# Capitolo 1

# L'esperimento E835

## § Paragrafo 1.0: Introduzione.

Lo stato legato di un quark charm con un anticharm (charmonio), a causa dell'elevata massa delle particelle componenti ($m_c$~1.5 $GeV/c^2$), e' un sistema governato dall'interazione forte che ammette una trattazione non relativistica (paragrafo § 1.1). E' dunque possibile indagare la natura di tale interazione per confronto tra lo spettro previsto da modelli di potenziale approssimati e lo spettro misurato (paragrafo § 1.2). Le tecniche piu' usate per la formazione degli stati del charmonio sono le annichilazioni elettrone-positrone o protone-antiprotone. Il vantaggio di questo secondo metodo, rispetto al primo, consiste nella possibilita' di produzione diretta di tutti gli stati. Cio' permette di misurare le masse e le larghezze delle risonanze con precisioni che dipendono esclusivamente dall'accuratezza con cui si conosce l'energia del fascio (paragrafo § 1.3). E' proprio utilizzando questa tecnica che l'esperimento E760, al Fermilab, ha dato un contributo fondamentale alla conoscenza dello spettro del charmonio (paragrafo § 1.4). L'esperimento ha registrato i prodotti di reazione delle annichilazioni tra un fascio di antiprotoni (correnti di 40$mA$) e un bersalgio di idrogeno clusterizzato, considerabile praticamente fermo (densita' massima di $6 \cdot 10^{13}$ *atomi/cm*$^3$), interagenti in un volume di circa 0.1 $cm^3$ (paragrafo § 1.5). Per approfondire le problematiche lasciate irrisolte da E760, si e' proposto di continuare la presa dati con un nuovo esperimento, E835, per cui e' necessaria una luminosita' integrata piu' grande almeno di un fattore 5, rispetto a quella impiegata per E760 (paragrafo § 1.6). Le modifiche da apportare all'apparato prevedono, tra le altre cose, di sostituire i rivelatori , di portare le correnti di antiprotoni circolanti a valori intorno ai 100 $mA$, di raggiungere densita' del bersaglio superiori a $10^{14}$ *atomi/cc* (paragrafo § 1.7).

## § Paragrafo 1.1: Lo studio del charmonio.

Lo studio degli stati legati di due quark e' una delle possibili vie per testare le previsioni dei modelli teorici della cromodinamica quantistica (QCD) [2]. Questa teoria studia le interazioni forti basandosi sull'assunzione che i quark, i costituenti fondamentali della materia, abbiano un grado di liberta' interno chiamato colore. Questa proprieta' intrinseca permette la descrizione della interazione forte tra quark tramite lo scambio di particelle: i gluoni. Questi vettori risultano essere privi di massa e di carica elettrica, ma sono dotati di carica di colore. E' pertanto teoricamente ammessa l'interazione tra gluoni, proprieta' che complica pesantemente il formalismo, rendendo i conti molto difficili e, in alcuni casi, praticamente impossibili.

Esiste una analogia tra questa teoria e l'elettrodinamica quantistica (QED). Due particelle, infatti, possono interagire elettromagneticamente se posseggono carica elettrica. Questa proprieta' permette di descrivere la loro interazione tramite lo scambio di particelle: i fotoni. A differenza dei gluoni, pero', dotati di carica di colore, il fotone non solo non possiede massa, ma e' anche elettricamente scarico. Questa sostanziale diversita' non permette un parallelismo formale completo tra le due teorie, che rimangono, comunque, concettualmente avvicinabili. Cio' risulta ancor piu' esplicito tramite le corrispondenze

| QED | QCD |
|---|---|
| elettrone | quark |
| carica | colore |
| fotone | gluone |
| positronio (stato legato $e^+e^-$) | mesone (stato legato $q_1\bar{q}_2$) |

Alcuni modelli prevedono che a piccole distanze (molto al di sotto di 1 *f*m) sia possibile approssimare l'interazione tra due quark mediante un potenziale di tipo coulombiano, che assume la forma

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} \tag{1.1.1}$$

dove $\alpha_s$ e' un parametro tipico dell'interazione forte il cui ruolo e' analogo alla costante di struttura fine per l'elettromagnatismo.

