghezza sono misurate in base alla frequenza di rivoluzione e alla lunghezza dell'orbita si ha infatti che la velocità del fascio è:

^(a)L'efficienza di produzione di antiprotoni è tipicamente di 16 antiprotoni ogni 10^6 protoni.

$$c\beta = fL \quad (2.1)$$

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (2.2)$$

dove la frequenza f è misurata determinando il valore di picco della distribuzione spettrale del *rumore Schottky* ^(b) ed L è la lunghezza dell'orbita che viene calcolata misurando la deviazione del fascio da un'orbita di riferimento fissata per energie sotto quella di transizione ^(c) della macchina alla J/ψ e al di sopra alla ψ' . La valutazione della deviazione si ottiene con una precisione di $\sim 1\text{mm}$ da 48 rivelatori, i BPM (*Beam Position Monitor*), installati lungo l'anello di accumulazione, la lunghezza dell'orbita è quindi:

^(b)Il rumore Schottky (o di granulosità) si ha poiché, se è vero che il flusso di corrente è mediamente costante (detto I_{DC}), a questo si sovrappongono delle fluttuazioni (il rumore Schottky, appunto) dovute al fatto che istante per istante in una sezione retta del conduttore (o del "tubo di flusso": la beam pipe nel caso specifico) il numero di portatori di carica varia. Tali fluttuazioni contribuiscono con un *off-set* di valor medio:

$$I_n = \sqrt{2 \cdot q \cdot I_{DC} \cdot B f s} \quad (2.3)$$

dove q è la carica del singolo portatore e B è la larghezza di banda di frequenza del rumore Schottky.

^(c)L'energia di transizione [4] è quel valore caratteristico di ogni acceleratore ciclico per cui il periodo di rivoluzione delle particelle diventa indipendente dal loro momento. Formalmente la si lega ad una quantità caratteristica di ogni acceleratore ciclico detta *momento di compattazione* $\alpha = \frac{dp/p}{dS/S} = \frac{dp/p}{dR/R}$ dove p è il momento delle particelle accelerate ed $S = 2\pi R$ di raggio medio R . Il tempo di transito τ è definito come $\tau = S/v$ (con $v = \beta c$) per cui si avrà:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\tau}{\tau} &= \frac{dS}{S} - \frac{dv}{v} = \frac{dS}{S} - \frac{d\beta}{\beta} \\ \frac{d\beta}{\beta} &= (1 - \beta^2) \frac{dp}{p} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{dp}{p} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{d\tau}{\tau} = \frac{dS}{S} - \frac{1}{\gamma^2} \frac{dp}{p} = \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{dp}{p}.$$

Si ha quindi che per un determinato valore di energia (è l'energia di transizione, appunto), dp/p cambia segno rispetto a $d\tau/\tau$ e tale valore di energia corrisponde ad un valore di γ di Lorentz detto $\gamma_T = \sqrt{\alpha}$.

la formazione di nuclei di condensazione (o *cluster*) di molecole di idrogeno gassoso (da 10^7 a 10^8 molecole per nucleo), che consente di raggiungere tali densità. Per raggiungere queste condizioni si utilizza un ugello (o *nozzle*) convergente-divergente (cfr. Fig.2.2) in cui l'idrogeno gassoso si trova in condizioni di sovrasaturazione, temperatura compresa fra i 15°K ed i 40°K ed alta pressione, che permettono la formazione dei cluster che fuoriuscendo dal nozzle stesso hanno la caratteristica di avere una distribuzione della velocità e dell'apertura del cono d'uscita molto strette e di questo getto se ne utilizza solo la parte centrale selezionata da una serie di diaframmi. Inoltre una serie di pompe recupera l'idrogeno residuo fra i diaframmi per non compromettere il vuoto dell'acceleratore ($\approx 10^{-8}\text{Torr}$).

Il *range* della densità del bersaglio consente di compensare la diminuzione di corrente che si ha durante un singolo stack di antiprotoni (cfr. §2.1) per mantenere costante la luminosità istantanea ($2 \cdot 10^{31}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$) data dalla relazione:

$$L = N_{\bar{p}} \cdot f \cdot d \cdot \varrho \quad (2.6)$$

dove $N_{\bar{p}}$ è il numero di antiprotoni, f la frequenza di rivoluzione del fascio, d è il diametro ($\sim 6\text{mm}$) e ϱ la densità del *jet* di idrogeno.

2.3 Il rivelatore

E835 ha un rivelatore a simmetria cilindrica coassiale con il tubo del fascio costituito dai seguenti elementi partendo dall'interno:

- rivelatore interno, costituito dagli odoscopi, dalle camere a straw, dalle fibre scintillanti e dai rivelatori al silicio;
- Čerenkov;

- calorimetri, centrale ed in avanti;
- monitor di luminosità.

2.3.1 Gli odoscopi

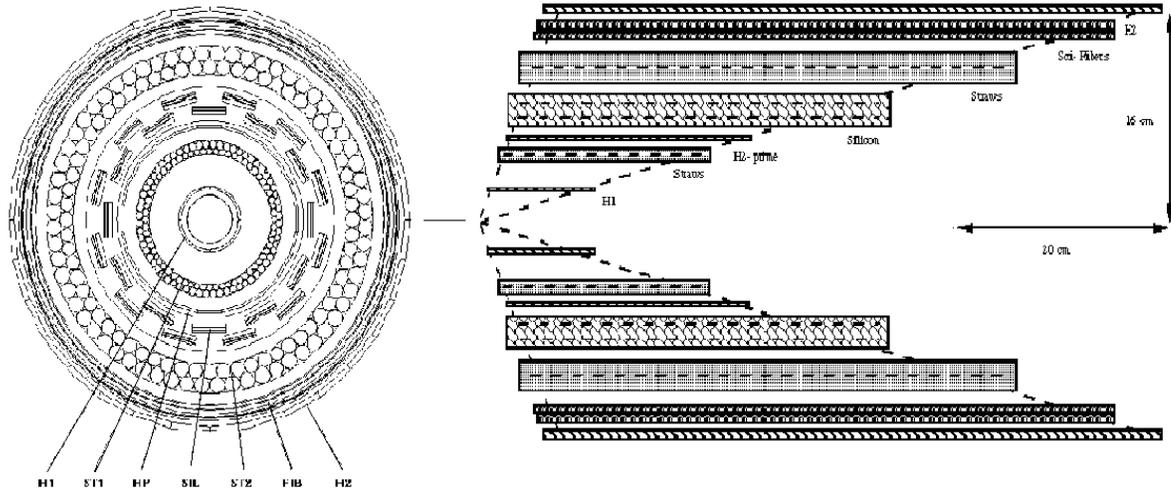


Figura 2.3: *Schema del rivelatore interno*

I quattro odoscopi $H1$, H_p , $H2$, FCH avendo un tempo di risposta (il tempo di diseccitazione dell'ordine di $1nsec$) piuttosto rapido sono utilizzati per dare il trigger neutro (H_p , FCH) e carico ($H1$, $H2$). Hanno tutti una copertura totale in φ . Il loro elemento sensibile è realizzato in polistirene drogato ($NE102 A$) con indice di rifrazione $n = 1.58$ e densità $\rho = 1.03g/cm^3$. $H1$, H_p ed $H2$ sono utilizzati nel sistema di ricostruzione della coordinata φ delle tracce cariche ed inoltre permettono di distinguere i segnali prodotti da tracce singole o da sovrapposizioni di più tracce utilizzando anche le informazioni in altezza di impulso dei loro segnali.

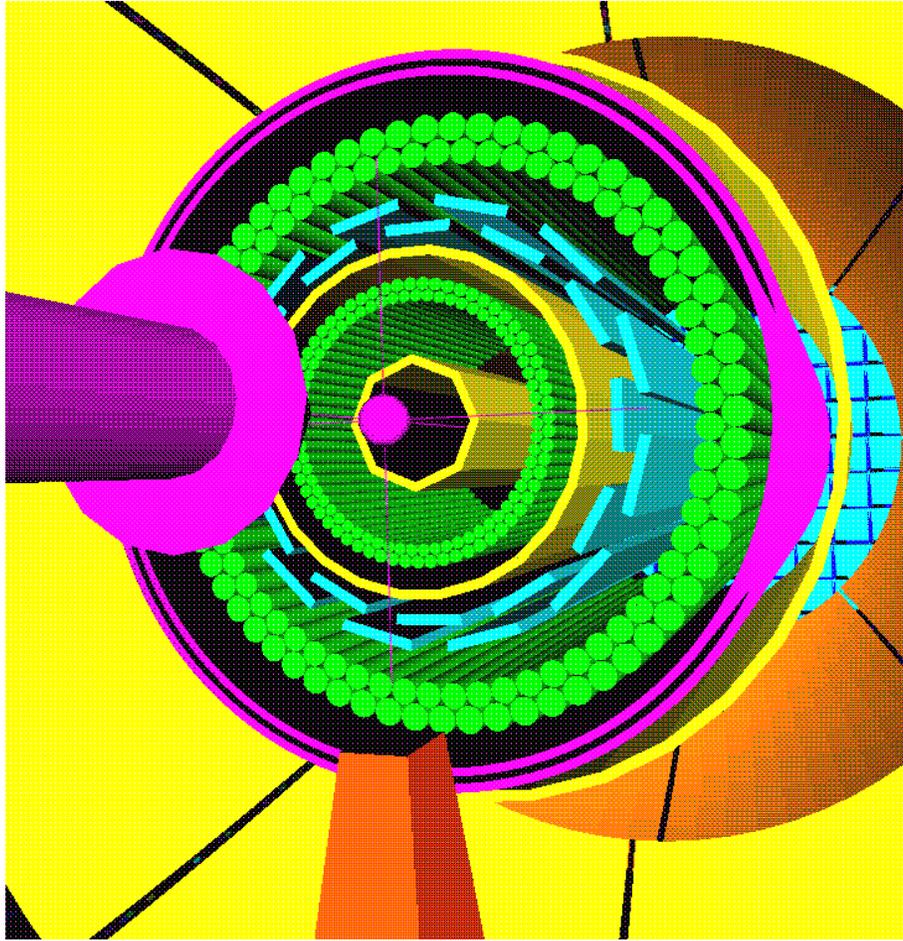


Figura 2.4: *Visione in 3D del rivelatore interno*

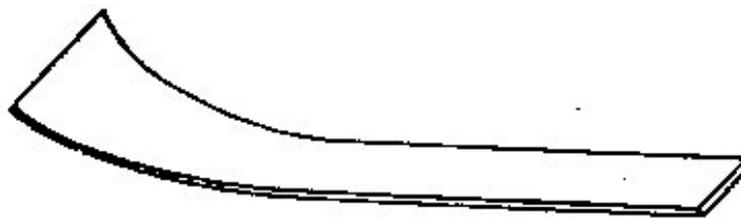


Figura 2.5: *Profilo di un singolo elemento di H1*

H1

È il rivelatore più vicino al tubo del fascio (distanza minima dall'asse del tubo a vuoto di 2.2cm) e questo ne impone una forma complessiva approssimativamente ad iperboloide di rotazione (ogni elemento ha le dimensioni di 15cm×4cm dove la larghezza è quella nel punto più ampio, vedi fig.2.5) per seguire il raccordo fra la *beam pipe* ed il sistema di formazione del bersaglio. È diviso in otto elementi che coprono ciascuno un ottante in φ e l'intervallo $9^\circ \div 65^\circ$ in ϑ . Lo scintillatore ha uno spessore di ~ 2 mm. La risposta digitalizzata dà anche un'informazione in altezza d'impuls sulla perdita di energia (dE/dx) della particella con una risoluzione del 60%.

Hp

È posto fra le camere a straw interne e i rivelatori al silicio a 7cm dall'asse del fascio ed ha una forma cilindrica divisa in 24 settori in φ con elementi di 4mm di spessore. Ha la stessa copertura polare di *H1*, ma ha una risoluzione sulla misura di dE/dx del 30%.

H2

A 16cm dall'asse della beam pipe, con una segmentazione azimutale in 32 elementi di dimensioni 60cm×4cm e copertura in ϑ $15^\circ \div 65^\circ$, costituisce il limite esterno del rivelatore interno. Gli elementi hanno uno spessore ed una definizione in energia pari ad Hp.

Veto carico frontale (FCH)

Il quarto odoscopio ha una configurazione a corona circolare distante 70cm dal punto di interazione. È diviso in otto elementi trapezoidali in φ ed ha una copertura polare da 2° a 10° .

2.3.2 Le camere a straws

Sono due rivelatori a sviluppo cilindrico ciascuno costituito da due strati da 64 *cannucce* o *straw* in mylar alluminizzato. Si trovano fra H1 e Hp la *camera piccola* e fra i rivelatori al silicio e le fibre scintillanti la *camera grande*. Nelle due camere le straw dei due strati sono sfasate fra loro di mezza straw per non sovrapporre le zone cieche (o *crack*).

L'elemento ionizzante è una miscela gassosa di Argon, Isobutano e Methylal che fluisce all'interno delle cannuce ad una pressione di 1atm. Le cannuce, che costituiscono ciascuna il catodo di una camera a deriva cilindrica, hanno un diametro di 5mm e 12.1mm rispettivamente per la camera piccola e grande e una lunghezza rispettivamente di 182mm e 414mm, l'anodo è costituito da un filo ($\phi \simeq 20\mu\text{m}$) teso in corrispondenza dell'asse di ciascuna straw.

L'informazione fornita è una misura in φ con una risoluzione stimata di 10mrad per una copertura azimutale del 95% ÷ 97%. La copertura polare invece è $15^\circ \leq \vartheta \leq 60^\circ$ e $15^\circ \leq \vartheta \leq 65^\circ$ rispettivamente per la camera piccola e la camera grande.

2.3.3 Le fibre scintillanti

[22] Costituito da due strati cilindrici di 430 fibre ottiche scintillanti ciascuno avvolte a spirale su piani normali all'asse del fascio è una stazione di misura in ϑ per tracce cariche con un ampiezza di azione $15^\circ \leq \vartheta \leq 65^\circ$.

La luce di scintillazione delle fibre è raccolta attraverso un tratto di fibre 'chiare' che incanalano la luce verso il sistema di digitalizzazione costituito da 144 chip VLPC (*Visible Light Photon Counter*) equivalenti a 1152 pixel raggruppati in 9 cassette mantenute alla temperatura di 6.5°K in elio liquido per ridurre il rumore termico. I VLPC sono dei trasduttori a stato solido ad alta efficienza quantica nella regione del visibile e guadagno $2 \div 6 \cdot 10^4$,

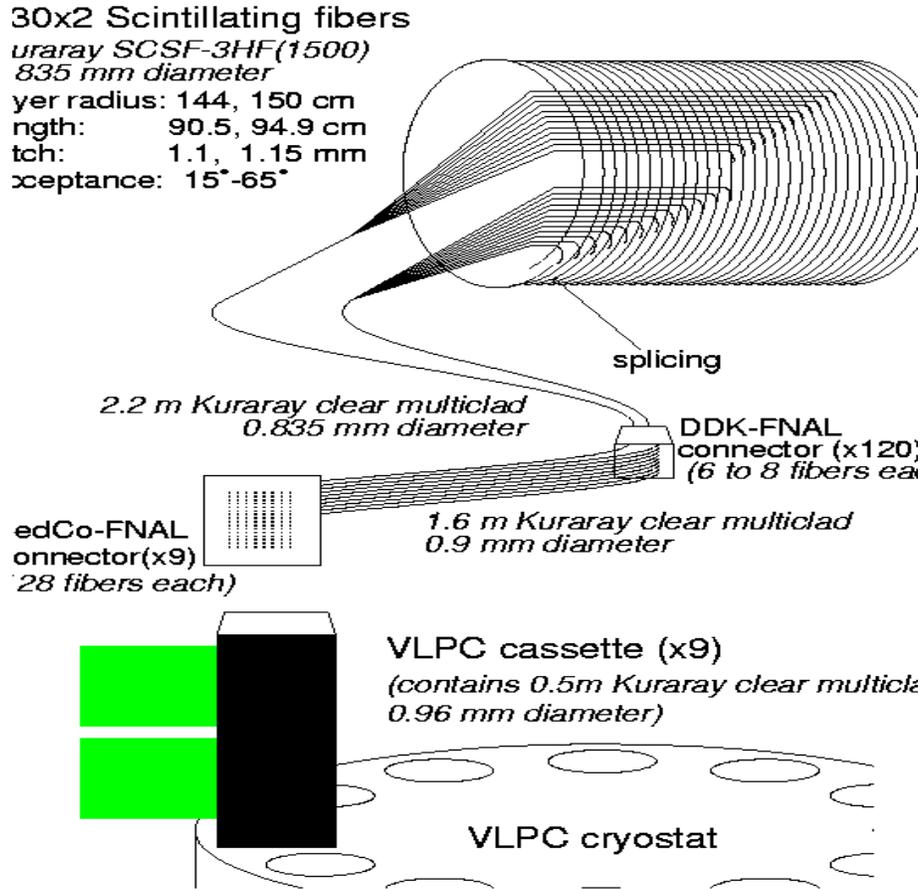


Figura 2.6: Schema del rivelatore a fibre

presentano inoltre una capacità di conteggio superiore a $10^8 \gamma \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}$.
 Dai segnali si estrae un'informazione di perdita di energia e temporale, con
 risoluzione di $\simeq 4 \text{ nsec}$ e una probabilità di *pile up* del 2% con una luminosità
 istantanea $L = 1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

I segnali delle fibre sono utilizzati anche nel trigger, a questo scopo vengono
 raccolti in 30 gruppi detti *bundle* costituiti da un numero di fibre crescente
 verso piccoli ϑ .

dove i K difficilmente riescono ad arrivare senza decadere al CCAL per cui è necessaria l'associazione delle tracce fatta dai 'silici'.

2.3.5 Il Čerenkov

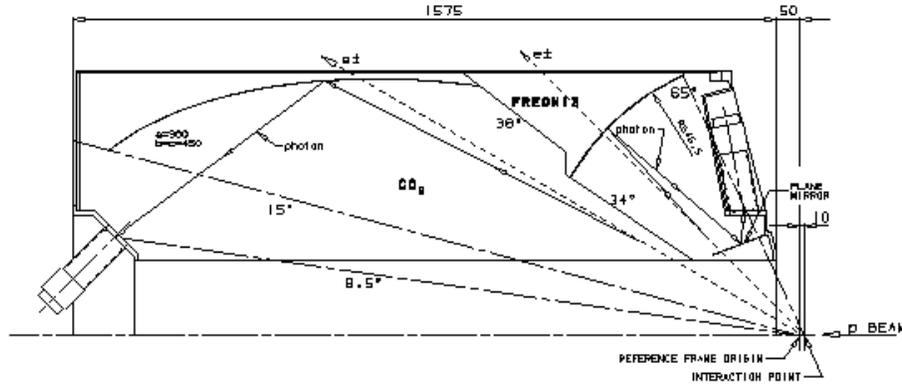


Figura 2.8: Sezione longitudinale del rivelatore Čerenkov

[24] All'esterno del rivelatore interno ha la funzione di discriminare gli elettroni dalle altre particelle cariche in funzione della velocità ^(d). Ha una struttura cilindrica con raggio interno di 17cm ed esterno di 59cm. È costituito da due sezioni in ϑ separate da un setto in alluminio dello spessore di $300\mu\text{m}$. La camera a piccoli ϑ (da 15° a 34°) contiene CO_2 ($n_{CO_2} = 1.000410$) mentre da 34° a 70° vi è una camera contenente $Freon13$ ($n_{Freon13} = 1.00720$)

^(d)L'angolo di semiapertura del cono di luce Čerenkov è dato da:

$$\vartheta_C = \arccos \frac{1}{n\beta} \quad (2.7)$$

dove n è l'indice di rifrazione del mezzo e β la velocità della particella. Il numero di fotoni emessi è proporzionale al percorso (\mathcal{L}) nel materiale ad emissione Čerenkov:

$$\#_{ph} \propto \mathcal{L} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (2.8)$$

questa distinzione permette di compensare la differenza di cammino ai vari angoli e migliora la rivelazione dei pioni. Entrambe le camere sono divise in otto settori in φ e la luce delle camere a grandi angoli è raccolta verso i fototubi da uno specchio sferico ed uno piano in ogni camera, mentre ad angoli grandi si ha solo uno specchio ellissoidale per camera. Questo rivelatore ha un ruolo fondamentale nell'economia dell'esperimento poiché i principali canali carichi che vengono studiati sono:

$$p\bar{p} \longrightarrow (c\bar{c}) \longrightarrow J/\psi + X \longrightarrow e^+e^- + X$$

per cui la selezione degli e^+e^- dalle altre particelle cariche è essenziale.

2.3.6 I calorimetri

I due calorimetri di E835 misurano l'energia degli sciame elettromagnetici di elettroni e fotoni. La copertura azimutale è totale per entrambi mentre in ϑ sono complementari: il calorimetro centrale (CCAL) $10^\circ \leq \vartheta \leq 70^\circ$ e il calorimetro in avanti (FCAL) $3^\circ \leq \vartheta \leq 12^\circ$.

Calorimetro centrale

È costituito da 1280 blocchi di vetro al piombo (*SchottF2*) suddivisi in 64 settori (*wedge*) in φ e 20 anelli (*ring*) in ϑ . I blocchi sono retti da una struttura in acciaio con partizioni dello spessore di 0.735mm lungo i bordi dei wedge e di 0.254mm fra anello ed anello. I blocchi sono sistemati in modo da avere gli assi disposti radialmente rispetto al punto di interazione ed hanno lunghezze variabili da 38 a 50cm, cioè da 12 a 16 lunghezze di radiazione ($X_0=3.14\text{cm}$). I fototubi (con diametro 1.5 ÷ 3pollici) raccolgono la luce direttamente dal vetro su cui sono incollati e rilevano la luce Čerenkov emessa dagli elettroni dello sciame che è proporzionale alla lunghezza di traccia,

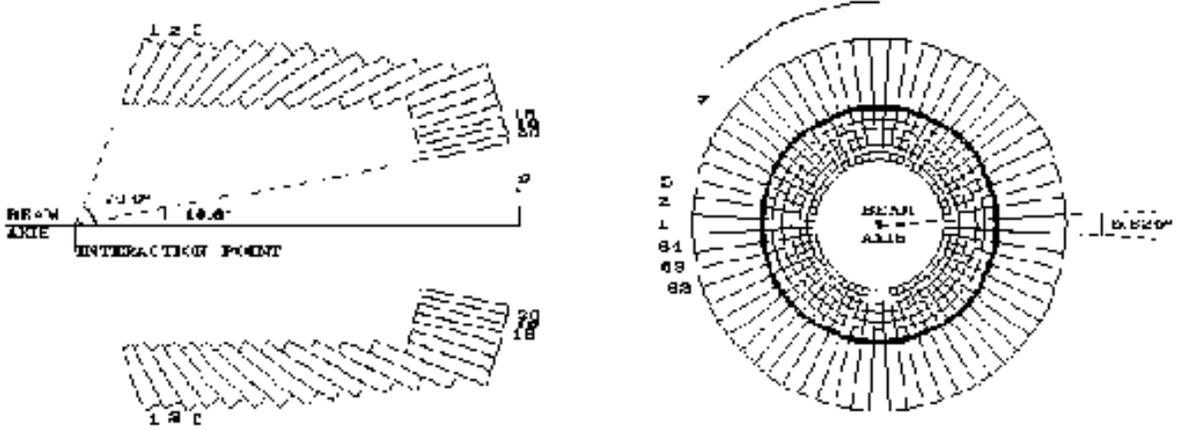


Figura 2.9: Sezione longitudinale del calorimetro centrale

stesso a sua volta proporzionale all'energia della particella che lo ha generato. I segnali dei blocchi sono letti ognuno da TDC e ADC ed opportunamente raggruppati per essere inseriti nelle logiche di trigger.