Nel limite opposto, cioe' per distanze piu' grandi o dell'ordine del *f*m, e' prevista una crescita dell'accoppiamento tra i due quark. Questo fenomeno, alla base della non perturbabilita' della teoria, e' descrivibile in maniera approssimata con un potenziale della forma

$$V(r) = kr \tag{1.1.2}$$

dove $k$ e' una costante che vale 0.7 ÷ 0.9 *GeV/fm*. Questa proprieta' di confinamento e' supportata dal fatto che in natura non sono mai stati osservati quark isolati.

Nasce l'esigenza di trovare una conferma sperimentale agli andamenti di questi o di altri potenziali ispirati piu' o meno direttamente alla QCD. La maniera piu' semplice per far cio' e' studiare le conseguenze teoriche delle approssimazioni non relativistiche nei vari modelli. Di qui la scelta di utilizzare come strumento sperimentale di indagine la spettroscopia degli stati legati di quark pesanti.

I possibili candidati risultano essere i quark bottom e charm. La loro massa, infatti, e' sufficientemente grande da permettere una trattazione non relativistica dei loro potenziali di interazione, cosa che non accade considerando i quark leggeri up e down. Nonostante la massa del bottom, pero', sia maggiore di quella del charm (il che renderebbe migliore l'approssimazione non relativistica) le sezioni d'urto per la formazione del bottomonio (stato legato bottom-antibottom) sono molto minori di quelle per il charmonio (stato legato charm-anticharm).

## § Paragrafo 1.2: Lo spettro energetico del charmonio.

Lo spettro teorico di un qualunque stato legato dipende dalla scelta del potenziale di interazione. Dal momento che, per il charmonio, la trattazione non relativistica e' un'ottima approssimazione, avendo scelto un opportuno potenziale $V(r)$, i livelli energetici $E_n$ possono essere determinati risolvendo l'equazione di Schrödinger

$$\left(\frac{\nabla^2}{m_c} + \left(V(r) - E_n\right)\right)\psi(\vec{r}) = 0 \qquad (1.2.1)$$

dove $m_c \sim 1.5$ *GeV* e' la massa del charmonio.

I numeri quantici che caratterizzano uno stato del charmonio sono lo spin totale $\vec{S} = \vec{s}_c + \vec{s}_{\bar{c}}$, il momento angolare orbitale $\vec{L}$ e il momento angolare totale $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Poiche' i quark sono fermioni, lo spin totale puo' assumere i valori 0 e 1. Si possono, pertanto, distinguere lo stato di singoletto

$$S = 0; \quad J = L$$

e gli stati di tripletto

$$S = 1; \quad \begin{cases} J = L-1, L, L+1 & L \neq 0 \\ J = 1 & L = 0 \end{cases}$$

Poiche' il charmonio e' uno stato legato di due fermioni, la parita' dei suoi stati puo' essere scritta $P = (-1)^{(L+1)}$ e la coniugazione di carica $C = (-1)^{(L+S)}$ [1].

Generalmente gli stati vengono indicati con la notazione spettroscopica $n\ ^{2S+1}L_J$ (si veda tabella 1.2.1), dove $n$ e' il numero quantico radiale (uguale al numero dei nodi della funzione d'onda radiale piu' uno).

In figura 1.2.1 e' riportato lo spettro del charmonio.

## § Paragrafo 1.3: La formazione degli stati del charmonio.

Fino ad oggi, i metodi piu' usati per formare gli stati del charmonio sono l'annichilazione $e^+e^-$ o quella $p\bar{p}$ [3]. Entrambi i metodi offrono vantaggi e svantaggi.

In passato, la tecnica maggiormente usata e' stata l'annichilazione $e^+e^-$, i cui vantaggi consistono:

**1*a*)** nella produzione dei *beam*: relativa facilita' di collimazione dei fasci elettronici e positronici;

**2*a*)** in sede di analisi: gli stati finali risonanti (quei prodotti della reazione dovuti al decadimento di uno stato del charmonio) risultano essere la maggior parte degli eventi adronici prodotti.