La lettura dei blocchi è ricalibrata ad ogni cambio di energia selezionando eventi $\pi^0\pi^0$ ed imponendo che i cluster ricostruiscano esattamente la massa invariante di tali particelle.

Le informazioni del CCAL sono essenziali per il sistema di trigger soprattutto per gli eventi neutri. La risoluzione in energia, lineare fra 1 e 4GeV è data dalla relazione:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{6\%}{\sqrt{E_{[\text{GeV}]}}} + 1.4\% \quad (2.9)$$

In posizione la risoluzione varia fra i 5mm ai bordi ed $\simeq 1\text{cm}$ nella parte centrale del calorimetro corrispondente, quando si sia convoluta la distribuzione dei vertici di interazione, a $\Delta\vartheta \simeq 6\text{mrad}$ e $\Delta\varphi \simeq 12\text{mrad}$.

Calorimetro in avanti

FCAL è stato sostituito nell'aprile 1997 (durante la presa dati) per migliorarne le prestazioni. Fino ad allora era un cosiddetto *calorimetro a campionamento* cioè con elementi costituiti da strati alterni di materiale inerte che fa da assorbitore (piombo) e materiale attivo (scintillatori plastici) in cui viene rilevata la luce di scintillazione degli sciami generati negli strati inerti dalla particella incidente. Più precisamente il calorimetro di E835 aveva una struttura a matrice 13×13 da 144 elementi (erano libere le posizioni dell'elemento centrale dove vi è la beam pipe e degli elementi di bordo completamente sovrapposti all'accettanza di CCAL) a sezione quadrata ognuno con 148 strati alternati di piombo e scintillatore.

La seconda e attuale versione di FCAL è costituita sempre da 144 blocchi quadrati ma di sezione decrescente e lunghezza crescente ($36\text{cm} \div 58.6\text{cm}$) al diminuire di ϑ . Si tratta di blocchi omogenei di vetro al piombo dello stesso tipo dei blocchi di CCAL.

2.3.7 Il monitor di luminosità

È costituito da tre rivelatori a stato solido posti a 150cm sotto il vertice di interazione. I due laterali sono fissi e danno informazioni sulle fluttuazioni del vertice stesso, il terzo è solidale con un carrellino ed è in grado di muoversi lungo la direzione del fascio e di dare misure dell'andamento della sezione d'urto del fondo al variare del momento trasferito e quindi dell'energia.

Questo rivelatore ha come scopo finale quello di dare una valutazione della luminosità istantanea, basandosi sulla sezione d'urto di scattering elastico $p\bar{p}$ a bassi momenti trasferiti ($|t| < 0.05\text{GeV}/c$) che è nota con precisione. A questo regime di impulsi trasferiti il termine di interferenza tra lo scattering coulombiano e la reazione elastica nucleare non è dominante infatti essendo il quadrimpulso trasferito:

$$t = (\tilde{p}_I - \tilde{p}_F)^2 = -4 \cdot k^2 \sin^2 \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \quad (2.10)$$

si ha per $t_{int} \sim 8\pi\alpha/\sigma_T$ la massima interferenza fra lo scattering coulombiano (dominante per $|t| \ll |t_{int}|$) e lo scattering nucleare (dominante per $|t| \gg |t_{int}|$).

La luminosità istantanea è legata alla sezione d'urto coulombiana ($\frac{d\sigma_C}{dt} \simeq 4\pi \left(\frac{\alpha}{t}\right)^2$ con $|t| \ll |t_{int}|$) ed al rate N di eventi dalla:

$$N = L \frac{d\sigma_C}{dt} \frac{dt}{d\Omega} \Delta\Omega \quad (2.11)$$

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

$$\frac{dt}{d\Omega} = \frac{p_r^2}{\pi \sin \vartheta_r} \quad (2.12)$$

da cui si ottiene:

$$L = \frac{N\pi \sin \vartheta_r}{p_r^2 d\sigma/dt \Delta\Omega} \quad (2.13)$$

Su tale misura si può stimare un errore complessivo del 3% derivante da: errori statistici ($\simeq 0.25\%$), incertezze sulla sezione d'urto $p\bar{p}$ ($\simeq 2\%$), sulle misure di posizione ($\simeq 0.02\%$), sull'area attiva del rivelatore ($\simeq 0.05\%$) ed errori sulla determinazione del vertice. Per tenere conto di quest'ultimo termine vengono apportate delle correzioni opportune.

2.4 Il metodo sperimentale

L'analisi di una risonanza R viene svolta effettuando una scansione dell'energia del fascio ^(e), nella regione interessata e misurando in corrispon-

^(e)Ad una variazione di energia del fascio ne corrisponde una dell'energia nel centro di massa del sistema $p\bar{p}$.

denza la sezione d'urto in funzione dell'energia del fascio [9].

La curva di eccitazione che si ottiene è la convoluzione fra la sezione d'urto di Breit-Wigner $\sigma_{BW}(E_{cm})$ e la funzione di distribuzione dell'energia disponibile nel centro di massa $G(E - E_{cm})$:

$$\sigma(E_{cm}) = \int_0^\infty \sigma_{BW}(E_{cm}) \cdot G(E' - E_{cm}) dE'. \quad (2.14)$$

dove:

$$\sigma_{BW}(E_{cm}) = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{\pi}{p_{cm}^2} \frac{B_{in}B_{out}\Gamma_{Tot}^2}{(E_{cm} - M_R)^2 + \Gamma_{Tot}^2/4} \quad (2.15)$$

dove M_R , Γ_{Tot} e J sono rispettivamente la massa, la larghezza totale ed il momento angolare totale della risonanza R , p_{cm} impulso del centro di massa, S_1 e S_2 sono gli spin delle particelle dello stato iniziale ($S_1 = S_2 = S_p = \frac{1}{2}$) e B_{in} e B_{out} sono i rapporti $B = \Gamma_{Parz}/\Gamma_{Tot}$ di formazione ($p\bar{p} \rightarrow R$) e di decadimento ($R \rightarrow X$) della risonanza.

Dalla (2.15) ponendo $E_{cm} = M_R$ si calcola la sezione d'urto di picco σ_{picco} :

$$\sigma_{picco} = \frac{4\pi\hbar^2 B_{in}B_{out}}{p_{cm}^2} (2J+1) \quad (2.16)$$

Per la determinazione dei parametri della Breit-Wigner (cfr. §2.4.1) si considererà la relazione:

$$\nu_i = L_i \cdot (\sigma_{fondo} + \varepsilon \cdot \sigma(E_{cm,i})) \quad (2.17)$$

che determina il numero di eventi ν_i attesi per ogni valore $E_{cm,i}$ considerato, L_i è luminosità per l' i -esimo punto, $\sigma(E_{cm,i})$ sono le sezioni d'urto teoriche. La σ_{fondo} è la sezione d'urto del fondo ed ε è l'efficienza di rivelazione per lo stato finale in esame (cfr. §6.3).

2.4.1 Cenni sul test di massima verosimiglianza

Ponendo n_i il numero di eventi selezionati all'energia E_i e $P_i(n_i, \nu_i)$ la probabilità poissoniana di valor medio ν_i (cfr. Eq.(2.17)) a quella energia il

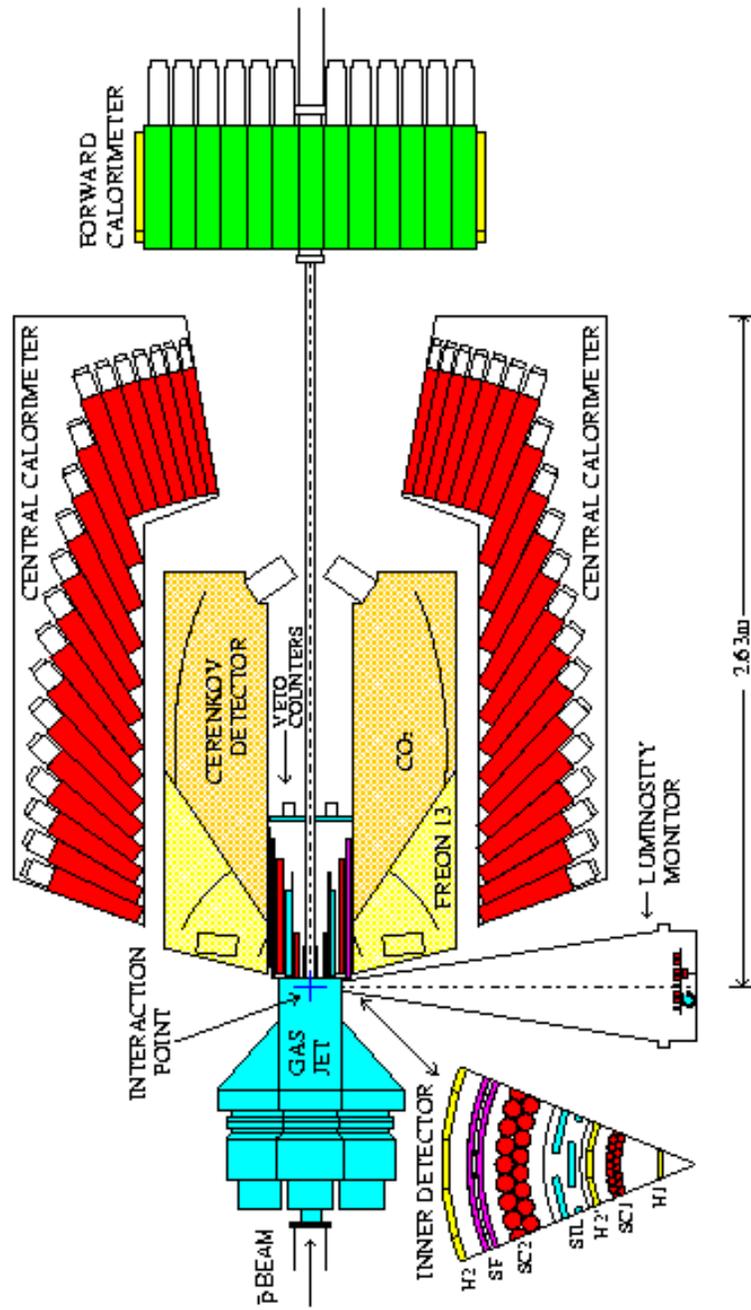
test consiste nel massimizzare la probabilità totale ($P_{tot} = \prod_i P_i^{(f)}$) e quindi interpolare la la curva di eccitazione che dipende da:

- i parametri della Breit-Wigner: massa M_R , larghezza Γ_R della risonanza, $B.R_{in} \times B.R_{out}$ e sezione d'urto di picco σ_{picco} ;
- efficienza totale ε_{tot} ;
- sezione d'urto di fondo σ_{fondo} .

Il programma utilizzato consente di fissare in caso di necessità alcuni dei parametri.

^(f) Si fa l'ipotesi che gli n_i siano scorrelati.

E835 EQUIPMENT LAYOUT



fan.

Figura 2.10: Vista in sezione del rivelatore

Capitolo 3

E835: i sistemi di trigger e di acquisizione

Il trigger e la successiva acquisizione dei dati sono in generale importanti in un esperimento.

In un esperimento come E835 (ma anche E760 di cui è un'evoluzione) il trigger ha un ruolo chiave poiché in collisioni $p\bar{p}$ si ha un fondo adronico molto alto rispetto al segnale elettromagnetico che si vuole studiare per cui è vitale essere in grado di scartare il fondo durante la presa dati riducendo drasticamente la quantità di dati da immagazzinare ed analizzare in seguito.

3.1 Generalità

Il sistema di trigger seleziona gli eventi sulla base di criteri cinematici e topologici legati ai canali che si vogliono studiare (cfr. Tab.3.1.I). Una prima distinzione fra le logiche di trigger è la selezione fra i canali con stati finali con esclusivamente particelle neutre (*trigger neutro*) e con stati finali con particelle cariche (*trigger carico*). Una seconda distinzione fra le logiche di trigger dipende dai rivelatori interessati: il calorimetro centrale oppure gli odoscopi e il Čerenkov.

<i>Canali carichi</i>	
$J/\psi, \psi'$	$\longrightarrow e^+e^-$
ψ'	$\longrightarrow J/\psi\pi^0\pi^0 \longrightarrow 4\gamma e^+e^-$
ψ'	$\longrightarrow J/\psi\pi^+\pi^- \longrightarrow \pi^+\pi^- e^+e^-$
χ_{c1}, χ_{c2}	$\longrightarrow J/\psi\gamma \longrightarrow e^+e^-\gamma$
$\chi_{c0}, \chi_{c1}, \chi_{c2}$	$\longrightarrow J/\psi\gamma \longrightarrow e^+e^-\gamma$
1P_1	$\longrightarrow J/\psi\pi^0 \longrightarrow e^+e^-2\gamma$
1P_1	$\longrightarrow j/\psi\pi^0\pi^0 \longrightarrow e^+e^-4\gamma$
1P_1	$\longrightarrow j/\psi\pi^+\pi^- \longrightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$
η_c	$\longrightarrow \phi\phi \longrightarrow K^+K^- K^+K^-$
<i>Canali neutri</i>	
χ_{c0}, χ_{c2}	$\longrightarrow \gamma\gamma$
1P_1	$\longrightarrow \eta_c\pi^0 \longrightarrow 3\gamma$
η_c, η'_c	$\longrightarrow \gamma\gamma$
η_c	$\longrightarrow 3\eta, \eta\pi^0\pi^0 \longrightarrow 6\gamma$

Tabella 3.1.I: *Canali studiati da E835*

Questa selezione viene effettuata attraverso unità MLU (*Memory Lookup Unit*), cioè unità logiche programmabili che permettono di combinare opportunamente gli ingressi per ottenere, nel caso specifico, le logiche di trigger. E835 dispone di 4 di questi apparati: *Neutral MLU*, *Charged MLU*, *Phi MLU*, *Master MLU*. Le uscite di quest'ultimo danno i *gate* agli ADC e gli stop comuni (*common stop*) ai TDC.

3.2 Logiche di trigger basate sul calorimetro centrale

L'introduzione del calorimetro centrale nella logica di trigger richiede che la sua lettura presenti particolari caratteristiche di rapidità di lettura e conseguente elaborazione, questo richiede un'opportuna organizzazione dei 64×20 segnali provenienti dal calorimetro stesso. Per tale scopo si riuniscono i segnali dei blocchi in 40 gruppi (o super-moduli) da 8 elementi in $\varphi \times 5$ in ϑ attraverso due livelli di somma. Le 40 uscite così ottenute sono poste a parità di *vartheta* in *OR* ottenendo quelli che rappresentano gli 8 ingressi della *neutralMLU* che fornisce tre logiche di uscita:

- *PBG1*, per la quale i 40 segnali sono costruiti con il criterio della sovrapposizione sommando oltre agli elementi appartenenti ai super-moduli anche i moduli adiacenti in ϑ ($1 \div 9, 9 \div 17, \dots$). La richiesta per aver un trigger attivo è che due dei segnali provenienti dai super-moduli superino la soglia ^(a) e siano coplanari, provenienti quindi da gruppi opposti in φ ;

^(a)Le soglie di discriminazione dei blocchi sono variabili secondo i risultati di simulazioni con metodo Montecarlo e dipendono dalla posizione in ϑ ed all'energia nel centro di massa.

- *PBG3*, ha richieste analoghe ma meno stringenti del *PBG1* in quanto il secondo segnale può provenire oltre che dal super-modulo opposto in φ anche da quelli adiacenti;
- E_{Tot} , non è richiesta la sovrapposizione nella somma ($1 \div 8$, $9 \div 16$, ...) ed i segnali hanno due diverse discriminazioni che individuano se l'energia rilasciata in *CCAL* è del 70% o dell'80% dell'energia totale.

I blocchi del calorimetro centrale forniscono inoltre il cosiddetto segnale di *minimum bias* che dà un segnale di controllo con richieste che minime abilita la lettura delle unità *MLU*.

3.3 Logiche di trigger basate su Čerenkov ed odoscopi

Questa logica di trigger è costituita da due parti: una dedicata alla selezione di particelle cariche a vita media lunga ed una dedicata a particelle cariche a vita media breve i K^+ ed i K^- derivanti da i $\phi\phi$. La prima gestita dalla *Charged MLU* deve principalmente discriminare fra eventi con elettroni ed eventi con altri tipi di carichi:

- $1e$, $2e$ selezionano eventi con almeno 1 o 2 elettroni richiedendo per ognuno un *hit* su *H1* e, nello stesso ottante, uno dei quattro elementi di *H2* (o uno di quelli adiacenti ad esso) ed uno nella cella del Čerenkov;
- $1h$, $2h$ richiedendo le stesse condizioni precedenti ad esclusione del Čerenkov selezionano eventi con almeno 1 o 2 particelle cariche.

La logica di trigger per i $\phi\phi$ è gestita dal *Phi MLU* e coinvolge anche le fibre scintillanti e le richieste principali di selezione sono:

Charged MLU

<i>Ingressi</i>		
# dell'ingresso	Tipo di selezione	
1	$1e$	$\#elettroni \geq 1$
2	$2e$	$\#elettroni \geq 2$
3	$1h$	$\#part.cariche \geq 1$
4	$2h$	$\#part.cariche \geq 2$
5	$H2 = 2$	$\#el.H2colpiti = 2$
6	$H2 > 2$	$\#el.H2colpiti > 2$
7	$H2 > 4$	$\#el.H2colpiti > 4$
8	$H1 > 2$	$\#el.H1colpiti > 2$
9	$H1 > 4$	$\#el.H1colpiti > 4$
10	$COPL$	$2el.H2coplanari$
11	FCH_{OR}	$\#el.FCHcolpiti \geq 1$
12	$FCAL_{OR}$	$\#el.FCALcolpiti \geq 1$
13	$H1_{OR}$	$\#el.H1colpiti \geq 1$
14	$H2_{OR}$	$\#el.H2colpiti \geq 1$
<i>Uscite</i>		
# dell'uscita	Logica di selezione	
1	$(2e \times \overline{H2 > 4}) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)$	e^+e^-
2	$2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCV_{OR}}$	e^+e^-
3	$2h \times COPL \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	$\phi\phi$
4	$2h \times H2 = 2 \times COPL \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	$p\bar{p}$
5	$\overline{1e} \times 2h \times H2 = 2 \times COPL$	

Tabella 3.3.II: Schema dell'unità Charged MLU

- $H2_{logic}$ richiede la coincidenza fra un primo elemento di $H2$ ed uno appartenente ai due gruppi di 9 elementi (sempre di $H2$) centrati sui due elementi intercettati dalla traiettoria normale a quella dell'elemento colpito;
- $Bundle(N)$ è attivo in presenza di un segnale su almeno un bundle di fibre su uno degli strati;
- $KIN2B$ richiede hits sui bundles delle fibre che corrispondano alle caratteristiche cinematiche della reazione $\phi\phi \longrightarrow 2(K^+K^-)$.

3.4 Master MLU e Gatemaster

L'unità Master MLU ($MMLU$) coordina le uscite delle Charged, Neutral e Phi MLU, complessivamente 16, dalle cui combinazioni logiche fornisce le logiche finali (cfr. Tab.3.4.III) che vengono inviate al Gatemaster.

Il Gatemaster è un modulo programmabile di controllo che sulla base delle informazioni ricevute dall' $MMLU$ comanda in gate degli ADC e i common stop dei TDC. I segnali dei vari moduli vengono quindi inviati al filtro software (cfr.§3.5.2) che identifica gli eventi.

3.5 Sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione di E835 è costituito da tre parti principali: i rami $CAMAC$, i buffer di memoria VME ed i tre elaboratori elettronici.

Si hanno 19 *crate* $CAMAC$ suddivisi in tre rami di cui due in serie. Essendo requisito indispensabile la velocità di accesso i vari moduli sono accoppiati fra loro e verso l'esterno in logica ECL . Gli ADC , di tipo $FERA$ anch'essi ad accesso veloce, sono gestiti da un modulo DYC che registra temporaneamente

Master MLU

# dell'ingresso	Logiche in ingresso
1	NMLU1 $PBG1$
2	NMLU2 $PBG3$
3	NMLU3 $Etot_{80\%}$
4	NMLU4 $Etot_{70\%}$
5	$(H1 \times H2')_{OR}$
6	$FCAL_{OR}$
7	$H2 > 2$
8	FCH_{OR}
9	CMLU1 $(2e \times \overline{H2 > 4}) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)$
10	CMLU2 $2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}}$
11	CMLU3 $2h \times COPL \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$
12	CMLU4 $2h \times H2 = 2 \times COPL \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$
13	CMLU5 $\overline{1e} \times 2h \times H2 = 2 \times COPL$
14	PMLU1 $\overline{Bundle1} \times \overline{Bundle2} \times \overline{H2_{LOGIC}} \times (H2 = 3, 4) \times$ $\times (SF = 3, 4)S \times \overline{SF = 3 \times H2 = 3} \times KIN2B$
15	PMLU2 $(Bundle8 + Bundle9) \times \overline{H2_{LOGIC}} \times (SF = 1)$
16	PMLU3 $(Bundle2 + Bundle17) \times \overline{H2_{LOGIC}} \times (SF = 2)$
# dell'uscita	Logiche di uscita
1	e^+e^- $(In(9) \times In(2)) + In(10)$
2	$p\bar{p}$ 90° $In(11) \times In(15)$
3	$\phi\phi$ $In(12) \times In(15)$
4	$\gamma\gamma$ $PBG1 \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$
5	E_{Tot} $E_{Tot_{70\%}} \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$
6	$p\bar{p}$ 55° $In(12) \times IN(16)$
7	$E_{Tot_{80\%}}$ $\times \overline{H2 \geq 2}$
8	$E_{Tot_{80\%}}$ $\times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$

Tabella 3.4.III: Schema dell'unità Master MLU

Gatemaster

Priorità	Codice ID	Logiche associate
1	90	GM9 [<i>CCAL laser</i>]
2	120	GM12 [<i>minimum bias</i>]
3	130	GM13 [<i>Random Gate</i>]
4	70	GM7: <i>MMLU7</i>
5	140	GM14 [<i>FCAL Cosmic Ray</i>]
6	80	GM8: <i>MMLU8</i>
7	150	GM15 [<i>High minimum bias</i>]
8	10	GM1: <i>MMLU1</i> [e^+e^-]
9	40	GM4: <i>MMLU4</i> [$\gamma\gamma$]
10	100	GM10 [<i>silicon strobe</i>]
11	30	GM3: <i>MMLU3</i> [$\phi\phi$]
12	20	GM2: <i>MMLU2</i> [$p\bar{p}$]
13	60	GM6: <i>MMLU6</i> [$p\bar{p}$ control]
14	50	GM5: <i>MMLU5</i> [E_{tot}]
15	110	GM11 [<i>All trigs</i>]
16	13	GM1 $\times INVM > 2.2GeV$
17	12	GM1 $\times INVM > 2.0GeV$
18	11	GM1
19	31	[$\phi\phi$]
20	48	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.5GeV$
21	47	GM4 $\times INVM > 2.5GeV$
22	42	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times ETA \times < 7cluster$
23	43	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times ETA \times < 7cluster$
24	44	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times MCL1 \times < 6cluster$

segue ↗

↘ segue da

Priorità	Codice ID	Logiche associate
25	45	$(GM4+GM5) \times INVM > 2.0GeV \times MCL1 \times < 6cluster$
26	41	$(GM4+GM5) \times INVM > 2.0GeV$
27	52	$(GM4+GM5) \times E_{tot} \times Eta \times \overline{< 7cluster \times INVM > 2.0GeV}$
28	53	$(GM4+GM5) \times E_{tot} \times ETA \times \overline{< 7cluster \times INVM > 2.0GeV}$
29	54	$(GM4+GM5) \times E_{tot} \times MCL1 \times \overline{< 6cluster \times INVM > 2.0GeV}$
30	51	$(GM4+GM5) \times E_{tot} \times \overline{INVM > 2.0GeV}$
31	55	$(GM4+GM5) \times E_{tot} \times MCL1 \times \overline{< 6cluster \times INVM > 2.0GeV}$
32	170	[<i>neutr</i>]

Tabella 3.4.IV: *Codici identificativi delle uscite del Gatemaster (GM).*

i dati su una memoria di tipo *FIFO* letta da un elaboratore *SGI Challenge* collegato ad un crate *VME*. I quattro buffer di memoria sono gestiti da un processore Motorola MVME167 che gestisce il loro funzionamento a 'ping-pong', due vengono letti e due scritti alternativamente. La ricostruzione dell'evento è affidata al Challenge che attraverso il filtro software riempie i quattro nastri *Exabyte* (trigger neutro e carico, $\phi\phi$ e preselezione $\pi^0\pi^0$ per la calibrazione) e scrive su disco i cosiddetti *GOLD data file* contenenti una preselezione sommaria degli eventi. I rimanenti due elaboratori gestiscono il *run control* ed il monitor.