La dinamica di formazione degli stati $c\bar{c}$, con questa tecnica, presenta, comunque, alcuni svantaggi:

**1*b*)** Formazione diretta dei soli stati con numeri quantici $J^{PC} = 1^{--}$: al primo ordine perturbativo, un elettrone e un positrone si annichilano in un fotone, il quale, se di

| | S = 0 | S = 1 |
|---|---|---|
| **L = 0** | $^1S_0(0^{-+})$ | $^3S_1(1^{--})$ |
| **L = 1** | $^1P_1(1^{+-})$ | $^3P_{0,1,2}(0,1,2^{++})$ |
| **L = 2** | $^1D_2(2^{-+})$ | $^3D_{1,2,3}(1,2,3^{--})$ |

Tabella 1.2.1: i numeri quantici $^{2S+1}L_J(J^{PC})$ di un sistema fermione-antifermione.

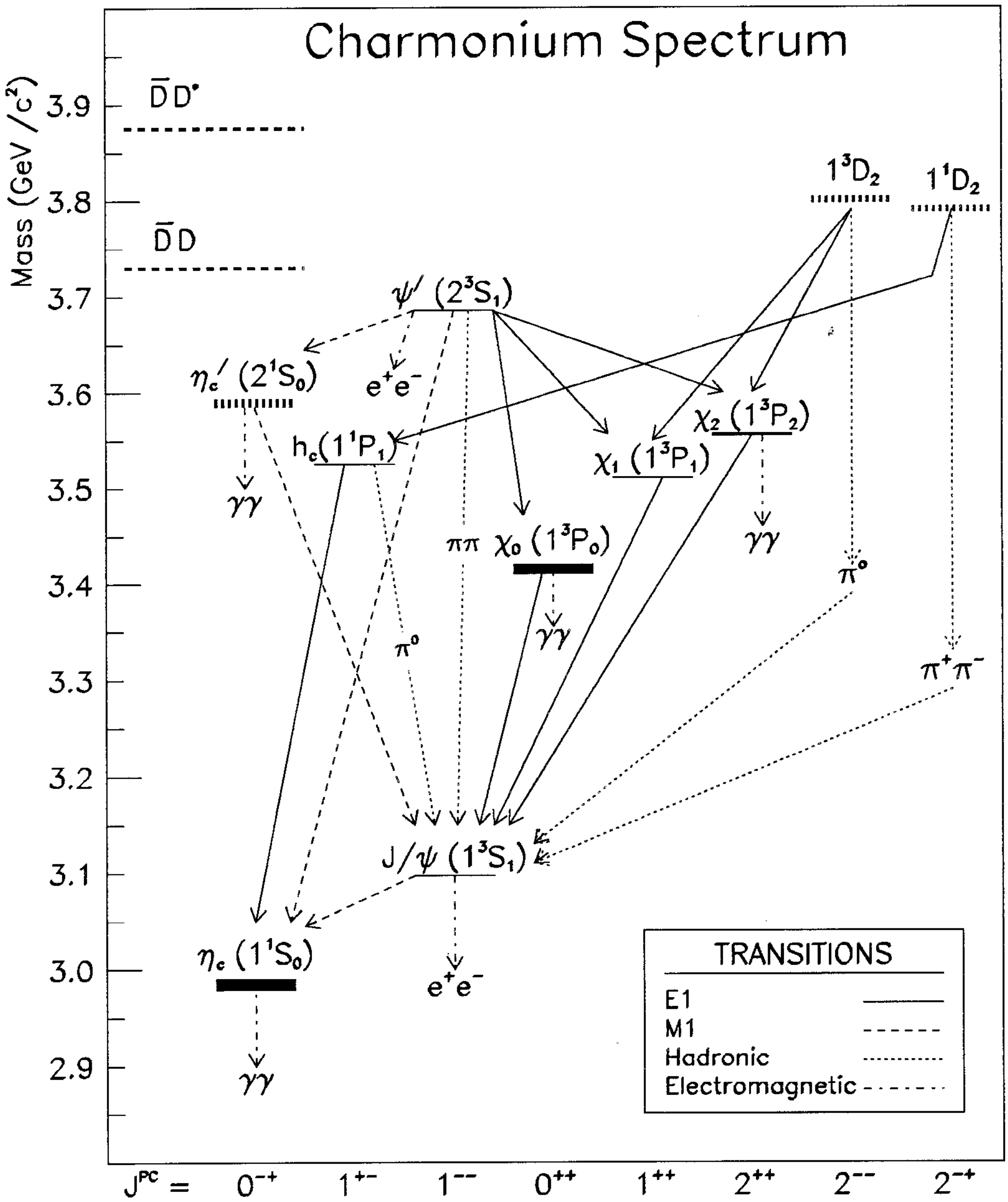


Fig.1.2.1: Lo spettro del charmonio e le principali dinamiche di decadimento.

energia giusta, decade in una coppia $c\bar{c}$. Rispetto a questi, i processi di ordini superiori risultano pesantemente soppressi[1]. Poiche' il momento angolare totale del sistema si conserva e l'interazione elettromagnetica non puo' variare parita' e coniugazione di carica, sara' possibile formare direttamente solo quegli stati del charmonio i cui numeri quantici siano quelli del fotone (stati $^{2S+1}L_J$=$^3S_1$, $J^{PC}=1^{--}$).

**2*b*)** Precisione nella misura della massa degli stati con $J^{PC} \neq 1^{--}$: per produrre i livelli con $J^{PC} \neq 1^{--}$, bisognera' ricorrere a processi a catena del tipo

$$e^+e^- \to \psi' \to \chi_J \; \gamma \to J/\psi \; \gamma \; \gamma \qquad (1.3.1)$$

in cui gli stati del charmonio, con numeri quantici diversi da quelli del fotone, vengono prodotti secondo dinamiche di decadimento che sono in parte riportate in figura 1.2.1. In questi casi, la precisione con cui si misurano le masse, dipende fortemente dalla risoluzione con cui il rivelatore misura l'energia dei fotoni.

**3*b*)** Impossibilita' pratica nello studio di alcune risonanze: proprio a causa delle restrizioni nelle dinamiche di decadimento dei processi a catena, la produzione di alcuni stati diventa un fenomeno cosi' raro da non permetterne, di fatto, uno studio esaustivo. E' questo, ad esempio, il caso della $h_c$ (stato $^1P_1$) per cui e' previsto il processo di produzione

$$e^+e^- \to \psi' \to \eta_c' \; \gamma \to h_c \; \gamma \; \gamma \qquad (1.3.2)$$

che risulta essere davvero poco probabile.

**4*b*)** Impossibilita' di determinare in maniera precisa la larghezza di alcuni livelli (e quindi, per il principio di indeterminazione, il tempo di vita medio degli stessi): cio' dipende dalla difficolta' nel ridurre la dispersione in impulso dei fasci di elettroni e positroni oltre che dalla risoluzione dei rivelatori (punto 2*b*).

Mediante la produzione di $c\bar{c}$ per annichilazione $p\bar{p}$, vengono superati alcuni di questi problemi:

**1*c*)** Grazie agli sviluppi della tecnica di raffreddamento stocastico dei fasci di antiprotoni, e' possibile ottenere una dispersione del momento molto bassa (*dp/p* ~ 0.01%) rispetto a quella di fasci di elettroni e positroni (la cui massa e' circa 2000 volte piu' piccola di quella degli antiprotoni) (punto 4*b*). Inoltre, il bersaglio puo' essere costituito da idrogeno praticamente fermo, che non presenti, pertanto, dispersione in impulso. La larghezza in energia del fascio risultera' essere dell'ordine dei 500 *keV*, il che permette, con tecniche deconvolutive, di stimare larghezze degli stati anche di circa 100 *keV* [4] (lo stato piu' stretto e' la *J/ψ*, per cui $\Gamma_{J/\psi}$ = 85±5 *keV*).