3.5.1 Tipi di file dati

Dai *GOLD data file* si creano con 2 ulteriori preselezioni altrettanti tipi di file con un buon taglio del fondo e che quindi si prestano meglio all'analisi *off-line*:

ε_{MDST}	ε_{EWDST}
$\sim 96\%$	$\sim 94\%$

Tabella 3.5.V: *Efficienze di MiniDST ed EWDST calcolata rispetto ad un campione 'pulito' di J/ψ*

- *MiniDST*, che hanno un taglio cinematico sulla massa della J/ψ ricostruita ($> 2.6\text{MeV}$) da un opportuna routine cinematica scegliendo i due cluster che hanno la massa maggiore . Si hanno inoltre opportuna richieste sui codici di trigger del GateMaster associati (cfr. Tab. 3.4.IV).
- *EWDST*, il taglio la coppie di cluster più energetica richiede che tutte ricostruiscono una $M_{J/\psi} > 2.0\text{MeV}$ e che abbiano una buona caratterizzazione degli elettroni (il prodotto degli *Electron Weight* $EW1 \cdot EW2 > 0.1$) ^(b)

3.5.2 Il filtro software

È un programma Fortran che ha il compito di:

- riconoscere il tipo di trigger che ha causato l'acquisizione dell'evento ed indirizzare i dati relativi verso il supporto di memoria opportuno;
- effettuare una veloce analisi preliminare assegnando ad ogni evento un codice identificativo che semplifichi l'analisi a fascio spento (o *analisi offline*).

^(b)L'Electron Weight [31] è un applicazione del metodo di Neyman-Person, o del rapporto di massima verosimiglianza, e rappresenta la probabilità che le tracce considerate siano elettroni. Tale quantità è determinata 'pesando' opportunamente i segnali di Čerenkov ed odoscopi corretti dalla dipendenza da ϑ e da grandezze che caratterizzano lo sciame formato in CCAL.

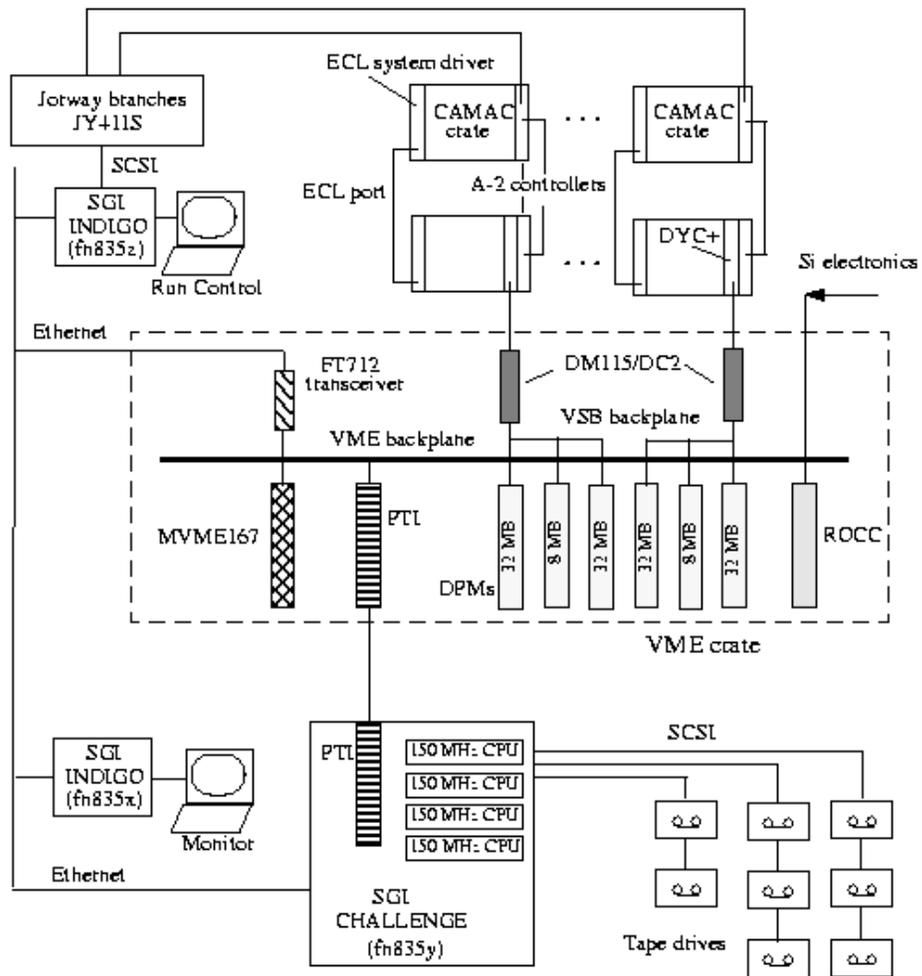
I codici identificativi che vengono assegnati agli eventi si basano sulle informazioni provenienti dal Gatemaster e su alcuni ulteriori criteri:

- *INVM* in cui si richiede che almeno una coppia di cluster ricostruisca una massa invariante oltre una soglia stabilita;
- *Numero di cluster* identifica l'evento sulla base del numero di cluster nel CCAL;
- *KIN* i due cluster più energetici soddisfano la cinematica di un decadimento a due corpi con apertura di 100mrad;
- *MCL1* richiede che l'energia rilasciata nel cluster più energetico ricostruisca una massa effettiva ^(c) $> 100\text{MeV}$
- *Pi0, Eta* eventi in cui una coppia di cluster ricostruisce una massa invariante nella regione del π^0 o dell' η .

^(c)La massa effettiva è:

$$m_{eff} = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i\right)^2} \quad (3.1)$$

dove E_i e $\vec{p}_i = E_i \vec{r}_i$ sono l'energia depositata nell' i -esimo blocco del cluster e il corrispondente impulso ed \vec{r}_i è il versore che dal centro del cluster 5×5 punta all' i -esimo blocco. Questa quantità permette di selezionare i cluster di un evento $\gamma\gamma$ da un decadimento di un π^0 il quale dà una massa effettiva molto grande.



E835 Data Acquisition system

George Zioulas - 1/4/1995

Figura 3.1: Schema del sistema di acquisizione

Capitolo 4

Misura delle curve di guadagno dei PM degli odoscopi H1 ed H2

4.1 Introduzione

La misura delle curve di guadagno dei fotomoltiplicatori (*PM*) di *H1* ed *H2*, *XP2982 Philips* per entrambi, dopo la presa dati del '97 di E835 complementa con uno studio dell'evoluzione dei parametri di calibrazione (cfr. §5) di questi odoscopi e di *Hp*, anch'esso argomento di questa tesi, per valutare gli interventi di manutenzione necessari in vista della presa dati del '99.

Per *H1* si è svolta anche un'analisi sugli scintillatori stessi che erano disponibili qui a Torino (cfr. §4.4).

Per maggiore organicità le conclusioni di questa analisi sono riportate assieme a quelle relative alla valutazione dell'evoluzione dei parametri di calibrazione degli odoscopi (5).

4.2 Allestimento del dispositivo di acquisizione e misura

Il segnale analizzato è fornito da una sorgente di *Stronzio 90* (Sr) che emette radiazione β^- decadendo in *Ytterbio 90* (Y) con un massimo di energia $E_{\beta_{max1}} = 0.546\text{MeV}$, a sua volta l' Y^{90} decade β^- con $E_{\beta_{max2}} = 2.283\text{MeV}$ [1].

In pratica la richiesta che gli elettroni attraversino due scintillatori (di spessore $\sim 4\text{mm}$ ciascuno) seleziona la sola emissione dell'*Ytterbio 90*. I due segnali generati negli scintillatori venivano rilevati dal PM da analizzare (PM_{inc}) e da un PM utilizzato come trigger ($PM_{Trigger}$) (anch'esso un *XP2982 Philips*). Il sistema di acquisizione e controllo di tipo CAMAC-NIM interfacciato con un PC era costituito principalmente da due linee di gestione (cfr. fig. 4.1):

- 1 - regolazione via software dell'alimentazione del PM_{inc} a tensioni fissate per l'acquisizione ai vari punti della curva di guadagno attraverso un modulo DAC (*Digital to Analogic Converter*);
- 2 - acquisizione gestita dallo stesso programma, dei segnali provenienti dai due PM attraverso un ADC (*Analogic to Digital Converter*).

Nello specifico le due linee di gestione erano così organizzate:

1. - il programma invia una stringa numerica opportuna al *controller CAMAC* e da lì al modulo DAC che la converte secondo un algoritmo fissato in una tensione variabile $-10\text{V} \div +10\text{V}$;
- tale tensione viene inviata all'ingresso *remote control* del modulo di alimentazione (di tipo N.I.M.) che ha un rapporto di conversione $1\text{V}/1\text{kV}$ e quindi fornirà in uscita la tensione richiesta al PM_{inc} , il $PM_{Trigger}$ ha una tensione anodica fissa ($HV_{Trigger}=1500\text{V}$).

2.
 - i segnali generati vengono opportunamente amplificati ($\times 2.5$) e duplicati;
 - il primo segnale di ogni PM viene discriminato con soglie di 70mV (per il PM_{inc}) e 100mV (per il $PM_{Trigger}$) ed inviato ad un modulo di coincidenza ^(a) la cui uscita sarà il $gate$ ($\Delta t_{gate} \simeq 150\text{nsec}$) dell'ADC;
 - il secondo segnale viene inviato ad un modulo ADC;
 - ad entrambi i segnali sono applicati dei ritardi opportuni perché giungano all'ADC all'interno della finestra di $gate$;
 - ad ogni segnale di $gate$ sull'ADC i canali relativi ai due PM vengono letti e registrati su file successivamente elaborati.

4.3 Misure di guadagno effettuate

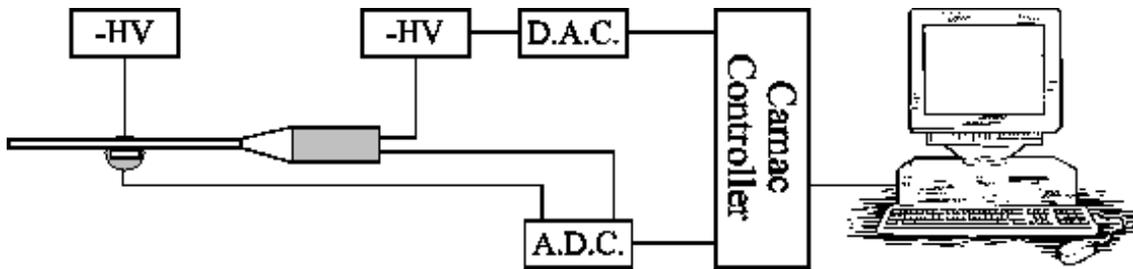


Figura 4.1: *Schema del dispositivo per la misura dei guadagni dei fototubi*

Con il dispositivo descritto al §4.2 si sono effettuate le misure delle curve di guadagno:

^(a)L'uso di una coincidenza per la selezione dei segnali consente di ridurre notevolmente l'acquisizione di rumore di fondo e consente di selezionare eventi in un range di energie più stretto rispetto a quello che avrebbe lo spettro β^- in quanto solo i segnali sufficientemente energetici riescono a rilasciare un segnale in entrambi gli scintillatori

- degli 8 PM di H1 di E835;
- dei PM 1, 10, 19, 24 di H2 di E835;
- di alcuni PM di scorta per verificarne l'efficienza;
- di 1 PM di H1 di E760 per valutare se le misure che si stavano facendo erano confrontabili con delle misure analoghe svolte al termine di E760 [27].

Per la determinazione delle curve di guadagno dei PM si sono considerati i canali di picco degli istogrammi dei segnali ADC (proporzionale al guadagno del PM) alle varie tensioni. Il picco è stato determinato con un fit gaussiano. I risultati sono stati rappresentati, in scala semilogaritmica, in funzione delle tensioni (cfr. Figg.4.2 e 4.3) ed interpolati con una relazione del tipo:

$$ADC_{sign} = k \cdot HV^{N\alpha} \quad (4.1)$$

dove N è il numero di dinodi (N=11) ed α e k i due parametri liberi. Per semplicità l'interpolazione è stata calcolata linearizzando la (4.1):

$$\ln(ADC_{sign}) = \ln(k) + N\alpha \cdot \ln(HV) \quad (4.2)$$

Confrontando in particolare i risultati ottenuti per il PM di E760 (Tab. 4.3.I) con quelli derivanti dalle misure fatte al termine di tale esperimento si è verificato che le due misure danno risultati analoghi, quindi è possibile comparare i due risultati.

4.4 Analisi degli scintillatori

Per valutare l'efficienza degli scintillatori ho effettuato misure analoghe a quelle fatte per le curve di guadagno dei PM utilizzando il PM #5 (che

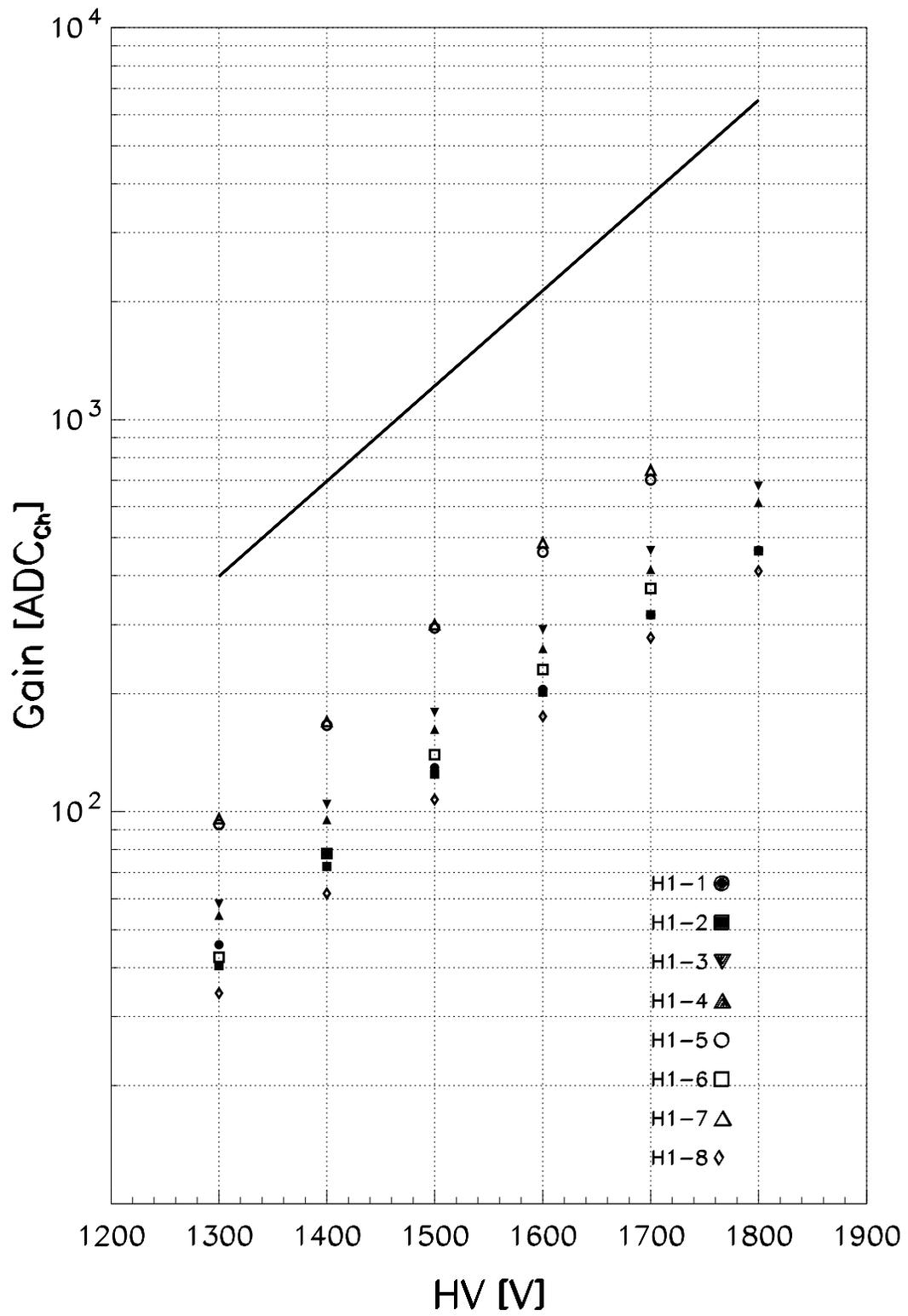


Figura 4.2: Curve dei guadagni dei PM di H1 di E835 confrontati con quella di uno 'nuovo' (linea continua)

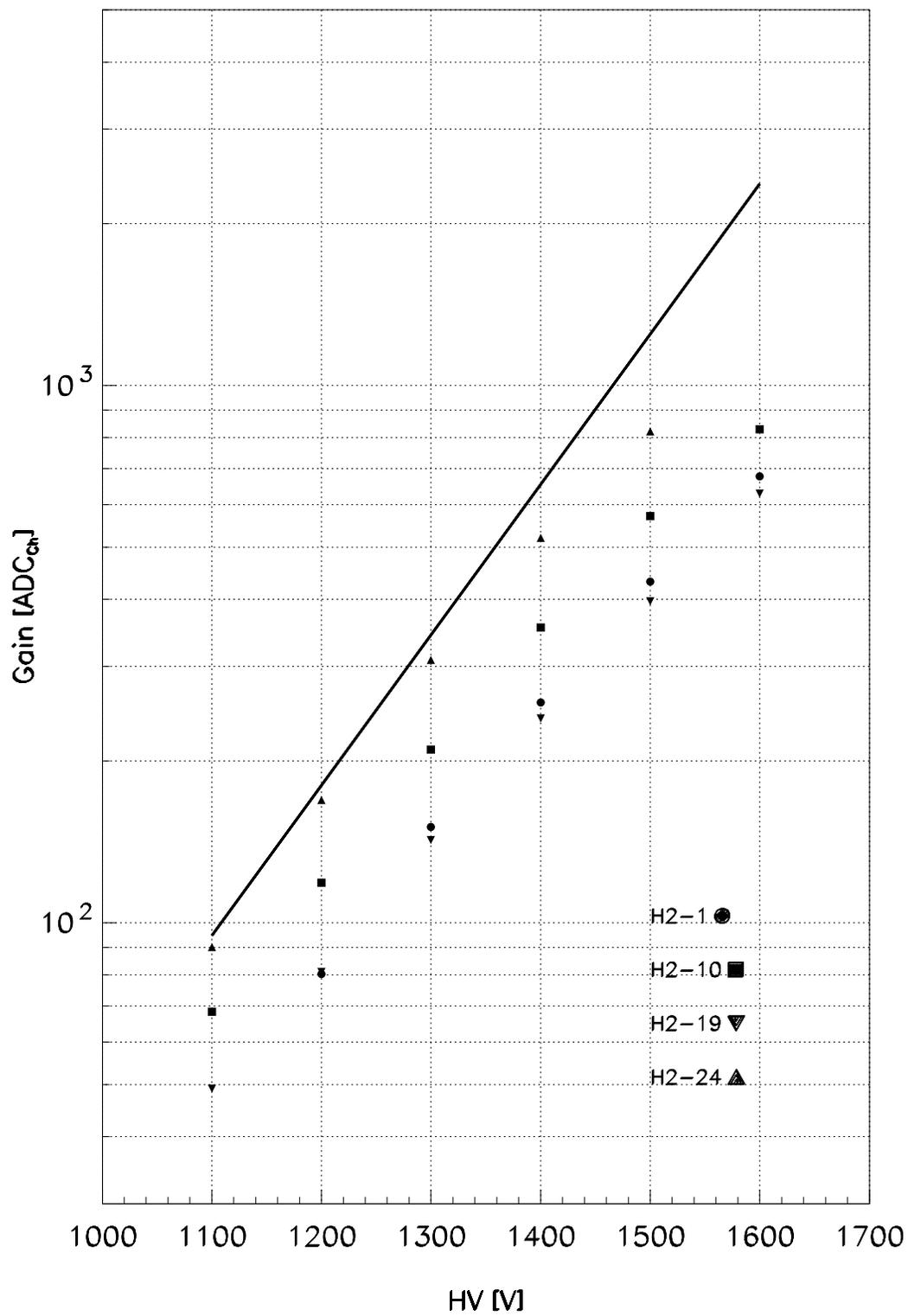


Figura 4.3: Curve dei guadagni dei PM di H2 di E835 confrontati con quella di uno 'nuovo' (linea continua)

PM H1 per E835

Elemento	Fototubo	$k(\times 10^{-22})$	α
1	SN 15608	24.049	0.651
2	SN 15609	1.513	0.684
3	————	2.764	0.680
4	SN 15434	1.408	0.690
5	SN 15432	2.607	0.688
6	SN 15462	0.029	0.735
7	SN 15465	1.123	0.699
8	SN 15560	0.504	0.696

PM di H2 per E835

Elemento	Fototubo	$k(\times 10^{-22})$	α
1	————	$1.55 \cdot 10^{-4}$	0.817
10	————	1717.12	0.719
19	————	149.623	0.651
24	————	538.146	0.626

PM di riserva per E760/E835

Elemento	Fototubo	$k(\times 10^{-22})$	α
	8162	19.953	0.674
	XP 2982	4.279	0.686
	————	112902.000	0.555
	SN 15616	62.001	0.719

PM di riserva per E760/E835

Elemento	Fototubo	$k(\times 10^{-22})$	α
2	————	106.832	0.709

Tabella 4.3.I: *Parametri dei fit*

era fra i migliori dopo il run) sullo scintillatore da analizzare e il PM #3 come trigger, in tre posizioni differenti: lontano dalla guida di luce, a metà dello scintillatore ed in prossimità della guida di luce. Valutando con un poissioniana il picco del segnale ADC e rappresentandolo in funzione della posizione l'andamento ottenuto era, come atteso, crescente avvicinandosi alla guida di luce. Tali misure sono state fatte sugli scintillatori #1, #5 e #4, per quest'ultimo non è stato possibile rilevare un segnale. Infatti da un esame visivo, dopo aver tolto la copertura riflettente, si è visto che era fortemente danneggiato in prossimità della piega probabilmente a causa di uno sforzo in fase di assemblaggio. Ad un esame visivo gli altri due apparivano in ottime condizioni.

Capitolo 5

Valutazione dei parametri di calibrazione degli odoscopi

5.1 Introduzione

Nelle appendici di questa tesi è descritto il lavoro di analisi svolto per la definizione della variazione delle costanti di calibrazione degli odoscopi del rivelatore interno, $H1$, Hp ed $H2$, nel corso della presa dati del '97 e per valutare la necessità o meno di sostituire i fototubi o altre parti degli odoscopi in esame.

L'analisi svolta si è articolata in una prima e più ampia parte comune agli elementi dei tre rivelatori ed è consistita in uno studio sistematico dei segnali rilevati durante la presa dati. Tali segnali dopo essere stati opportunamente selezionati (cfr. §5.2.1) sono stati elaborati con due metodi:

- valutazione dell'evoluzione dei valori del segnale ADC per elettroni che attraversano ortogonalmente l'elemento scintillante stack per stack;
- analisi dell'andamento del numero di fotoelettroni ($\#_{phel}$) corrispondenti al *m.i.p.* (*minimum ionization particle*) riunendo gli stack in pochi gruppi (vedi Tab. 5.4.II, 5.4.III e 5.4.IV).

5.2 Selezione degli eventi

5.2.1 Selezione eventi alla J/ψ inclusiva ed esclusiva

La selezione dei dati da utilizzare nell'analisi è stata effettuata su *run* con eventi di J/ψ inclusiva ed esclusiva selezionando quindi gli elettroni con i seguenti criteri:

- probabilità del fit cinematico > 0.01 ;
- $EW(1) \cdot EW(2) > 5$ escludendo dalla valutazione dell'*electron weight* l'odoscopio in esame per non introdurre fattori di *bias*;

Le variabili selezionate sono sostanzialmente il segnale ADC (senza piedistallo) e l'angolo ϑ della traccia.

5.2.2 Preparazione preliminare dei dati selezionati

I dati selezionati dopo essere stati diversamente raggruppati (cfr. §5.1) vengono in un primo tempo elaborati in maniera analoga per entrambe le analisi precedentemente descritte:

- per avere un'indipendenza geometrica da ϑ si è *normalizzato* opportunamente il segnale *ADC* ottenendo quello che nel seguito sarà denominato ADC_{ϑ} ^(a)

^(a)Per gli odoscopi *H2* ed *Hp* tale normalizzazione è stata su tutta l'accettanza:

$$ADC_{\vartheta} = ADC \cdot \sin\vartheta \tag{5.1}$$

Per l'odoscopio *H1* la particolare geometria legata alla sua estrema vicinanza al tubo del fascio è tale da rendere necessario considerare l'odoscopio diviso in due zone e quindi considerare rettilineo il primo tratto di scintillatore, e con una sufficiente approssimazione, a profilo pressapoco circolare il secondo (Fig.2.5). Per cui la *normalizzazione* che si vuole

# Zona	Intervallo in $\vartheta(^{\circ})$	
	<i>H1</i> ed <i>Hp</i>	<i>H2</i>
Zona 1	$9^{\circ} \div 25^{\circ}$	$14^{\circ} \div 28^{\circ}$
Zona 2	$21^{\circ} \div 39^{\circ}$	$25^{\circ} \div 41^{\circ}$
Zona 3	$35^{\circ} \div 53^{\circ}$	$38^{\circ} \div 54^{\circ}$
Zona 4	$49^{\circ} \div 65^{\circ}$	$51^{\circ} \div 65^{\circ}$

Tabella 5.2.I: *Intervalli in ϑ per ogni zona*

- si è suddivisa l'accettanza in ϑ ($9^{\circ} \div 65^{\circ}$ per *H1* ed *Hp* e ($14^{\circ} \div 65^{\circ}$ per *H2*) in 4 zone, con una sovrapposizione fra di esse (del 20%), per valutare la dipendenza da ϑ della raccolta della luce nell'odoscopio;
- si sono realizzati per ogni elemento una serie di 4 istogrammi rappresentanti il segnale normalizzato in funzione di ϑ dai quali si è estratto in un caso il segnale ADC rilasciato da elettroni che hanno attraversato ortogonalmente l'elemento scintillante (che definiremo $ADC_{\vartheta_{picco}}$, cfr. §5.3) e nell'altro il numero di fotoelettroni (cfr. §5.4).

Le successive fasi delle analisi sono descritte separatamente per evidenziare le differenze fra le due.

ottenere è stata parametrizzata in funzione di ϑ :

$$\begin{aligned}
 15^{\circ} \leq \vartheta \leq 45^{\circ} & \quad ADC_{\vartheta} = ADC \cdot \sin\vartheta \\
 45^{\circ} \leq \vartheta \leq 65^{\circ} & \quad ADC_{\vartheta} = ADC
 \end{aligned}
 \tag{5.2}$$

5.3 Analisi stack per stack

In questa prima analisi ^(b) i dati sono stati elaborati stack per stack. Si è valutato il segnale di picco della distribuzione di ADC_{ϑ} di ogni zona considerandolo come il canale ottenuto mediando fra il canale del massimo ed i due adiacenti.

Prendendo come riferimento lo *stack 42* di $J\psi$ che non aveva presentato particolari problemi in fase di presa dati sono calcolati dei parametri ($K1$ e $K2$) utilizzati nel seguito dell'analisi allo scopo di minimizzare le fluttuazioni dei risultati legate al campione osservato. Tali parametri derivano dal fit lineare fra i valori di $ADC_{\vartheta_{picco}}$:

$$ADC_{\vartheta_{picco}} = K1 \cdot \vartheta + K2 \quad (5.3)$$

Si sono quindi calcolati dei fit lineari analoghi per gli altri stack:

$$ADC_{\vartheta_{picco}} = Par \cdot (K1 \cdot \vartheta + K2) = Slope \cdot \vartheta + Int \quad (5.4)$$

dove Par è il parametro da minimizzare. I parametri, $Slope$, Int , che rappresentano rispettivamente la pendenza e l'intercetta della retta, e lo stesso Par , sono indicatori dell'andamento dell' $ADC_{\vartheta_{picco}}$ al variare di ϑ . Ciò che risulta evidente con questa parametrizzazione è che essendo fissati a priori $K1$ e $K2$, la $Slope$, l' Int ed il Par non sono completamente indipendenti.

5.4 Analisi del numero di fotoelettroni

Come detto in precedenza, per questa seconda metodologia di analisi si sono riuniti stack in gruppi (vedi Tab.5.4.II, 5.4.III ed 5.4.IV) per avere una

^(b)La selezione preliminare (§5.2.1), la conseguente preparazione delle ntuple utilizzate e parte dell'analisi stack per stack sono state svolte da Gabriele Garzoglio.

migliore statistica e per separare periodi in cui sono state variate le soglie dei trigger, i guadagni dell'amplificazione elettronica e le tensioni anodiche dei fototubi. Questi ultimi due sono in realtà più importanti per questo tipo di analisi in quanto, come sarà più ampiamente discusso nel seguito, influenzano in maniera rilevante i valori di m.i.p. e quindi di $\#_{phel}$, mentre le soglie di trigger agiscono prevalentemente sul numero di eventi.

In questa fase dell'analisi i segnali ADC_{ϑ} dopo la *normalizzazione* in ϑ sono stati convertiti in numero di fotoelettroni ($\#_{phel}$) per fare uno studio che saltasse il trattamento elettronico e i fototubi allo scopo di valutare di quali elementi della catena di rilevazione (elemento scintillante, guida d'onda, incollaggi, fototubi) possano essere imputabili le eventuali perdite di segnale o anomalie.

Per tale ricostruzione si è invertita la seguente relazione:

$$ADC_{\vartheta} = \frac{\#_{phel} \cdot G_{PM} \cdot G_{Amp} \cdot G_{gruppo} \cdot Q_e}{\Delta Q_{Channel}} \quad (5.5)$$

dove G_{PM} è il guadagno dei fototubi calcolato:

- per $H1$ a partire curva di guadagno tratta dal *data sheets*:

$$G_{PM} = (3.28927 \cdot 10^{-21}) \cdot HV^{8.60062}; \quad (5.6)$$

- per Hp si sono utilizzati, essendo disponibili, i risultati dei test sui fototubi nuovi [27];

- per $H2$ dovendo considerare che i suoi fototubi erano quelli già utilizzati per la presa dati di E760 al termine della quale era stata accertata una perdita sistematica di $\sim 20\%$ si è utilizzata come misura dei guadagni quella fatta, sempre nell'ambito di questa tesi (cfr. §4), sul fototubo dell'elemento #24. Questa scelta verrà giustificata nella discussione dei risultati ottenuti per $H2$ (cfr.§5.7).

# Gruppo	# Stack	Luminosità Integrata (nb ⁻¹)
Gruppo 1	01 ÷ 02 ψ'	12806.8
	03 ÷ 04 χ_{c2}	
	05 J/Ψ	
	06 ψ'	
	07 J/Ψ	
	07 ψ'	
Gruppo 2	08 ψ'	21688.5
	09 ÷ 20 χ_{c2}	
	21 χ_{c1}	
Gruppo 3	22 ψ'	9454.35
Gruppo 4	23 J/Ψ	27713.55
	38 χ_{c2}	
	39 ÷ 40 ψ'	
	42 J/Ψ	
	50 χ_{c2}	
	60 J/Ψ	
	65 ÷ 65 χ_{c1}	
Gruppo 5	67 ψ'	69739.1
	74 ÷ 79 χ_{c1}	
	79 χ_{c2}	

Tabella 5.4.II: *Gruppi di stacks per H1*

# Gruppo	# Stack	Luminosità Integrata (nb ⁻¹)
Gruppo 1	01 ÷ 02 ψ'	12806.8
	03 ÷ 04 χ_{c2}	
	05 J/Ψ	
	06 ψ'	
	07 J/Ψ	
	07 ψ'	
Gruppo 2	08 ψ'	31142.85
	09 ÷ 20 χ_{c2}	
	21 χ_{c1}	
	22 ψ'	
Gruppo 3	23 J/Ψ	27713.55
	38 χ_{c2}	
	39 ÷ 40 ψ'	
	42 J/Ψ	
	50 χ_{c2}	
	60 J/Ψ	
	65 ÷ 65 χ_{c1}	
Gruppo 4s	67 ψ'	69739.1
	74 ÷ 79 χ_{c1}	
	79 χ_{c2}	

Tabella 5.4.III: *Gruppi di stacks per Hp*

# Gruppo	# Stack	Luminosità Integrata (nb ⁻¹)
Gruppo 1	01 ÷ 02 ψ' 03 ÷ 04 χ_{c2} (fino al run761)	3097
Gruppo 3	04 χ_{c2} (dal run761) 05 J/Ψ 06 ψ' 07 J/Ψ 07 ψ'	9709.8
Gruppo 3	08 ψ' 09 ÷ 20 χ_{c2} 21 χ_{c1} 22 ψ'	31142.85
Gruppo 4	23 J/Ψ 38 χ_{c2} 39 ÷ 40 ψ' 42 J/Ψ 50 χ_{c2} 60 J/Ψ 65 ÷ 65 χ_{c1}	27713.55
Gruppo 5	67 ψ' 74 ÷ 79 χ_{c1} 79 χ_{c2}	69739.1

Tabella 5.4.IV: *Gruppi di stacks per H2*

	Philips XP2982 (<i>H1</i> ed <i>H2</i>)	Hamamatsu R1398 (<i>Hp</i>)
Diametro	28mm (1in1/8")	28mm (1in1/8")
Struttura e # di dinodi	11 focalizzati	10 in linea
Guadagno tipico	$2.8 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^6$
Tempo di transito ($HV = 1800V$)	25nsec	23nsec
Tempo di salita	1.9nsec	2.0nsec

Tabella 5.4.V: *Caratteristiche principali dei fototubi*

G_{Amp} è l'amplificazione del segnale successiva ai fototubi, $\Delta Q_{Channel} = 256nC$ è la larghezza in carica del canale ADC e G_{gruppo} è un fattore presente solo per *H1* che tiene conto della variazione dei guadagni dell'elettronica (cfr.§5.5), gli eventuali cambi delle tensioni dei fototubi durante la presa dai sono stati introdotti anch'essi.

I dati così ottenuti e divisi per intervalli di ϑ per ognuno degli elementi danno degli istogrammi che presentano un profilo descrivibile con una poissoniana. Si sono, quindi, calcolati i valori di picco di tali istogrammi facendo alcuni tagli mirati sugli eventi da considerare per avere una migliore definizione del picco:

- $\frac{1}{4}$ dell'altezza sul fronte di salita per eliminare delle code spurie a piccoli valori di numero di fotoelettroni presenti in alcune delle zone di alcuni elementi;
- $\frac{1}{2}$ dell'altezza sul fronte di discesa per non risentire eccessivamente di una *codal alta* che in alcuni casi spostava ed abbassava drasticamente il picco alterando palesemente il fit;

In alcuni casi, a causa di una statistica bassa o di andamenti particolarmente irregolari che alteravano in maniera molto evidente i risultati del

programma che ho scritto per realizzare quest'analisi, si è proceduto in due modi:

- se la situazione era tale da non permettere una definizione di un valore di picco la zona è stata esclusa dall'analisi, questa situazione non si è mai presentata in maniera sistematica per qualunque gruppo di stack su un elemento per cui non era imputabile ad inefficienze dell'analisi nè poteva essere considerata indicatrice di qualche anomalia legata all'elemento stesso. Tale condizione è stata correlata con la segmentazione dei tre odoscopi, infatti non si è mai verificata per $H1$ (8 elementi in φ), si è presentata per qualche elemento in Hp (24 elementi) e in maniera molto più frequente per $H2$ (32 elementi);
- nei casi in cui era possibile determinare un picco plausibile lo si è fatto *manualmente*.

Si sono analizzati i valori di $\#$ di fotoelettroni ottenuti, elemento per elemento, per valutare se eventuali anomalie erano imputabili allo scintillatore o al fototubo considerati in linea di principio gli anelli più deboli della catena ed, in seconda ipotesi, se si fossero presentate situazioni fortemente inattese o 'bizzarre', valutare eventuali difetti delle guide di luce e degli incollaggi era quindi importante effettuare delle verifiche che correlassero in modi diversi i dati a disposizione:

- per ogni gruppo di stack si sono realizzati dei diagrammi $\#$ di fotoelettroni su $\#$ della zona che permetteva di verificare come variava il segnale in funzione della posizione: tipicamente deve decrescere gradualmente allontanandosi dalla guida di luce a causa dell'attenuazione della luce nello scintillatore stesso e questo;
- per ogni zona si è valutata l'evoluzione del segnale nei vari gruppi di stack questo confronto permetteva di valutare se eventuali problemi si erano manifestati in corso di presa dati o no;

# Elemento	-HV (V)	Guadagno (G_{Amp})
1	1480	4.3
2	1500	4.3
3	1490	2.5
4	1550	5.0
5	1510	5.0
6	1270	4.1
7	1220	4.0
8	1400	4.0

Tabella 5.5.VI: *Tensioni dei fototubi e guadagni degli stadi di amplificazione di H1 ad inizio presa dati*

- anche la perdita percentuale zona per zona è un buon indicatore dell'eventuale presenza di un problema; questo parametro è stato valutato come la variazione percentuale del segnale fra il primo e l'ultimo gruppo di stack.

5.5 H1

Per l'analisi di *H1* i parametri utilizzati per passare da ADC_{ϑ} a $\#_{phel}$ sono elencati in Tab. 5.5.VI in cui vi sono i guadagni dell'elettronica e le tensioni di lavoro dei fototubi.

5.5.1 Variazioni dei parametri di calibrazione

La scelta della suddivisione per i gruppi di stack è stata fatta sulla base delle variazioni dei parametri di calibrazione in corso di presa dati (cfr. Tab.5.4.II):

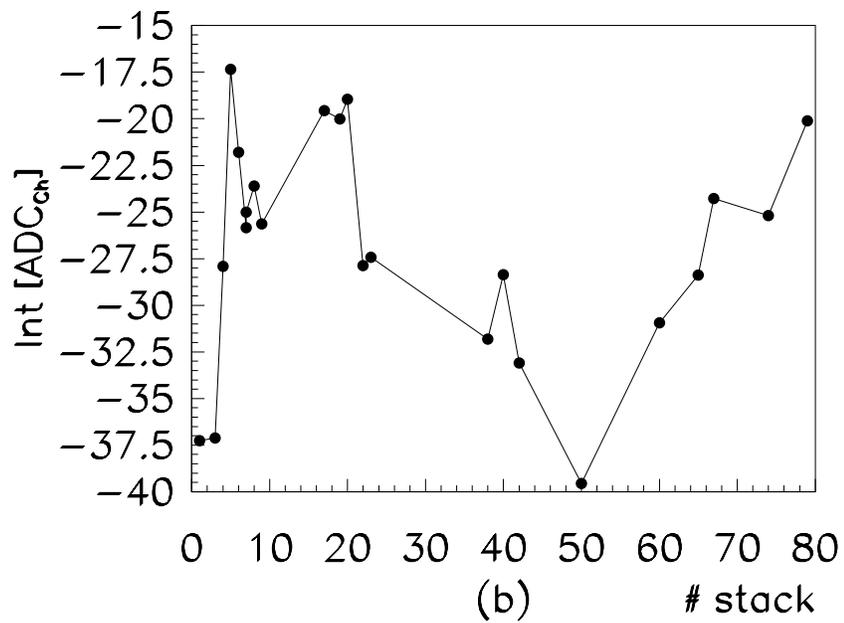
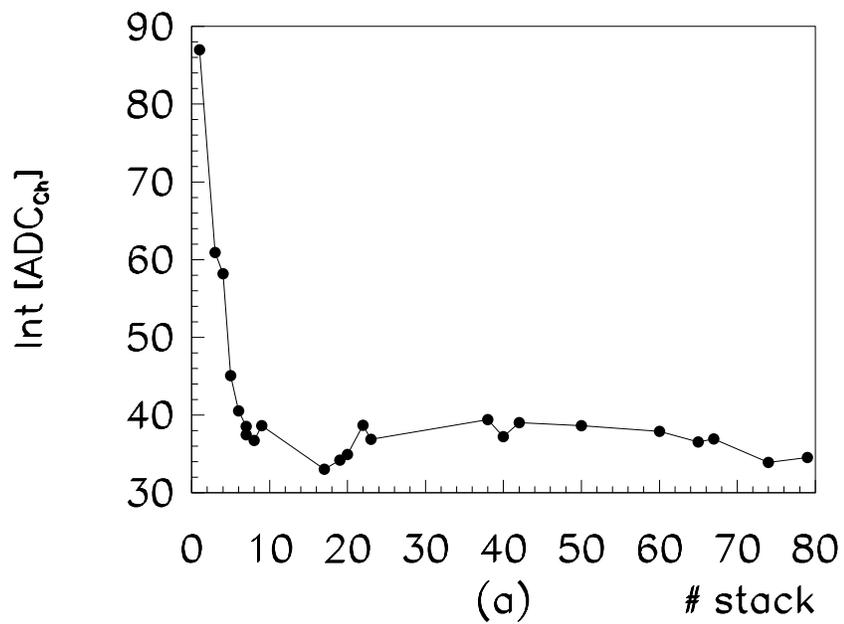


Figura 5.1: Confronto fra l'elemento #1 (a) e per l'elemento #4 (b) per H1 nell'analisi stack per stack

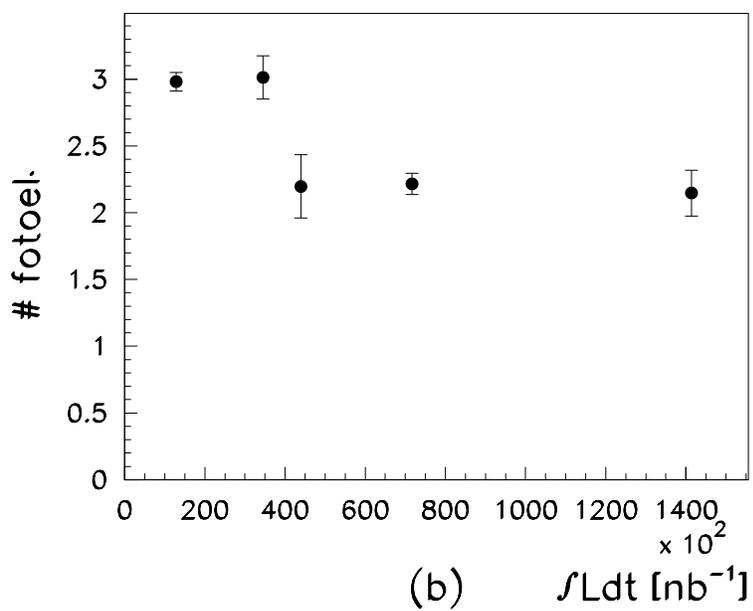
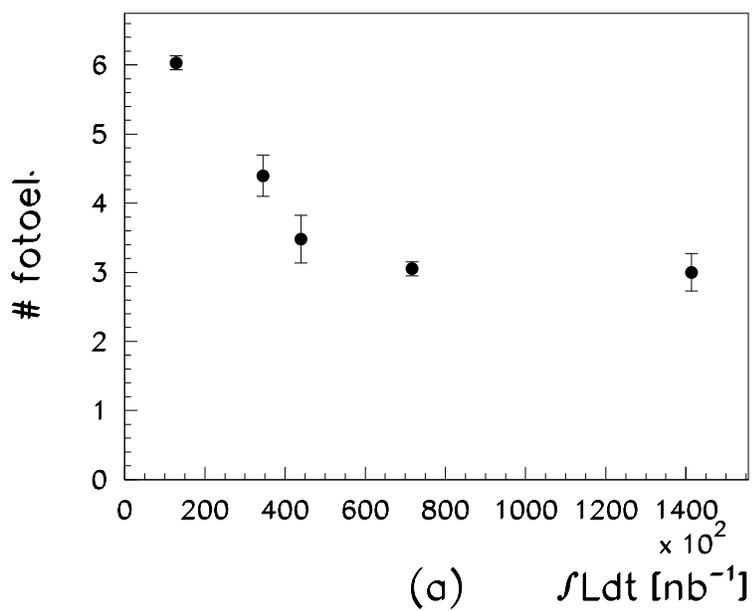


Figura 5.2: Confronto fra il $\#_{phel}$ per l'elemento #3 (a) e per l'elemento #4 (b) per H1

- dal *run 2005* (cioè dallo *stack 22*) il guadagno dell'elettronica è stato aumentato su tutti gli elementi di un fattore *1.5*;
- dal *run 2034* (cioè dallo *stack 23*) la soglia del trigger è stata alzata da -90mV a -30mV

Quindi per il parametro G_{gruppo} i valori erano *1* per i primi due gruppi e *1.5* per gli altri tre.

5.5.2 Conclusioni

L'analisi fatta per *H1* è stata integrata anche dalle misure di guadagno e l'analisi visiva descritte in 4.

Da un esame dei fit appena descritti, i risultati ottenuti dalle due analisi (cfr.§5.3, 5.4) sono molto simili fra loro. I vari elementi, ad esclusione del #4, presentano tutti un forte calo di segnale (mediamente del 40%) in corrispondenza degli stack intorno al #23 ed un successivo *plateau* che si è mantenuto fino al termine della presa dati. Se ora si considerano le misure di guadagno dei fototubi e le misure analoghe fatte per E760 [27] è possibile fare un confronto nonostante la differenza di luminosità integrata dei due esperimenti, $\simeq 30\text{pb}^{-1}$ [9] per E760 e $\simeq 150\text{pb}^{-1}$ per E835, infatti la perdita è avvenuta dopo circa $\simeq 30 \div 40\text{pb}^{-1}$ (*stack 23*). Dopo E760 si era verificato che l'ultimo dinodo dei PM non moltiplicava più: ipotesi confermata da misure fatte *ad hoc* per i PM E835 [26]. Ulteriore risultato che si può estrarre dalle curve di guadagno è una complessiva perdita di efficienza dei PM evidenziata da un abbassamento sistematico delle curve misurate rispetto al nuovo.

Per quanto riguarda l'elemento 4, dall'analisi stack per stack non è possibile trarre delle conclusioni precise mentre l'analisi del $\#_{\text{phel}}$ mostra nuovamente un andamento rapidamente decrescente in prossimità dello stack 23, però risulta particolarmente anomala la forte differenza fra il numero di fotoelettroni

nella zona vicina alla guida di luce (zona 4 cfr. Tab.5.2.I) e le altre, questo ha portato ad ipotizzare che in prossimità della piegatura (intorno ai 45° Fig.2.5) vi fossero delle lesioni e l'esame visivo dell'elemento scintillante ha confermato tale ipotesi. Anche per il PM #4 si è verificata la 'perdita' dell'ultimo dinodo.

5.6 Hp

Per *Hp* non erano disponibili i valori dei guadagni degli stadi di amplificazione per ogni elemento per cui si è utilizzato il valore $G_{Amp} = 6$ che era il loro limite superiore, per guadagni dei PM erano invece disponibili le misure effettuate dei parametri inserendoli con le tensioni di lavoro in una relazione del tipo:

$$G_{PM} = k \cdot HV^{N\alpha} \quad (5.7)$$

dove k ed $N\alpha$ erano i parametri che caratterizzano le curve di guadagno. Per *Hp* non vi sono state variazioni dei parametri di calibrazione per cui ho separato gli stack in 4 gruppi (cfr. Tab.5.4.III) che sono sostanzialmente i raggruppamenti fatti per *H1* con il terzo gruppo inglobato nel secondo.

5.6.1 Conclusioni

Per *Hp* dall'analisi stack per stack si vede sostanzialmente per tutti gli elementi una tendenza negativa costante quantificabile meglio con l'analisi in termini di numero di fotoelettroni da cui risulta essere dell'ordine del 10%. Un'ulteriore informazione che si individua è che comunque l'elemento #9 presenta un numero di fotoelettroni molto più basso degli altri, dell'ordine dell'unità contro un range medio di $\simeq 10 \div \simeq 40$ sulle 4 zone: tale fatto che non è attribuibile semplicemente ad un problema di imprecisione dei guadagni, ma probabilmente a imperfezioni in fase di assemblaggio.

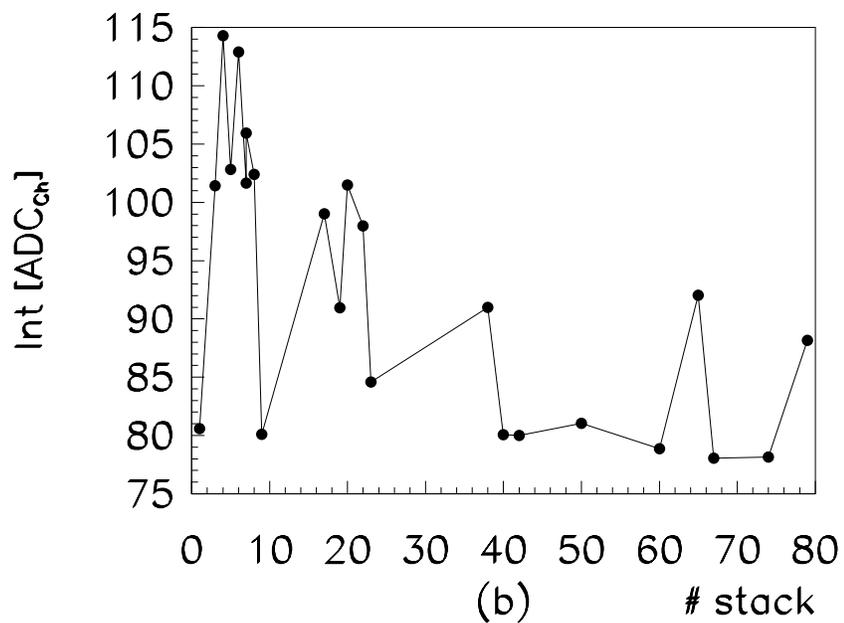
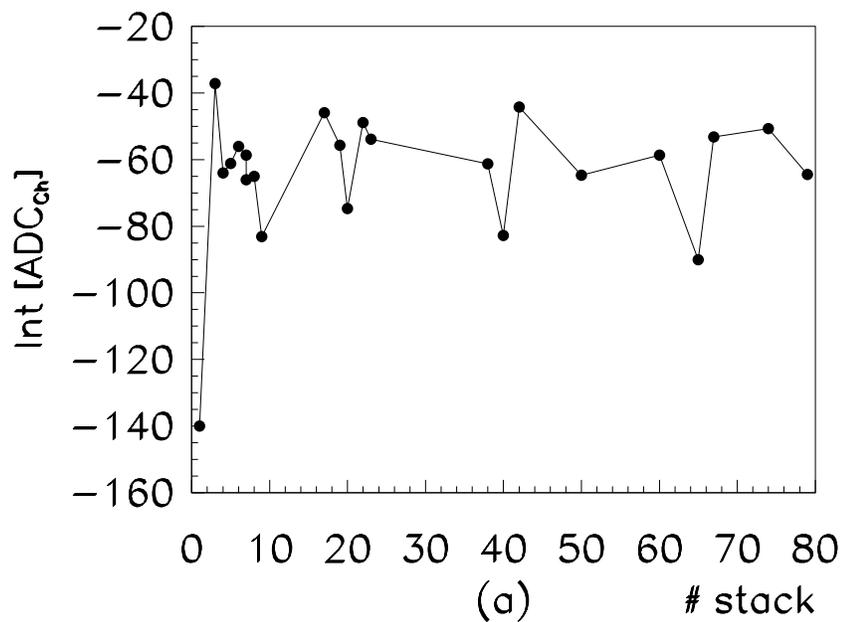


Figura 5.3: Confronto fra l'elemento #1 (a) e per l'elemento #12 (b) per Hp nell'analisi stack per stack

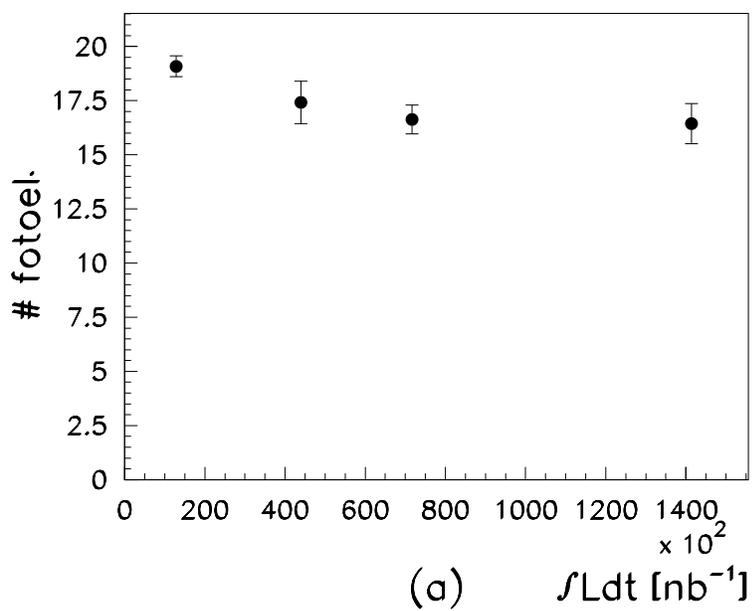
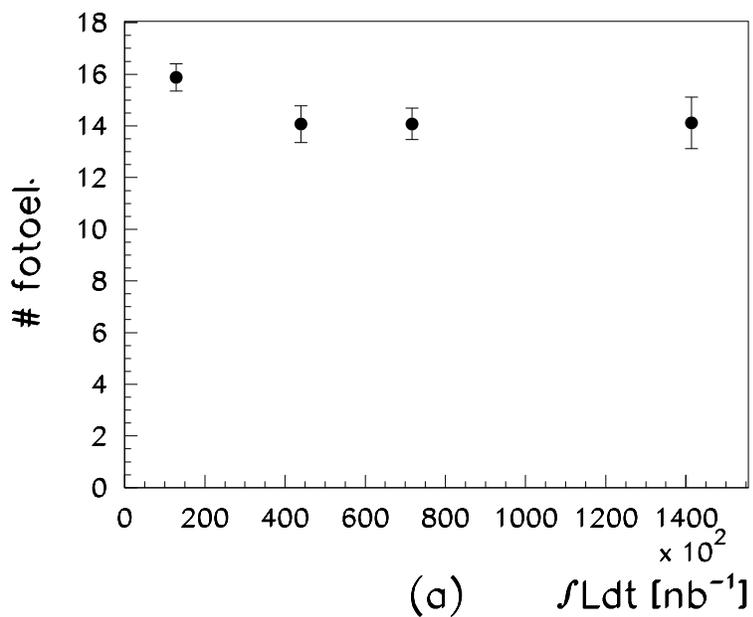


Figura 5.4: Confronto fra il $\#_{phel}$ per l'elemento #4 (a) e per l'elemento #16 (b) per $H\beta$

5.7 H2

L'utilizzo della curva di guadagno del PM #24 (cfr. §5.4) deriva da una analisi preliminare, con $G_{Amp} = 10$ e la curva di guadagno dei PM data dal costruttore, in cui si avevano alcuni elementi che non presentavano problemi di particolare rilevanza, ad esempio il #19, mentre altri elementi che si presentavano come 'particolari' erano il #1, il #10, il #16, il #17 ed il #24. Per quanto riguarda il #16 ed il #17 si sapeva che il problema era dovuto allo scollamento fra la guida di luce e lo cintillatore in fase di installazione, mentre per gli altri si rimanda al §5.7.1. Si sono quindi portati a Torino i fototubi #1, il #10, il #19 ed il #24 e se ne sono misurate le curve di guadagno come descritto in §4.

Quindi l'uso della curva di guadagno del PM #24 consente di tener conto dell'invecchiamento del fototubo dovuta ad E760 e contemporaneamente mi dava un limite inferiore per il numero di fotoelettroni ^(c).

Una parte dei guadagni di amplificazione non era stata riportata sulla documentazione a disposizione, per cui per alcuni elementi si è utilizzata quella tabulata (Tab.5.7.VII) e per i rimanenti si è considerato $G_{Amp} = 6$ che era il limite superiore dei vari elementi.

5.7.1 Variazioni dei parametri di calibrazione

Tralasciando le variazioni delle soglie di trigger, che per *H1* non hanno dato luogo ad effetti evidenti, per *H2* non ci sono stati dei cambiamenti dei parametri di calibrazione complessivi, ma solo mirati ad alcuni elementi e tutti nei primi run:

^(c)La curva di guadagno del PM #24 è prossima a quella di un fototubo nuovo (cfr.Fig.4.3), quindi invertendo la (5.5) si vede che all'aumentare del guadagno diminuisce il numero di fotoelettroni effettivo; allora prendendo verosimilmente che gli altri PM non fossero migliori di questo è ragionevole che questo sia un limite inferiore del numero di fotoelettroni.

# Elemento	-HV (V)	Guadagno (G_{Amp})	Misure del # di fotoelettroni		
			Pre-run	Gruppo 1	Gruppo 5
1	1580	6.5	7.7	7.3	6.2
3	1420	2.34	102	37	27.8
5	1330	4.42	134	36	27.9
8	1260	3.93	51	64	60
10	1580	4.82	14.5	7-12-28-45	6-15-27-n.e. ^(†)
12	1620	5.3	35	10	8.1
16	1700	7.0	26	2.7	2.2
17	1700	7.0	16	2.5	3.1
18	1380	4.6	27	30	28.9
24	1530	4.4	14	11-25-45-64	11-27-40-n.e. ^(†)
32	1660	6.5	9.5	10	9.9

Tabella 5.7.VII: *Tensioni dei fototubi e guadagni degli stadi di amplificazione ad inizio presa dati e # di fotoelettroni per alcuni elementi di H2 per gli elementi #10 e #24 cfr.§5.7.2. ^(†)n.e. indica l'impossibilità, per mancanza di eventi, di poter dare una stima del $\#_{phel}$.*

- elemento #1, l'alta tensione del PM è stata abbassata a 1530V dal *run* 740;

- elemento #10, l'alta tensione del PM ha subito alcune variazioni:

1470V dal *run* 688

1380V dal *run* 740

1350V dal *run* 760

- elemento #24, l'alta tensione del PM ha subito alcune variazioni:

1480V dal *run* 688

1350V dal *run* 740

1330V dal *run* 760

per quanto riguarda gli elementi #10 e #24 si è tenuto conto delle variazioni avvenute, per poter avere una statistica accettabile non è stata fatta la suddivisione in gruppi ad ogni variazione, ma si è considerato un unico primo gruppo che inglobasse tutte le variazioni appena elencate che arrivasse al *run* 760 ^(d). Complessivamente si ha una suddivisione in 5 gruppi (cfr.Tab.5.4.IV).

5.7.2 Conclusioni

Per *H2*, nell'analisi stack per stack, si osserva che nel complesso gli andamenti delle tre variabili di riferimento (*Par*, *Int* e *Slope*) mostrano per alcuni elementi (1, 2, 8, 9, 10, 11, 18 e 24) degli andamenti abbastanza costanti nel tempo, mentre per gli altri si può individuare una graduale perdita (Fig.5.5). Per un'analisi approfondita ci si è però orientati verso uno

^(d)In realtà come si vede in Tab.5.4.IV si arriva al *run* 761 poiché il frazionamento dei file dati non è fissato dalle condizioni del rivelatore.

studio più approfondito dell'evoluzione del numero di fotoelettroni (Fig.5.6) che nei casi considerati ha dato risultati discordi. Questa scelta è avallata dalla possibilità, almeno per alcuni elementi, di fare un confronto con misure fatte prima della presa dati [28](Tab.5.7.VII). Tali misure erano state fatte posizionando una sorgente radioattiva sulla zona centrale dello scintillatore, per cui sono state confrontate con una media dei valori ottenuti nelle zone 2 e 3.

Dalla Tab.5.7.VII si vede che per gli elementi #10 e #24 sono riportati più valori di numero di fotoelettroni che rappresentano i valori ottenuti nelle 4 zone in ϑ . Come si vede, variano molto dalla zona 1 (lontano dalla guida di luce) alla zona 4 (vicino alla guida di luce) rispetto a quanto si è verificato negli altri fototubi, che può essere causato da un difetto sugli scintillatori. Se si confrontano i valori di $\#_{phel}$ nelle zone 2 e 3 sono simili a quelli pre-run quindi può trattarsi di un'anomalia già presente prima della presa dati. Per il #24 si nota un'altra anomalia in quanto nei dati dei gruppi 1 e 5 i valori di riferimento sono circa doppi rispetto a quelli pre-run e questo si può interpretare come se la misura pre-run sia stata presa in una posizione diversa e quindi manifestare un effetto sensibile a causa della disomogeneità del comportamento di questo scintillatore.

Il #16 e il #17 non danno dei risultati sorprendenti infatti le misure pre-run sono state fatte prima del montaggio e quindi prima che le guide di luce di tali elementi fossero sollecitate tanto da comprometterne il funzionamento.

Ad esclusione degli elementi #3, #5 e #12, si ha invece un buon accordo fra i $\#_{phel}$ pre-run e nel gruppo 1, mentre per questi si ha un forte salto che però può essere imputato al fatto che i loro PM fossero in realtà peggiori del #24. In termini più ampi, si può ancora dire che la perdita media degli elementi di $H2$ è dell'ordine del 20% tranne alcuni casi, gli elementi #8, #9, #18, #24 e #32, in cui non vi sono perdite significative.

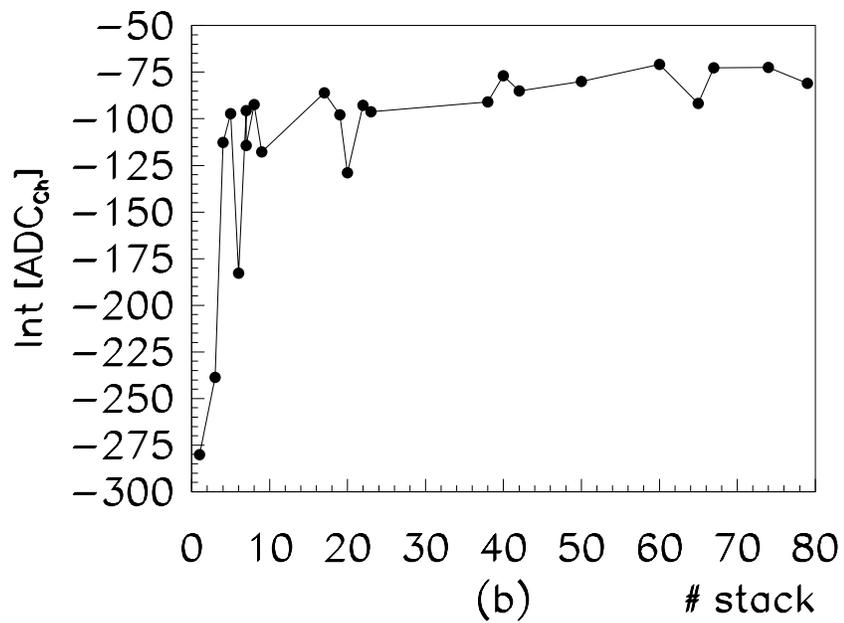
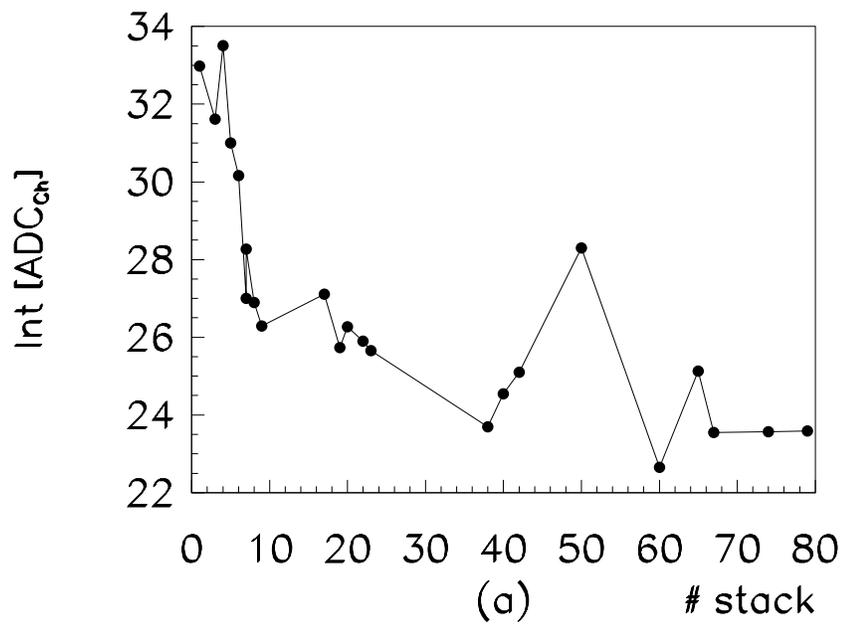


Figura 5.5: Confronto fra l'elemento #3 (a) e per l'elemento #24 (b) per H2 nell'analisi stack per stack

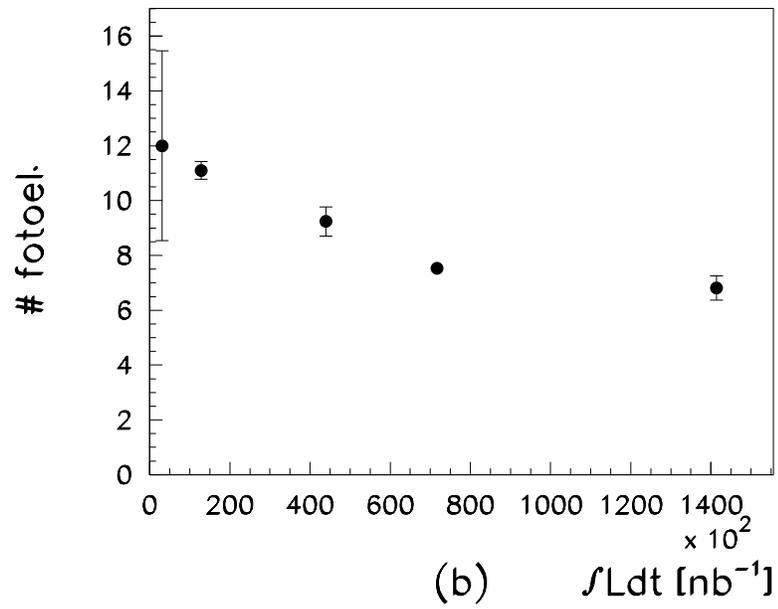
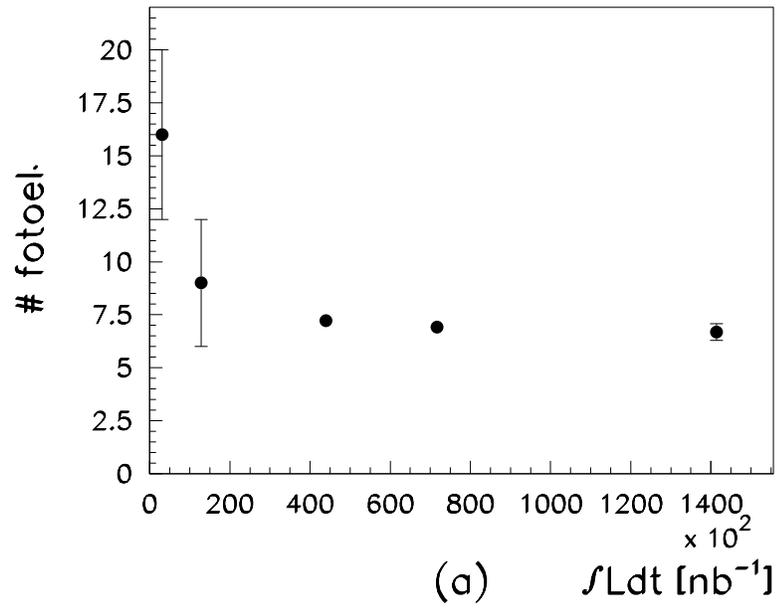


Figura 5.6: Confronto fra il $\#_{phel}$ per l'elemento #10 (a) e per l'elemento #15 (b) per $H2$

Capitolo 6

Il canale $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c} (^3P_0) \rightarrow J/\psi\gamma$

6.1 Obiettivi

Lo studio di questo canale si pone due finalità primarie:

- verificare la fattibilità dello studio di questo canale in E835 nonostante la difficoltà della scansione in energia in questa regione poiché corrispondeva proprio all'energia di transizione dell'accumulatore di Fermilab.
- dare una misura di precisione dei parametri caratteristici di cui si hanno poche stime sperimentali; per la larghezza esiste una sola misura di *Crystall Ball* (cfr. Fig. 6.5) che però risente di un sensibile errore sistematico sull'energia ($\sim 4\text{MeV}$)

6.2 Selezione degli eventi

6.2.1 Preselezione geometrica e cinematica

A partire dai *MiniDST* si applicano i seguenti tagli:

- numero di cluster in CCAL ≤ 12 ed in FCAL ≤ 12 ;
- scartando tutti i cluster con energia $< 50\text{MeV}$;
- la selezione geometrica che richiede entrambi gli elettroni in accettazione per il Čerenkov ($15^\circ \leq \theta_{el1}, \theta_{el2} \leq 60^\circ$) gli *extra-cluster*, (cioè i cluster nel CCAL ed FCAL oltre ai due elettroni) i possibili candidati come γ ($3^\circ \leq \theta_\gamma \leq 70^\circ$) è direttamente legata all'accettazione dei due calorimetri;
- selezionando i cosiddetti cluster 'in tempo', cioè contenuti entro una finestra temporale valutata a partire dalle distribuzioni degli *extra-cluster* nei due calorimetri, dagli istogrammi in Fig.6.1 dove l'origine dei tempi è l'istante dell'evento valutato mediando i tempi misurati dei due elettroni ^(a)

Si noti e che fra questi tagli l'unico che effettivamente può far perdere eventi è solo il taglio sull'energia del cluster, per il quale si è calcolata l'efficienza (cfr. §6.5.VI), ed il taglio sull'accettazione la cui efficienza è data dalla simulazione Montecarlo (cfr. §6.4). Gli altri tagli invece si considerano ad efficienza 1 in quanto si tratta di selezioni che escludono eventi palesemente di altro tipo: eventi con più di 12 segnali su un massimo atteso di 4 al più 5 (nell'ipotesi che entrambi gli elettroni emettano un fotone di *bremstrahlung* rilevati), o

^(a)La finestra temporale risulta essere asimmetrica con una coda verso intervalli negativi, cioè eventi in 'ritardo', e questo è giustificabile poiché essendo segnali più piccoli rispetto agli elettroni la risposta dei *TDC* risulta in ritardo per essi.

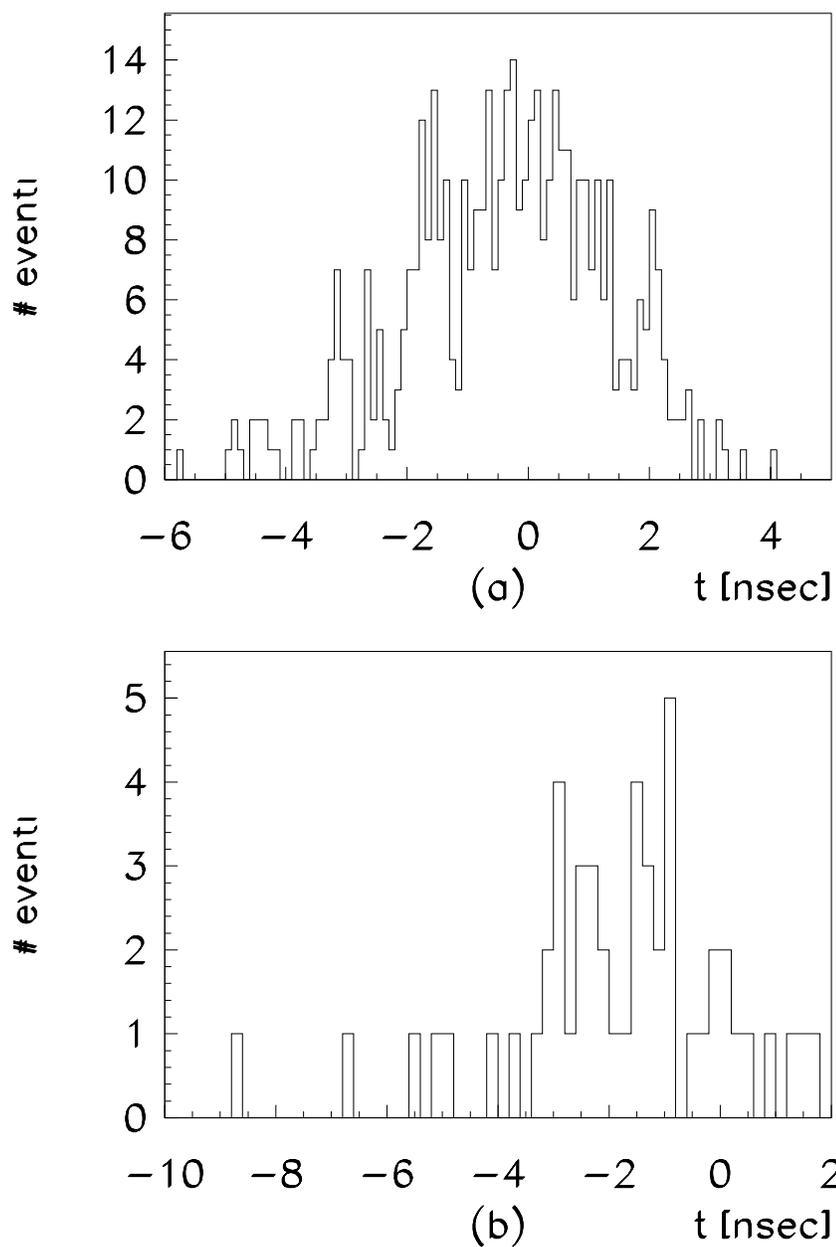


Figura 6.1: *Spettri dei tempi degli extra-clusters in CCAL (a) ed in FCAL (b)*

eventi al di fuori della finestra scelta che è comunque piuttosto ampia e quindi potrebbero essere code di eventi contigui.

Si ricostruisce quindi dai due elettroni della J/ψ ^(b) la posizione e l'energia del fotone previsto. Fra i cluster che superano i tagli di cui sopra si scelgono il più energetico ed il più vicino al fotone previsto (se questo è in accettazione) e con essi si calcola il fit cinematico per il canale esclusivo, che ricostruisce cioè l'energia nel centro di massa dai due elettroni e dall'extra-cluster in esame. Si sceglie quindi fra i due quello con la probabilità di fit maggiore. Per i casi in cui nessun extra cluster sia in tempo e con fotone previsto fuori accettazione, si calcola ancora il fit per il canale inclusivo, elaborato solo con i due elettroni.

6.2.2 Selezioni finali

Sugli eventi così ottenuti si effettua una prima selezione (che verrà denotata come *Sel. A*) sulla probabilità di fit ($prb3 > 10^{-4}$) e sulla massa invariante della coppia e^+e^- ($2.8 < M_{J/\psi} < 3.3$). A questa si associano quindi due ulteriori tagli (Tab.6.2.I):

Sel. B - dato da *Sel. A* combinato con l'*Electron Weight* ($EW1 \cdot EW2 > 1.5$)

Sel. C - *Sel. A* a cui si associa la richiesta sui segnali di Čerenkov in termini di # di fotoelettroni ($\#_{\check{c}_1} < 40 \times |\#_{\check{c}_2}| > 20$), sugli odoscopi in termini di ampiezza di impulso ($H1 > 0. \times H2 > 0.1 \times Hp > 0.$) e sul numero di cluster 'in tempo' ($\#_{clust} < 4$).

Per poter fare un confronto fra i risultati delle selezioni *Sel. B* e *Sel. C* si sono utilizzati i file di tipo *MiniDST* (cfr. §3.5.1) per i quali la selezione non contiene l'electron weight.

^(b)Gli elettroni sono identificati da apposite routine implementate nell'*off-line*

<i>Sel. A</i>	$prb3 > 10^{-4} \times (2.8\text{GeV} \leq M_{J/\psi} \leq 3.3\text{GeV})$
<i>Sel. B</i>	$Sel. A \times EW1 \cdot EW2 > 1.5$
<i>Sel. C</i>	$Sel. A \times \#_{clust} < 4 \times \check{C}_1 < 40 \times \check{C}_2 < 20 \times$ $\times H1 > 0 \times Hp > 0 \times H2 > 0.1$

Tabella 6.2.I: *Selezioni utilizzate*

6.3 Calcolo delle efficienze

Per la valutazione delle efficienze dei diversi stadi dell'analisi svolta si sono creati dei campioni di χ_1 'puliti' con tagli molto restrittivi valutando il numero di eventi che si ottenevano al picco ($\#_{picco}$) (run 3191-3192, 3286-3290 e 3295-3299) e sottraendovi il fondo valutato sui punti di η'_c (run 3250-3263, 3309-3315). La sottrazione del fondo è stata effettuata pesando il numero di eventi sulla luminosità integrata:

$$\#_{picco}' = \#_{picco} - \frac{\#_{fondo} \cdot \int \mathcal{L}_{picco} dt}{\int \mathcal{L}_{fondo} dt} \quad (6.1)$$

I campioni di riferimento sono stati selezionati con i seguenti tagli:

- α - l' electron weight ($EW1 \cdot EW2 > 10$) e la probabilità (> 0.01) e il numero di cluster ($\#_{clust} = 3$) per l'efficienza della preselezione;
- β - l' electron weight ($EW1 \cdot EW2 > 5$) e sul numero di cluster ($\#_{clust} = 3$) per l'efficienza della *Sel. A* per avere una selezione non correlata;
- δ - un taglio sulla probabilità di fit (> 0.01) e il numero di cluster ($\#_{clust} = 3$) per le *Sel.B* e *Sel.C*.

Definendo ora con $\#_{taglio}$ il numero di eventi di picco (scalati del fondo) per la la selezione da verificare e $\#_{taglio pulito}$ il numero di eventi di picco per il campione pulito si calcolano le efficienze sui tagli sono state calcolate come:

	<i>Sel. α</i>	<i>Sel. β</i>	<i>Sel. δ</i>
$\#_{picco}$	100	1132	1057
$\#_{fondo}$	2	16	8

Tabella 6.3.II: $\#$ eventi dei campioni 'puliti'

	<i>Preselezione</i>	<i>Sel. A</i>	<i>Sel. B</i>	<i>Sel. C</i>
$\#_{picco}$	99	1014	957	819
$\int \mathcal{L}_{picco} dt$		2245.84 nb ⁻¹		
$\#_{fondo}$	2	4	3	2
$\int \mathcal{L}_{fondo} dt$		4586.68 nb ⁻¹		

Tabella 6.3.III: $\#$ eventi e luminosità integrate utilizzate per il calcolo delle efficienze

$$\varepsilon = \frac{\#_{taglio}'}{\#_{taglio pulito}'} = \frac{\#_{taglio}'}{\#_{taglio}' + \Delta\#} \quad (6.2)$$

$$\Delta\# = \#_{taglio pulito}' - \#_{taglio}' \quad (6.3)$$

e gli errori sono stati valutati sulla seconda espressione di ε , che evidenzia come il denominatore non era indipendente dal numeratore, con una propagazione per la quale si sono fatte le seguenti ipotesi:

- il numero di eventi dei run di fondo avesse errori trascurabili essendo piccolo rispetto al picco;
- che il numero di eventi seguisse una distribuzione di Poisson ($\Rightarrow \sigma_{\#} = \sqrt{\#}$).

Le efficienze totali per *Sel. A*, *Sel. B* e *Sel. C* (cfr. Tab.6.5.VI) sono state calcolate come prodotto delle varie componenti e loro errori propagando gaussianamente.

6.4 Simulazione con metodo Montecarlo del processo $p\bar{p} \rightarrow \chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$

	MC Cinematico	<i>GEANTMC</i>
$15^\circ \leq \vartheta_{e^+}, \vartheta_{e^-} \leq 60^\circ$	$(42.3 \pm 0.2)\%$	$(47.4 \pm 0.17)\%$
$15^\circ \leq \vartheta_{e^+}, \vartheta_{e^-} \leq 60^\circ \wedge 3^\circ \leq \vartheta_\gamma \leq 70^\circ$	$(32.5 \pm 0.2)\%$	$(34.8 \pm 0.6)\%$

Tabella 6.4.IV: *Risultati della simulazione Montecarlo*

Per la valutazione dell'efficienza geometrica del processo $p\bar{p} \rightarrow \chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$ si è realizzato un programma che ne determini le caratteristiche cinematiche (impulsi, energie, fattori γ e β di Lorentz, ...) nei vari sistemi di riferimento CM_{χ_0} , $CM_{J/\psi}$ e nel *Laboratorio*. Per introdurre le distribuzioni angolari (cfr.§A):

- isotropa per $\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$
- per $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ è $\mathcal{W}(\vartheta) = 1 + \cos^2 \vartheta$

si è utilizzato il metodo *della doppia estrazione* ^(c). I risultati che si sono ottenuti confrontati con la corrispondente simulazione fatta con GEANT rispetto alla quale sono risultati inferiori e questo poiché si sono considerate delle condizioni ideali:

- il punto interazione fisso, in realtà si hanno delle oscillazioni con distribuzione gaussiana nelle direzioni ortogonali al fascio;

^(c)Il metodo della doppia estrazione consiste nel confrontare una coppia di numeri in cui uno è l'uscita di una funzione generatrice di numeri casuali (*Rnd*) ed il secondo rappresenta la probabilità $\overline{\mathcal{P}}(x)$ dell'evento in esame. La $\mathcal{P}(x)$ si calcola sostituendo all'argomento un secondo numero casuale, nell'intervallo di variabilità di x , se ne riduce l'intervallo di variabilità a quello di *Rnd* (tipicamente $[0,1]$) ottenendo la $\overline{\mathcal{P}}(x)$ quindi se $\overline{\mathcal{P}}(x) \geq Rnd$ la variabile x è distribuita secondo la $\mathcal{P}(x)$.

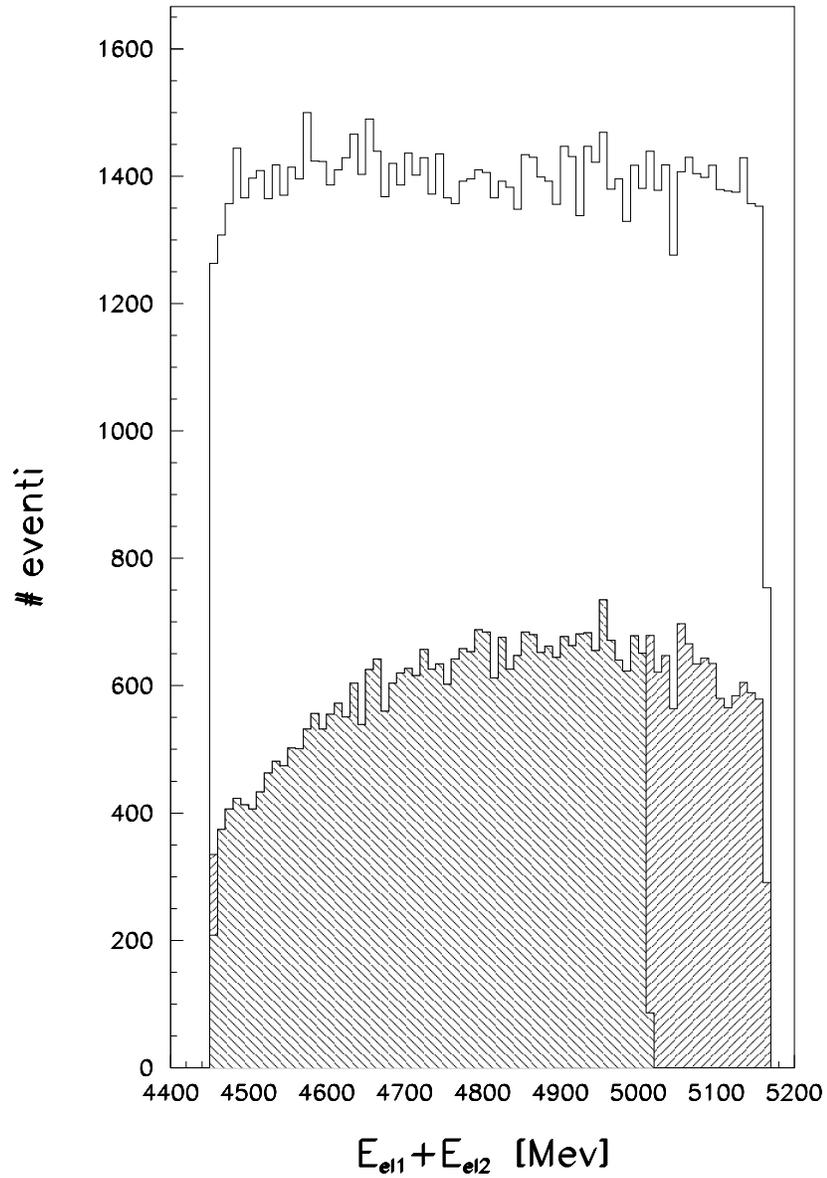


Figura 6.2: Risultati della simulazione Montecarlo. Area bianca senza selezioni, area tratteggiata $15^\circ \leq \vartheta_{e^+}, \vartheta_{e^-} \leq 60^\circ$ ed area con doppio tratteggio $15^\circ \leq \vartheta_{e^+}, \vartheta_{e^-} \leq 60^\circ \wedge 3^\circ \leq \vartheta_\gamma \leq 70^\circ$

- le particelle non sentono alcun effetto attraversando i rivelatori;
- il fotone non converte in una coppia e^+e^- .

6.5 Valutazione delle selezioni

6.5.1 Test su χ_1 ed η'_c

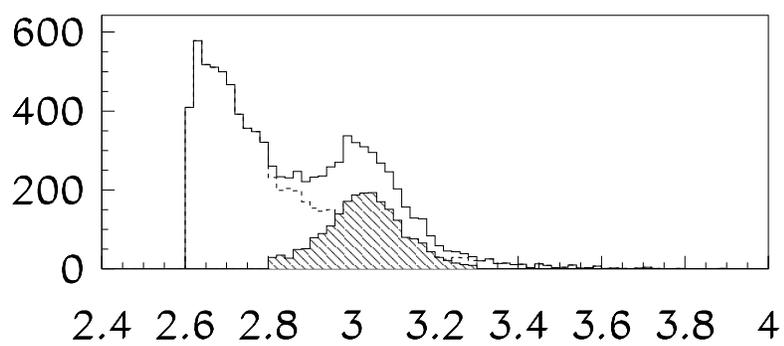
La bassa statistica accumulata alle energie di di formazione della χ_0 che non consentiva di identificare delle distribuzioni sufficiente definite. Per determinare i tagli ottimali si è valutata:

- l'efficienza di selezione del segnale $J/\psi\gamma$ per run all'energia della χ_1 ;
- la reiezione del fondo (cfr. Fig. 6.3) in una regione in cui non si sono identificate risonanze in $J/\psi\gamma$, all' η'_c .

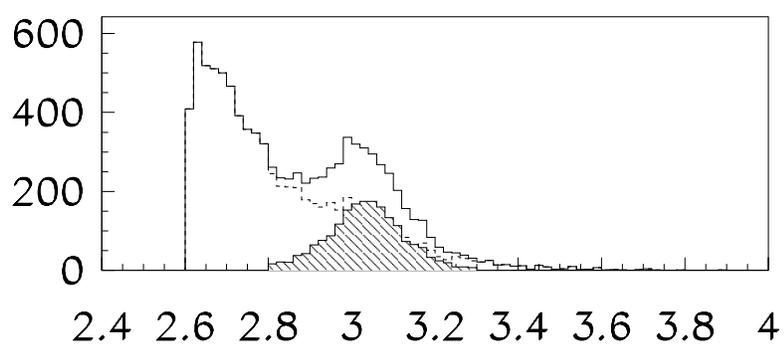
L'uso di più tipi di selezione che agiscano in modo diverso sui dati consente di stabilire il livello di stabilità dei risultati ottenuti. Per farlo si è realizzata l'analisi su un canale che avesse una buona statistica $\chi_1 \rightarrow J/\psi\gamma$.

	<i>Sel. A</i>	<i>Sel. B</i>	<i>Sel. C</i>
M_{χ_1} (MeV)	$3510.69^{+0.03}_{-0.03}$	$3510.69^{+0.03}_{-0.03}$	$3510.73^{+0.04}_{-0.04}$
Γ_{χ_1} (MeV)	$1.08^{+0.08}_{-0.08}$ ($1.06^{+0.08}_{-0.08}$)	$1.12^{+0.09}_{-0.08}$ ($1.13^{+0.09}_{-0.08}$)	$1.08^{+0.10}_{-0.10}$ ($1.07^{+0.10}_{-0.09}$)
$B.R. \cdot 10^{-4}$	($1.04^{+0.01}_{-0.01}$)	($2.06^{+0.01}_{-0.01}$)	($0.08^{+0.01}_{-0.01}$)
σ_{picco} (pb)	$2813.6^{+115.5}_{-106.5}$	$2806.2^{+116.1}_{-106.4}$	$2232.9^{+107.7}_{-99.0}$
σ_{fondo} (pb)	$11.4^{+1.3}_{-1.2}$	$1.7^{+0.6}_{-0.5}$	$0.6^{+0.4}_{-0.3}$
$\chi^2/D.F.$	13.09/9	13.25/9	6.83/9

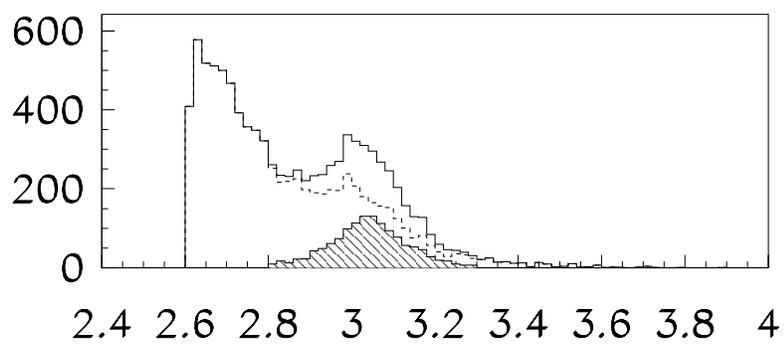
Tabella 6.5.V: Risultati dei fit di massima verosimiglianza per la χ_1 . I valori di larghezze fra parentesi sono calcolati senza il punto di fondo all' η'_c (cfr. §6.6.1)



(a)



(b)



(c)

Figura 6.3: *Efficacia delle tre selezioni. L'area tratteggiata è il segnale di J/ψ selezionato e l'area bordata a tratteggio è la parte di segnale reiettato.*

Dai risultati ottenuti si vede che, escludendo la sezione d'urto di fondo che come atteso nella *Sel.A* è particolarmente grande, gli altri parametri sono compatibili e quindi le tre selezioni hanno i richiesti requisiti di stabilità.

Le misure di massa ottenute, confrontate con la media riportata dal *PDG*[1] (cfr. Fig.6.4) risultano superiori. L'errore riportato non include l'errore sistematico che è probabilmente responsabile della differenza dei valori centrali. Le larghezze pur con errori comparabili risultano essere consistenti con il *PDG* ^(d). Per quanto riguarda la massa si può ancora notare che una precedente misura effettuata su tali dati risulta un pò superiore da quella attuale e questo lo si giustifica ricordando che nel frattempo sono state migliorate le costanti di calibrazione delle energie. Sulla larghezza tali cambiamenti non devono, almeno *a priori*, avere alcun effetto, essendo la differenza di due energie, ma occorre tener conto che tali modifiche non sono della stessa entità per tutti gli stack e quindi piccole fluttuazioni sono da aspettarsi.

6.5.2 Le efficienze

Come atteso la preselezione aveva un'efficienza pressoché pari ad 1 e un errore molto piccolo, mentre la selezione con i soli contatori ha un'efficienza piuttosto bassa. La *Sel. B* ha un'efficienza maggiore perchè ottimizza l'informazione che viene dai contatori. Per la *Sel. A* si ha anche un'efficienza alta ma la selezione del fondo è meno efficace rispetto alle altre due. Questo soprattutto alla χ_0 per la misura della larghezza a causa dei pochi eventi al picco per cui il fondo pesa molto (cfr. §6.6.1).

^(d)Il valore del *PDG* è quello misurato da E760.

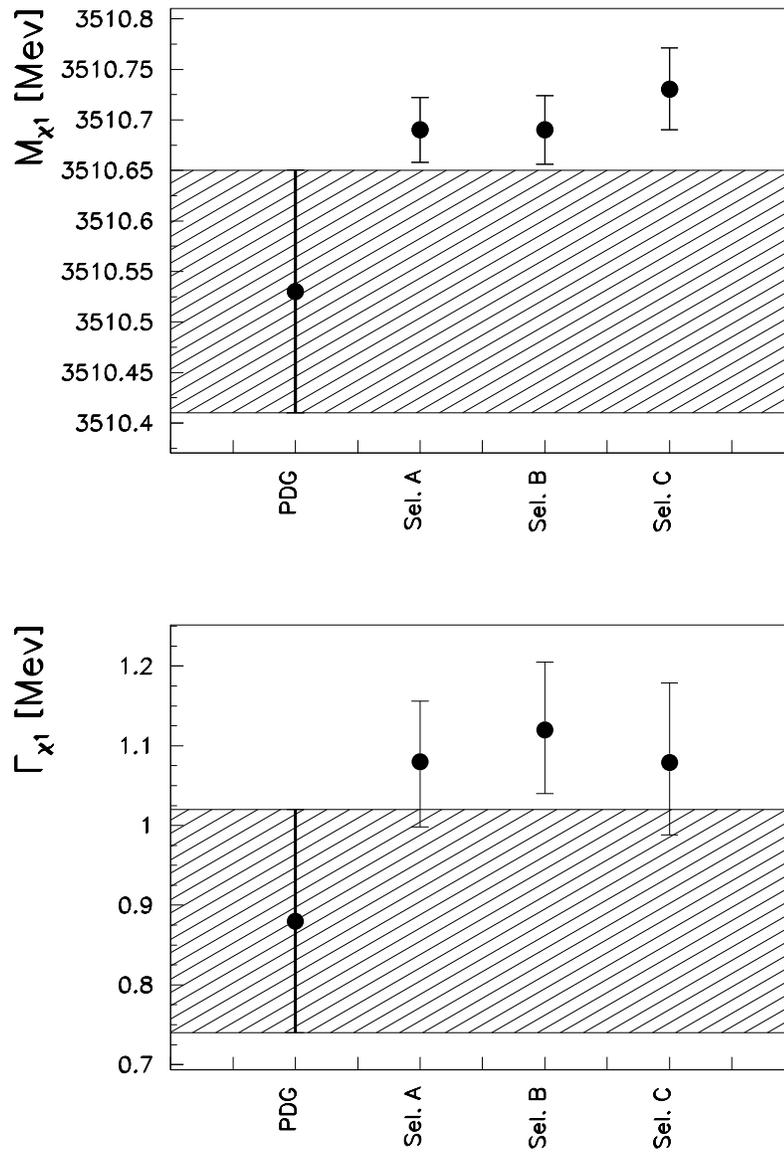


Figura 6.4: Confronto fra le masse e le larghezze della χ_1 delle tre selezioni e la media del PDG. (*) Le misure segnate come E835 sono state realizzate prima del miglioramento delle costanti di calibrazione.

	<i>Sel. A</i>	<i>Sel. B</i>	<i>Sel. C</i>
ε_{Presel}		0.995 ± 0.007	
$\varepsilon_{Analisi}$	0.900 ± 0.009	0.817 ± 0.121	0.699 ± 0.126
ε_{Trig}		$0.90 \pm 0.01 \pm 0.01$	
ε_{mdst}		0.96	
$\varepsilon_{Geom\chi_0}$		0.325 ± 0.002	
$\varepsilon_{Geom\chi_1}^{(\dagger)}$		0.62 ± 0.02	
$\varepsilon_{tot\chi_0}$	0.25 ± 0.03	0.23 ± 0.03	0.195 ± 0.022
$\varepsilon_{tot\chi_1}$	0.48 ± 0.03	0.44 ± 0.03	0.372 ± 0.022

Tabella 6.5.VI: *Efficienze di selezione.*^(†) Per la χ_1 si è considerata l'efficienza geometrica calcolata con il GEANT MC

6.6 Discussione dell'analisi applicata al canale

$$p\bar{p} \rightarrow \chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma$$

6.6.1 Il segnale di fondo

# Run	Energia(MeV)	$\int \mathcal{L} dt (nb^{-1})$	# di eventi		
			<i>Sel. A</i>	<i>Sel. C</i>	<i>Sel. C</i>
3346	3270.0	411.76	4	0	0
3341 ÷ 3342	3494.0	502.79	9	2	2
3301 ÷ 3302	3318.8	951.38	10	0	0
3250 ÷ 3263 - 3309 ÷ 3315	3633.4376	4586.7	56	11	3
		6978.88	79	13	5

Tabella 6.6.VII: # di eventi ottenuti con le tre selezioni per i punti di fondo.

Punto critico nella valutazione del fondo del tripletto in onda *P* e nello

specifico della χ_0 è la sua forma in quanto la determinazione della larghezza della risonanza ovvero la larghezza a mezza altezza della curva di eccitazione dipende e dalla sezione d'urto di picco e da dove si trova il fondo. Le ipotesi formulate per il segnale di fondo del canale $c\bar{c} \rightarrow J/\psi\gamma$ sono:

- (1) - un profilo piatto, quindi costante ed indipendente dall'energia
- (2) - un profilo lineare del primo ordine decrescente all'aumentare dell'energia con piccola pendenza.

Come punti di fondo (cfr. Tab.6.6.VII) si sono quindi considerate due tipi di fondo:

- vicini al picco e contemporaneamente sufficientemente distanti da non sentire l'effetto della risonanza il $3341 \div 3342$, il $3301 \div 3302$ e il 3346 , il primo fra χ_1 e χ_0 e due punti sul lato opposto della curva di eccitazione. Tutti si trovano fra circa 6 e 10 larghezze dal picco;
- un punto distante dal picco, all' η'_c $3250 \div 3263$ - $3309 \div 3315$ a $\sim 16\Gamma_{\chi_0}$.

I primi tre separati tra loro di $\sim 16\Gamma_{\chi_0}$, non dovrebbero essere sensibili alla differenza fra i due tipi di fondo mentre la presenza del punto all' η'_c , per cui la distanza coperta dai punti di fondo è di $\sim 26\Gamma_{\chi_0}$, può evidenziare l'eventualità di un fondo non costante.

Per fare questa verifica si è effettuato il test di massima verosimiglianza per la χ_1 e la χ_0 sia con il punto all' η'_c che senza (cfr. Tab.6.5.V e 6.6.VIII). Per la χ_1 e χ_0 per tutte le tre selezioni l'effetto è stato piccolo e non imputabile ad una forma di fondo differente in quanto gli scarti delle larghezze erano ampiamente entro gli errori.

Ciò che si può concludere da questo è che se effettivamente il fondo non è costante, la pendenza deve essere piccola.

Occorre evidenziare ancora che il punto all' η'_c ha un errore molto piccolo rispetto agli altri punti quindi il suo peso statistico maggiore per cui un suo

effetto avrebbe dovuto essere molto evidente nell'abbassare il fondo (se la seconda ipotesi fosse vera).

6.6.2 Le curve di eccitazione

Dall'esame comparativo dei parametri delle curve di eccitazione (Tab.6.6.VIII):

	<i>Sel.A</i>	<i>Sel.B</i>	<i>Sel.C</i>
M_{χ_0} (MeV)	$3415.9^{+2.7}_{-2.9}$	$3417.3^{+2.1}_{-2.1}$	$3419.2^{+1.9}_{-2.2}$
Γ_{χ_0} (MeV)	$21.5^{+11.4}_{-6.23}$	$19.4^{+6.5}_{-4.3}$	$18.1^{+7.5}_{-4.6}$
	$(21.7^{+11.1}_{-5.8})$	$(20.9^{+9.4}_{-4.6})$	$(20.3^{+8.2}_{-5.0})$
$B.R.(p\bar{p} \rightarrow \chi_0) \cdot 10^{-4}$	$4.3^{+1.4}_{-1.4}$	$4.9^{+0.2}_{-0.2}$	$4.9^{+1.9}_{-1.6}$
σ_{picco} (pb)	$103.4^{+21.5}_{-19.3}$	$118.3^{+22.0}_{-18.5}$	$117.2^{+33.4}_{-23.1}$
σ_{fondo} (pb)	$11.5^{+1.4}_{-1.3}$	$1.8^{+0.6}_{-0.5}$	$0.6^{+0.4}_{-0.3}$
$\chi^2/D.F.$	5.41/9	5.09/9	3.05/9

Tabella 6.6.VIII: Risultati dei fit di massima verosimiglianza per la χ_0 . I valori di larghezze fra parentesi sono calcolati senza il punto di fondo all' η'_c (cfr. §6.6.1).

- le sezioni d'urto di picco sono per tutte le tre selezioni molto vicine sia come valore centrale che come errori;
- le masse hanno per la *Sel. A* e la *Sel. B* valori simili fra loro, ma circa 1.5MeV sopra la stima del *PDG* (cfr. Tab. 1.1.I) con la quale sono comunque consistenti, la *Sel. C* è invece completamente inconsistente con tale media;
- per la larghezza occorre ricordare che esiste solo una misura precedente a quella di E835 a cui riferirsi ed è quella di *Crystal Ball* ($13.5 \pm 3.3 \pm 4.2$ MeV). Il set di valori ottenuto ha dei valori centrali che per le *Sel. A* e *Sel. B* hanno valori centrali sostanzialmente uguali mentre la *Sel. C* è di poco

spostata restndo comunque consistente con esse. Tutte e tre le misure puer avendo valori centrali differenti da $C.B.$ sono consistenti con esso;

- il $B.R.(\chi_0 \rightarrow p\bar{p})$ è valutato partendo dal prodotto $B.R.in(p\bar{p} \rightarrow \chi_0) \times B.R.out(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma)$ e fissando $B.R.out = (6.6 \pm 1.8) \cdot 10^{-3}$ [1]. Per tale parametro le uniche misure di confronto sono un limite molto ampio dato dal PDG ($B.R.PDG < 9.0 \cdot 10^{-4}$) rispetto alla quale i risultati ottenuti sono ampiamente compatibili ed una recente misura di BES [32] ($B.R.BES = (16.3 \pm 4.4 \pm 5.4) \cdot 10^{-5}$), che è un fattore ~ 3 inferiore da una misura diretta di $\chi_0 \rightarrow p\bar{p}$, quindi la differenza può derivare dal valore attribuito a $B.R.out$, infatti se si utilizzasse la stima teorica calcolata da *Bodwin et al.* (1992) (cfr. [14, 15] e §1.4) $B.R.(\chi_{c0} \rightarrow \gamma J/\psi) = 21.0 \pm 4.0(\pm 40\%) \cdot 10^{-3}$ si avrebbe un valore di ~ 3 volte inferiore.

# Run	Energia(MeV)	$\int \mathcal{L} dt(\text{nb}^{-1})$	# di eventi		
			<i>Sel. A</i>	<i>Sel. B</i>	<i>Sel. C</i>
3076	3418.0	146.25	8	7	6
3204÷3208	3216.0	419.93	2	0	0
3245÷3248	3418.0	692.03	28	20	15
3265÷3266	3415.4	353.18	11	7	6
3270÷3272	3415.2	584.95	18	15	10
3276	3407.4	80.67	3	0	0
3278÷3282	3407.4	925.95	26	16	9
3316	3430.0	348.75	6	4	3
3318÷3319	3430.0	390.24	7	4	4
		3941.95	109	75	53

Tabella 6.6.IX: # di eventi ottenuti con le tre selezioni per la χ_0 .

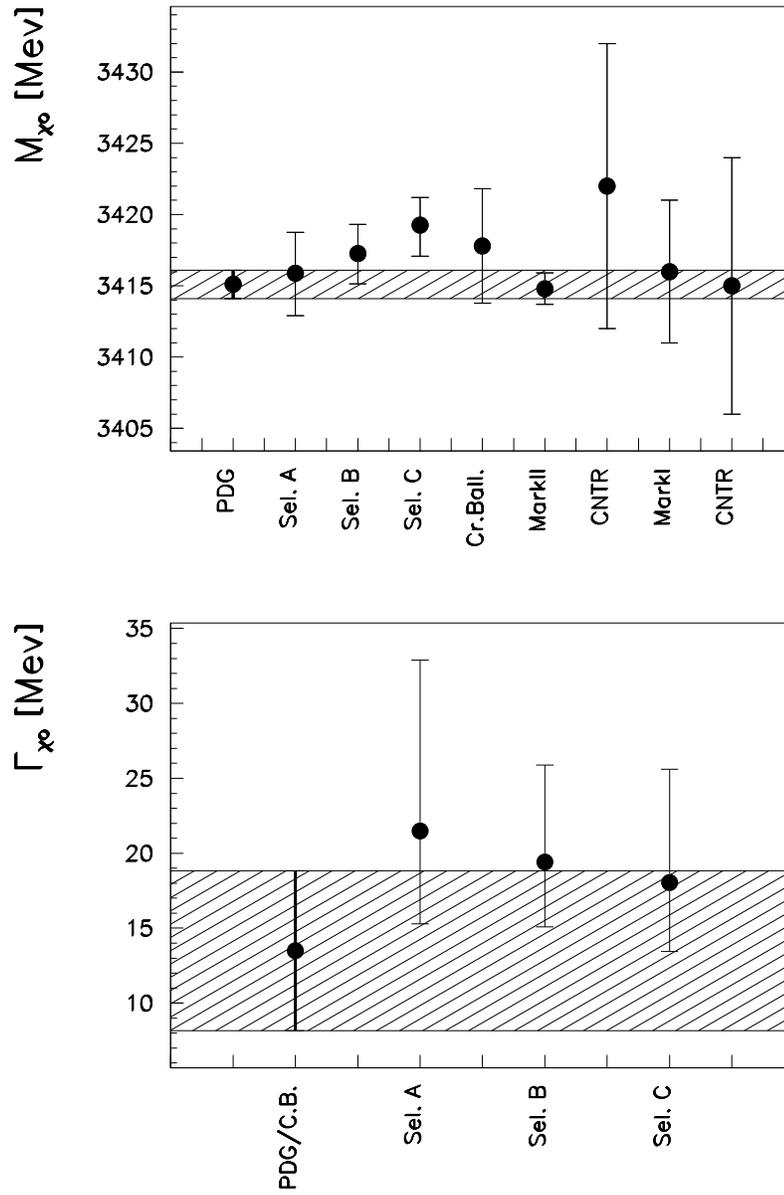


Figura 6.5: Confronto fra le masse e le larghezze della χ_0 delle tre selezioni e la media del PDG. C.B.=Crystal Ball

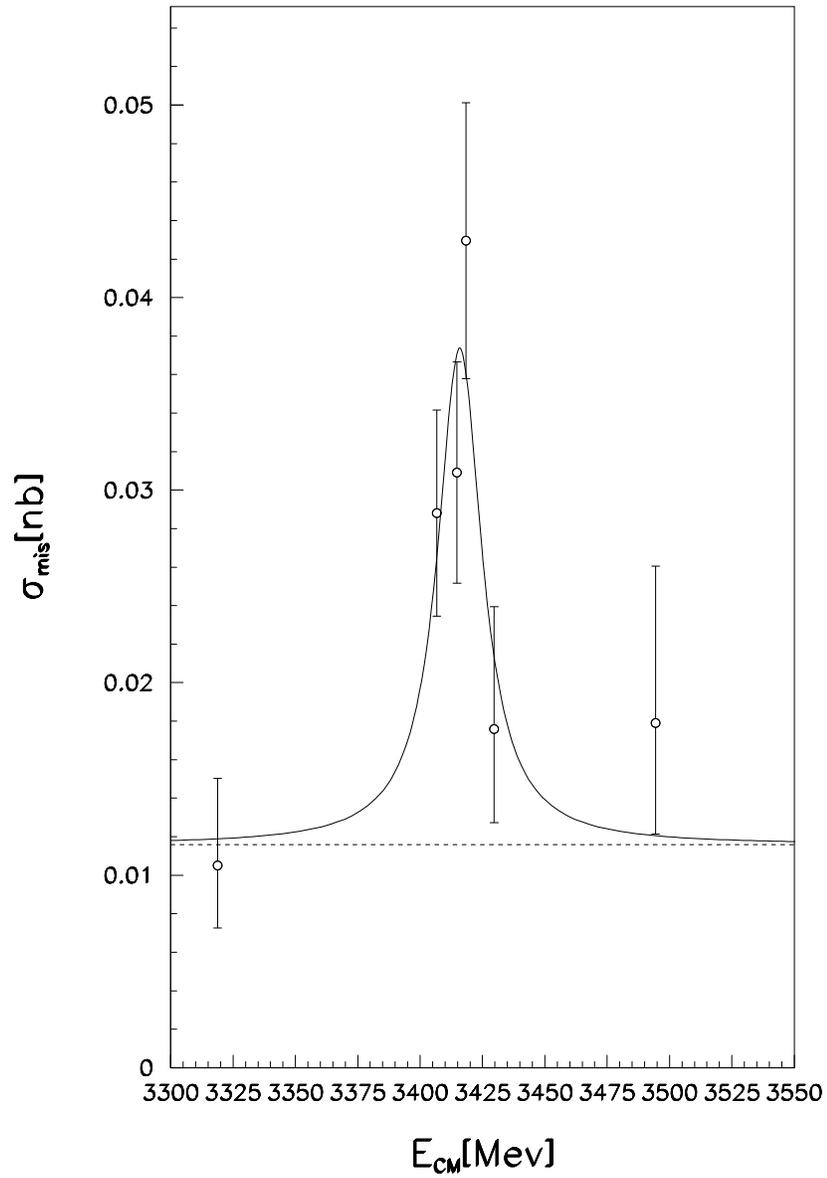


Figura 6.6: *Curva di eccitazione per la Sel. A. La linea tratteggiata è la sezione d'urto di fondo.*

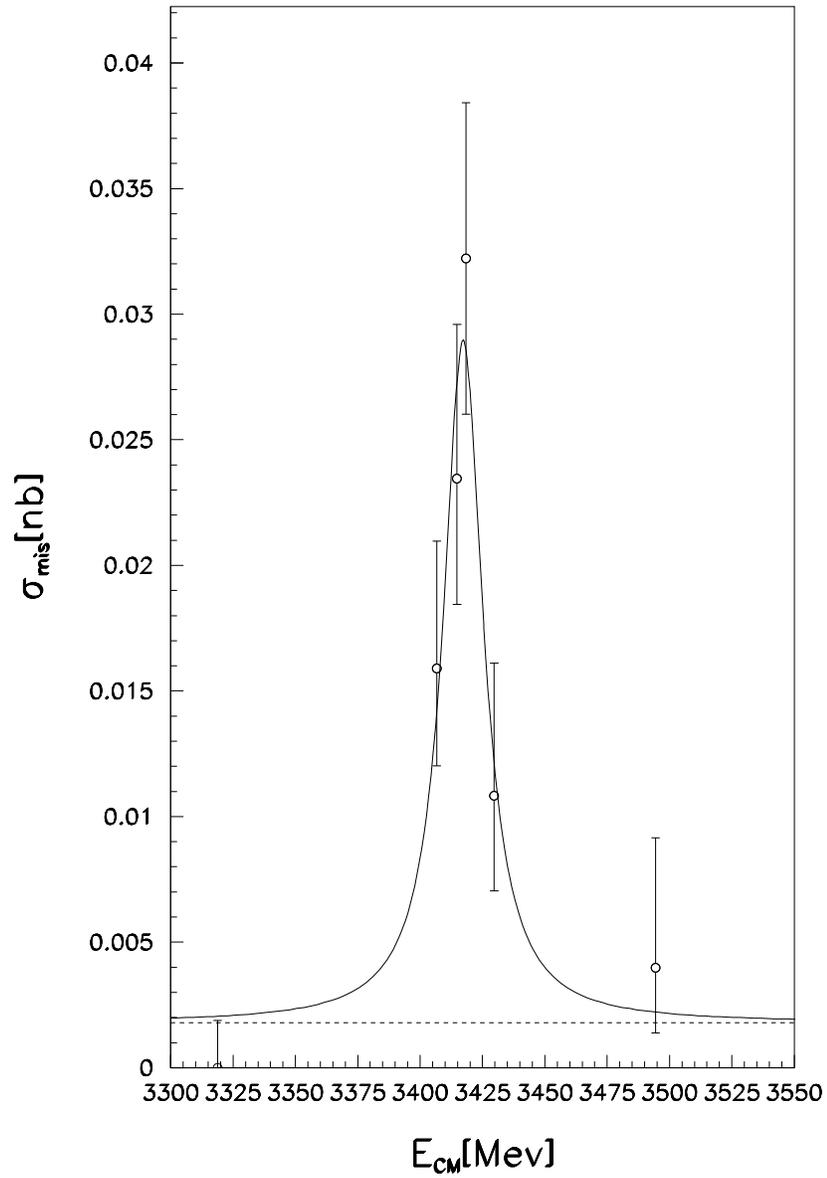


Figura 6.7: Curva di eccitazione per la Sel. B. La linea tratteggiata è la sezione d'urto di fondo.

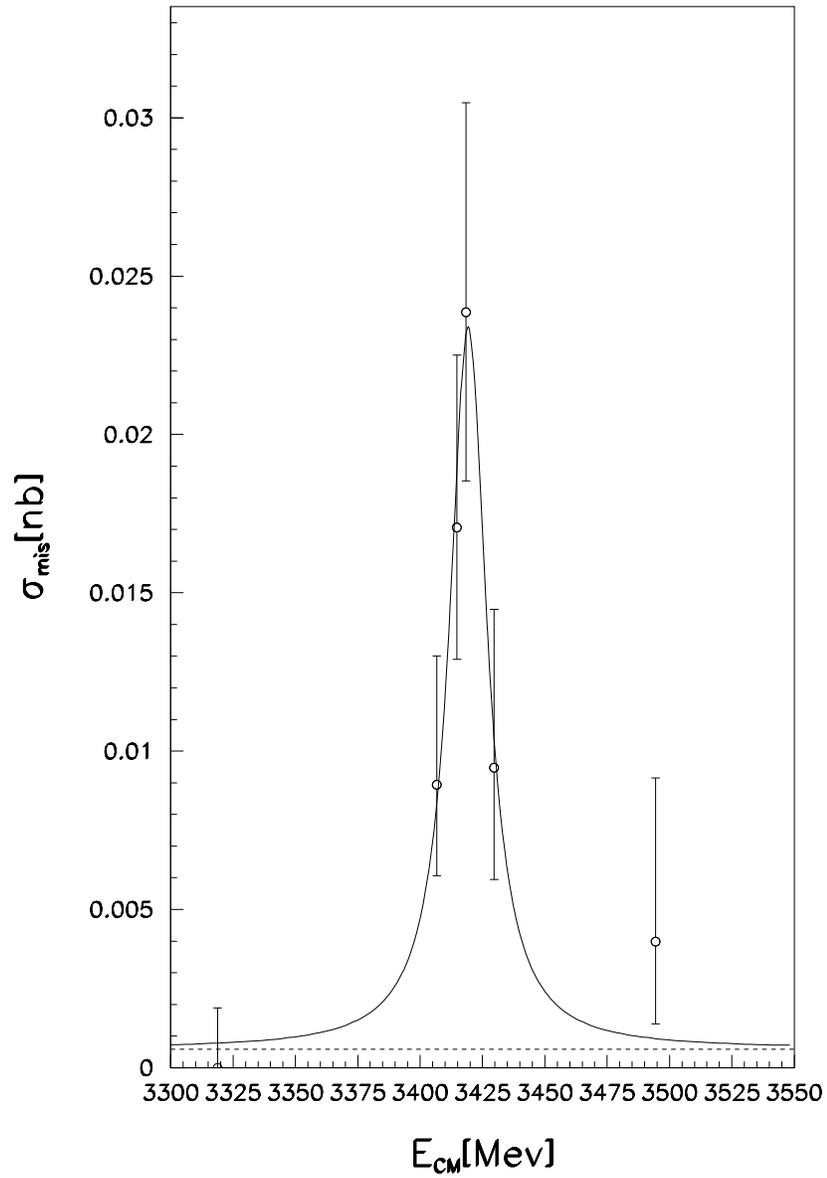


Figura 6.8: *Curva di eccitazione per la Sel. C. La linea tratteggiata è la sezione d'urto di fondo.*

6.6.3 Conclusioni

Dall'analisi fatta si vede che la selezione con i soli Čerenkov ed odoscopi ha nella sua semplicità una buona reiezione del fondo di contro si ha però una bassa efficienza una perfetta che per risonanze come la χ_1 con un gran numero di eventi 'buoni' ha un influenza piccola rispetto alla χ_0 dove singoli eventi pesano molto. Prova di ciò è che per riuscire ad avere un discreta efficienza, comunque bassa, si sono dovuti fare dei tagli molto formali sugli odoscopi e quindi affidare la selezione quasi esclusivamente al Čerenkov.

La selezione con l'electron weight è abbondantemente testata ed ha dato dei risultati nel complesso piuttosto buoni.

La selezione con la sola probabilità cinematica ha come ci si attendeva una scarsa affidabilità nella reiezione del fondo.

Appendice A

Distribuzioni angolari per le transizioni radiative onda $P \rightarrow$ onda S

La produzione in collisioni $p\bar{p}$ permettendo la formazione diretta degli stati in onda P del charmonio consente un'analisi approfondita delle distribuzioni angolari dei loro decadimenti radiativi:

$$p\bar{p} \longrightarrow \chi_J(^3P_J) \longrightarrow J/\psi\gamma \longrightarrow e^+e^-\gamma \quad (\text{A.1})$$

$$p\bar{p} \longrightarrow h_c(^1P_1) \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow \gamma\gamma\gamma \quad (\text{A.2})$$

dallo studio di questi processi [29] si possono:

- verificare la validità delle regole di selezione di elicità ^(a) della Q.C.D.

^(a)L'elicità è definita:

$$\lambda = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$$

perturbativa;

- determinare la struttura di multipolo delle transizioni radiative
onda P \rightarrow *onda S*.

Per le regole di selezione di elicit  le annichilazioni di coppie q e \bar{q} , nell'ipotesi che i quark abbiano massa nulla, derivanti da reazioni $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}$ dovrebbero avere elicit  $\lambda = (\lambda_p + \lambda_{\bar{p}}) = \pm 1$ e la componente $\lambda = 0$ sarebbe soppressa per un ordine $\mathcal{O}(1/q^2)$ e di conseguenza gli stati con spin 0, χ_0 , η_c ed 1P_1 , avrebbero solo un debole accoppiamento con $p\bar{p}$ mentre $\chi_{1,2}$ e J/ψ avrebbero le seguenti distribuzioni angolari:

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-)}{d\cos\vartheta} \propto (1 + \cos^2\vartheta) \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow \chi_{1,2} \rightarrow J/\psi\gamma)}{d\cos\vartheta} \propto \left(1 - \frac{1}{3}\cos^2\vartheta\right) \quad (\text{A.4})$$

ci  distribuzioni indipendenti dalle caratteristiche di multipolo della reazione, dove ϑ   l'angolo di scattering nel centro di massa fra la direzione dei protoni e la particella uscente.

Prendendo in esame i dati sperimentali l' η_c non risulta per  essere particolarmente soppressa rispetto alla J/ψ avendo dei B.R. in $p\bar{p}$ comparabili entro gli errori sperimentali, inoltre la distribuzione angolare della reazione $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ evidenzia la presenza di una componente $\lambda = (\lambda_p + \lambda_{\bar{p}}) = 0$. Si deve quindi ammettere per il processo (A.1) la presenza sia della componente $\lambda = \pm 1$ che $\lambda = 0$ con ampiezze di produzione $B_{|\lambda|}$ si ottiene, per cui, ad esempio, la χ_2 avr :

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow \chi_2 \rightarrow J/\psi\gamma)}{d\cos\vartheta} \propto |B_1|^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{3}\cos^2\vartheta\right) + \frac{5}{9} \cdot |B_0|^2 \cdot \left(1 - \frac{3}{5}\cos^2\vartheta\right) \quad (\text{A.5})$$

per poter valutare il termine B_0   per  necessaria una grande statistica che   stata ottenuta fra gli altri da *Crystal Ball* ed i cui dati hanno evidenziato la

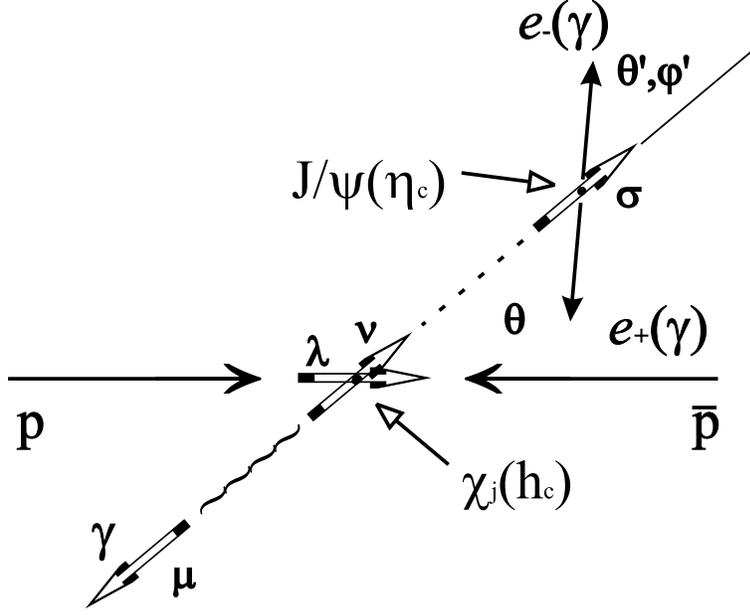


Figura A.1: Topologia del processo $p\bar{p} \rightarrow \chi_J \rightarrow J/\psi\gamma$

presenza di un contributo magnetico di quadrupolo (M_2), legato al termine ad elicità nulla, nella reazione $p\bar{p} \rightarrow \chi_2 \rightarrow J/\psi\gamma$ permette una determinazione piuttosto precisa del rapporto E_1/M_2 che dà l'entità dell'interferenza (o *mixing*) fra le due componenti.

L'espressione analitica per le distribuzioni angolari dei processi (A.1) e (A.2) possono quindi essere espresse da:

$$W(\vartheta; \vartheta', \varphi') = \sum_{\lambda} B_{|\lambda|}^2 \sum_{\nu, \nu' = -J}^J \sum_{\mu = \pm 1} d_{\lambda\nu}^J(\vartheta) d_{\lambda\nu'}^J(\vartheta) \cdot A_{|\nu|}^J A_{|\nu'|}^J \varrho^{\sigma\sigma'}(\vartheta', \varphi') \quad (\text{A.6})$$

$$\varrho^{\sigma\sigma'}(\vartheta', \varphi') = \sum_{\kappa = \pm 1} \mathcal{D}_{\sigma'\kappa}^1(\varphi', \vartheta', -\varphi') \mathcal{D}_{\sigma\kappa}^{1*}(\varphi', \vartheta', -\varphi') \quad (\text{A.7})$$

dove le $B_{|\lambda|}$ sono le ampiezze di produzione $p\bar{p} \rightarrow \chi_J$ e $\varrho^{\sigma\sigma'}(\vartheta', \varphi')$ è la matrice densità per il decadimento della $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ e dipendono dall'elicità

della J/ψ ($\sigma = \nu - \mu$ e $\sigma' = \nu' - \mu$ ^(b)), le $A_{|\nu|}$ le ampiezze di decadimento $\chi_J \rightarrow J/\psi\gamma$ e dipendono dalla struttura di multipolo, ϑ' e φ' sono gli angoli di decadimento degli e^+e^- nel centro di massa della J/ψ con l'asse z coincidente con la direzione di della J/ψ stessa nel sistema della χ_J (cfr. Fig A.1).
Indicando con λ_1 e λ_2 le elicità di protone e antiprotone le ampiezze $B_{\lambda_1\lambda_2}$ devono soddisfare alle condizioni:

$$\begin{aligned} B_{\lambda_1\lambda_2} &= \varepsilon_P (-1)^J B_{-\lambda_1-\lambda_2} && \text{Parità} \\ B_{\lambda_1\lambda_2} &= \varepsilon_C (-1)^J B_{\lambda_2\lambda_1} && \text{C-parità.} \end{aligned}$$

e nella (A.6) la notazione $B_{|\lambda|} \equiv B_{\lambda_1\lambda_2}$ indicare la presenza di due ampiezze di produzione indipendenti mentre l' 1P_1 ha il solo stato $\lambda = 0$. Per i decadimenti $\chi_J \rightarrow J/\psi\gamma$ si hanno $(J + 1)$ ampiezze indipendenti di decadimento A_ν^J ($\nu = 0, 1, 2, \dots, J$) che possono essere espresse in termini di ampiezze di multipolo definite a_j ($j = 1, 2, \dots, J + 1$):

$$A_\nu = \sum_j a_j \left(\frac{2j+1}{2J+1} \right) \langle j, 1; 1, \nu-1 | J, \nu \rangle \quad (\text{A.8})$$

si avrà quindi per la χ_0 il solo termine a_1 corrispondente alla transizione di tipo E_1 , per la χ_1 i termini a_1 ed a_2 (E_1 ed M_2) e per la χ_2 a_1 , a_2 ed a_3 (E_1 , M_2 ed E_3), dovendo la transizione del singolo quark deve avere $|\Delta L| = 1$ e $|\Delta S| < 1$ il decadimento E_3 è proibito, quindi: $a_3 = 0$.

Dai dati sperimentali (cfr. Tab. A.0.I) di E835 si vede come la transizione M_2 sia sostanzialmente inesistente per la χ_1 . Inoltre i parametri a_1 ed a_2 e B_1 e B_0 sono legati dalle relazioni:

$$\begin{aligned} |a_1|^2 + |a_2|^2 &= 1 \\ B_0^2 + 2 \cdot B_1^2 &= 1 \end{aligned}$$

^(b) σ e σ' sono gli stati di elicità della J/ψ , μ e μ' del γ , ν e ν' della χ_J

	χ_1	χ_2
a_2	0.00 ± 0.03	-0.12 ± 0.04
B_0^2	$0.14_{-0.08}^{+0.07}$	

Tabella A.0.I: *Coefficienti ottenuti dai dati di E835* [30]

si introduce inoltre un'altro parametro che rappresenta la frazione di produzione per $|\lambda| = 1$:

$$R = \frac{2 \cdot B_1^2}{B_0^2 + 2 \cdot B_1^2} \quad (\text{A.9})$$

in particolare per $\chi_{1,2}$ fornisce una valutazione quantitativa del mixing fra le componenti E_1, M_2 . Integrando la (A.6) in ϑ' e φ' si ottiene l'espressione della distribuzione angolare del processo $p\bar{p} \rightarrow \chi_J \rightarrow J/\psi\gamma$:

$$\mathcal{W}_p(\vartheta) = \mathcal{W}_p\left(\frac{1}{2}\pi\right)[1 + \alpha \cos^2 \vartheta + \beta \cos^4 \vartheta] \quad (\text{A.10})$$

dove $\alpha(\chi_0) = 0$ e $\beta(\chi_0) = 0$ quindi la distribuzione angolare è isotropa. Per la χ_1 si avrà:

$$\alpha(\chi_1) = \frac{(2 - 3R)(1 + 6a_1 a_2)}{(2 + R) + 2(3R - 2)a_1 a_2}$$

$$\beta(\chi_1) = 0$$

e per la χ_2 :

$$\alpha(\chi_2) = \frac{3R - 6 + 4(13R - 6)a_2^2 + 6\sqrt{5}(2 - R)a_1 a_2}{10 - R - 4Ra_2^2 - 2\sqrt{5}(2 - R)a_1 a_2}$$

$$\beta(\chi_2) = \frac{40(1 - \frac{5}{3}R)a_2^2}{10 - R - 4Ra_2^2 - 2\sqrt{5}(2 - R)a_1 a_2}$$

Sempre integrando la (A.6) in ϑ e φ' si ha:

$$\mathcal{W}_d(\vartheta') = \mathcal{W}_d\left(\frac{1}{2}\pi\right)[1 + \delta \cos^2 \vartheta'] \quad (\text{A.11})$$

cioè la distribuzione angolare per $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ con:

$$\delta(\chi_0) = 1$$

$$\delta(\chi_1) = \frac{-1 + 6a_1a_2}{3 - 2a_1a_2}$$

$$\delta(\chi_2) = \frac{1 + 4a_2^2 - 6\sqrt{5}a_1a_2}{13 + \frac{4}{3}a_2^2 + 2\sqrt{5}a_1a_2}$$

si vede che la $\mathcal{W}_d(\vartheta')$ la $\mathcal{W}_p(\vartheta)$ dipendono entrambe dalla struttura di multipolo del processo $\chi_J \rightarrow J/\psi\gamma$ data proprio da a_1 ed a_2 mentre le ampiezze B_λ degli stati di elicità contribuiscono solo per la $\mathcal{W}_p(\vartheta)$.

Considerando infine l' 1P_1 si avrà nella (A.10) per il processo $p\bar{p} \rightarrow ^1P_1 \rightarrow \eta_c\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma$:

$$\begin{aligned} \alpha(^1P_1) &= -1 & \delta(^1P_1) &= 0. \\ \beta(^1P_1) &= 0. \end{aligned}$$

Bibliografia

- [1] Particle data Booklet, dal "Review of Particle Physics" R.M. Barnett et al., *Phys. Rev.* D54 (1996)
- [2] Halzen F. e Martin A.D., 'Quark & Leptons', (1984) John Wiley & Sons
- [3] Leader E. e Predazzi E., 'An Introduction to gauge theories and modern particle physics', (1996) Cambridge Press
- [4] Persico E. et al., 'Principle of particle accelerators', ed. W.A.Benjamin inc.
- [5] Augustin J.E. et al., 'Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation', *Phys. Rev. Lett.* 33, No.23, 1406 (1974)
- [6] Abrams G.S. et al., 'Discovery of a second narrow resonance in e^+e^- annihilation', *Phys. Rev. Lett.* 33, No.23, 1453 (1974)
- [7] Aubert J. et al., 'Experimental observation of a heavy particle J', *Phys. Rev. Lett.* 33, No.23, 1404 (1974)
- [8] Bacci C. et al., 'Preliminary result of Frascati (ADONE) on nature of a new 3.1GeV particle produced in e^+e^- annihilation', *Phys. Rev. Lett.* 33, No.23, 1408 (1974)
- [9] Cester R. e Rapidis P.A., 'Charmonium formation in $p\bar{p}$ annihilations', *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* ,No.44,329 (1994)

- [10] Quigg C. et al., 'Quantum mechanics with applications to quarkonium', *Phys. Reports* Vol.56 167(1979)
- [11] Ray.R , 'Charmonium physics from $p\bar{p}$ interactions', Fermilab-Conf-93/088(1993)
- [12] Eichten E. et al., 'Charmonium: The model', *Phys. Rev.* D17 3090(1978)
- [13] Kang J.S., 'Heavy-quark bound states and a potential model with relativistic corrections', *Phys. Rev.* D20 2978(1979)
- [14] Bodwin G.T. et al, 'Rigorous Q.C.D. prediction for decays of P-wave quarkonia', *Phys.Rev.*,D46(1992)
- [15] Bodwin G.T. et al., ANL-HEP-CP-92-109 (1992)
- [16] Barbieri R. et al., 'Singular binding dependence in the hadronic widths of 1^{++} and 1^{+-} ... ', *Phys. Lett.* 61B, No.5, 465(1976)
- [17] Barbieri R. et al., 'Calculation of the annihilation rate of P-wave Quark-Antiquark bound states', *Phys. Lett.* 60B, No.2, 183(1975)
- [18] Barbieri R. et al., 'Strong QCD corrections to P-wave quarkonium decays', *Phys. Lett.* 95B, No.1, 93(1980)
- [19] McClary R. et al., *Phys. Rev.* D28, 1692(1983)
- [20] Huang H.W. et al, 'QCD predictions for annihilation decays of P-wave quarkonia ... ', HEP-PH/9606220 (1996)
- [21] Allspach D. et al, E835 Collaboration, 'The variable density gas jet target for E835 at Fermilab', Fermilab-Pub-97/274-E E835 in pubblicazione su *NIM A* (1997)
- [22] Mussa R. et al., 'Development of a cylindrical scintillating fiber tracker ... ', E760/E835 memo interno (1994)

- [23] Genova Group E835 Collaboration, 'A silicon pad for E835 experiment at Fermilab', E760/E835 memo interno pubblicato su *NIM A*
- [24] Bagnasco S. et al., 'The threshold Čerenkov counter of charmonium Experiment 835 at Fermilab', in pubblicazione su *NIM A* (1998)
- [25] Sarmiento M. et al., E760 memo interno (1994)
- [26] Bagnasco S., E760/E835 memo interno in preparazione
- [27] Rocuzzo B., 'Study of the signal from H1 and H2 hodoscopes', E760/E835 memo interno
- [28] I risultati completi di queste misure fatte da, Flavio Marchetto e Giovanni Lasio, sono riportate sul *logbook* degli odoscopi e del Čerenkov per E835.
- [29] Martin A.D. et al., 'Production and decay of P -wave charmonium states in $p\bar{p}$ collisions', *Phys. Lett.*, Vol.147B, 203(1984)
- [30] Ambrogiani M., Università degli Studi di Ferrara, Tesi di Dottorato (1998)
- [31] Patrignani C., ' J/ψ inclusive selection using the Electron Weight', E760/E835 memo interno
- [32] Bai J. Z., BES Collaboration, 'Study of the P -wave charmonium state χ_{c0} in $\psi(2S)$ decays', in pubblicazione su *Phys. Rev. Lett.* (1998)

Elenco delle figure

1.1	<i>Livelli di energia degli stati del charmonio con i relativi splitting dovuti alle correzioni perturbative.</i>	8
1.2	<i>Diagrammi sconnesso (OZI soppresso) (a) e connesso (OZI permesso) (b)</i>	18
1.3	<i>Lo spettro degli 8 stati del charmonio</i>	21
2.1	<i>L'accumulatore di antiprotoni</i>	23
2.2	<i>Struttura convergente-divergente del nozzle</i>	26
2.3	<i>Schema del rivelatore interno</i>	28
2.4	<i>Visione in 3D del rivelatore interno</i>	29
2.5	<i>Profilo di un singolo elemento di H1</i>	29
2.6	<i>Schema del rivelatore a fibre</i>	32
2.7	<i>Il rivelatore al silicio</i>	33
2.8	<i>Sezione longitudinale del rivelatore Čerenkov</i>	34
2.9	<i>Sezione longitudinale del calorimetro centrale</i>	36
2.10	<i>Vista in sezione del rivelatore</i>	41
3.1	<i>Schema del sistema di acquisizione</i>	53
4.1	<i>Schema del dispositivo per la misura dei guadagni dei fototubi</i>	56
4.2	<i>Curve di guadagno per i PM di H1</i>	58
4.3	<i>Curve di guadagno per i PM di H2</i>	59

5.1	<i>Confronto fra l'elemento #1 (a) e per l'elemento #4 (b) per H1 nell'analisi stack per stack</i>	73
5.2	<i>Confronto fra il $\#_{phel}$ per l'elemento #3 (a) e per l'elemento #4 (b) per H1</i>	74
5.3	<i>Confronto fra l'elemento #1 (a) e per l'elemento #12 (b) per Hp nell'analisi stack per stack</i>	77
5.4	<i>Confronto fra il $\#_{phel}$ per l'elemento #4 (a) e per l'elemento #16 (b) per Hp</i>	78
5.5	<i>Confronto fra l'elemento #3 (a) e per l'elemento #24 (b) per H2 nell'analisi stack per stack</i>	83
5.6	<i>Confronto fra il $\#_{phel}$ per l'elemento #10 (a) e per l'elemento #15 (b) per H2</i>	84
6.1	<i>Spettri dei tempi degli extra-clusters in CCAL ed in FCAL</i>	87
6.2	<i>Risultati della simulazione Montecarlo</i>	92
6.3	<i>Efficacia delle tre selezioni</i>	94
6.4	<i>Confronto fra le masse e le larghezze della χ_1 delle tre selezioni e la media del PDG.</i>	96
6.5	<i>Confronto fra le masse e le larghezze della χ_0 delle tre selezioni e la media del PDG.</i>	101
6.6	<i>Curva di eccitazione per la Sel. A</i>	102
6.7	<i>Curva di eccitazione per la Sel. B</i>	103
6.8	<i>Curva di eccitazione per la Sel. C</i>	104
A.1	<i>Topologia del processo $p\bar{p} \rightarrow \chi_J \rightarrow J/\psi\gamma$</i>	108

Ringraziamenti

Siamo giunti ai ringraziamenti che rappresentano sempre una delle parti piú difficili da scrivere e spesso oggetto di discussione se farli o no ... Beh! io ho deciso di farli e vorrei iniziare con il ringraziare la Prof.ssa Cester che nel corso della preparazione di questa tesi, e non solo, mi ha insegnato ,con i suoi collaboratori il Prof. Menichetti, il Prof. Borreani, il Dott. Marchetto la Dott.ssa Pastrone, a muovere i primi passi nel mondo della ricerca.

Un 'Grazie!' va anche a Federico, Margherita, Stefano A., Stefano B., Paolo, Annarita, Andrea, Michela, Roberta,

Un ringraziamento particolare è rivolto a mia madre e mio padre che in questi anni mi hanno sempre sostenuto.