---

[1] I processi del secondo ordine hanno una probabilita' 137 volte piu' bassa (il rapporto tra un ordine dell'espansione perturbativa e il successivo e' circa l'inverso della costante di struttura fine) e sono, pertanto, coperti dal fondo non risonante (tutti gli eventi prodotti in una annichilazione che non ha generato charmonio). Lo stesso dicasi, a maggior ragione, per i processi di ordini perturbativi ancora superiori.

**2*c*)** La natura composita del protone e dell'antiprotone permette, con l'annichilazione, la formazione diretta di tutti gli stati del charmonio, vantaggio di grande rilievo rispetto agli esperimenti di annichilazione $e^+e^-$ (punto 1*b*).

Gli svantaggi di questa tecnica sono da ricercare:

**1*d*)** nella complessita' della struttura interna di protone e antiprotone, che, se da un lato comporta il vantaggio 2*c*, risulta tuttavia essere la responsabile di una alta percentuale di fondo adronico, che rende piu' difficile la rilevazione delle risonanze. Cio' risulta evidente considerando che alle energie di formazione del charmonio (intorno ai 3 *GeV*) $\sigma(p\bar{p} \to adroni) \approx 70mb$ ($1b = 1$ $barn = 10^{-28}$ $m^2$), mentre, ad esempio, $\sigma(p\bar{p} \to J/\psi) \approx 1\mu b$ e $\sigma(p\bar{p} \to \chi_c) \approx 0.1\mu b$. Per questa ragione, saranno studiati in prevalenza i canali di decadimento elettromagnetico.

**2*d*)** I rapporti di decadimento (*Branching Ratio*) negli stati del charmonio mettono in luce la minore efficienza di produzione da parte delle annichilazioni $p\bar{p}$, rispetto alle $e^+e^-$. In tabella 1.3.1 sono riportati alcuni esempi.

| *Stato* | $J^{PC}$ | $BR(p\bar{p})$ | $BR(e^+e^-)$ | $\frac{BR(p\bar{p})}{BR(e^+e^-)}$ |
|---|---|---|---|---|
| $J/\psi$ | $1^{--}$ | $2.1 \cdot 10^{-3}$ | $6.9 \cdot 10^{-2}$ | 0.03 |
| $\psi'$ | $1^{--}$ | $1.9 \cdot 10^{-4}$ | $1.8 \cdot 10^{-2}$ | 0.01 |
| $\chi_1$ | $1^{++}$ | $0.5 \cdot 10^{-4}$ | $1.7 \cdot 10^{-3}$ | 0.03 |
| $\chi_2$ | $2^{++}$ | $1.0 \cdot 10^{-4}$ | $1.4 \cdot 10^{-3}$ | 0.07 |

Tabella 1.3.1: Rapporti di decadimento per alcuni stati del charmonio. Le annichilazioni $e^+e^-$ risultano essere piu' efficienti.

## § Paragrafo 1.4: I risultati dell'esperimento E760.

Il ruolo dell'esperimento E760 rimane di fondamentale importanza nello studio degli stati del charmonio. L'esperimento e' stato realizzato al Fermi National Accelerator Laboratory dal 1990 al 1992. Ritengo interessante citare i principali risultati dell'analisi: tramite questi, si sono potute compiere alcune verifiche dei modelli teorici e organizzare in maniera consapevole il programma di misure per E835 (si veda paragrafo § 1.6).

- ***J/ψ*** e ***ψ'*** : prendendo come riferimento il valore della massa della $\psi'$, sono state determinate **la massa** e **la larghezza della *J/ψ*** e **la larghezza della *ψ'*** (si veda tabella 1.4.1 [5] ).

| | *Massa (MeV/c²)* | *Larghezza (MeV/c²)* |
|---|---|---|
| $J/\psi$ | 3096.87±0.03±0.03 | 0.099±0.012±0.006 |
| $\psi'$ | 3686.0 (input) | 0.306±.036±0.016 |

Tabella 1.4.1: La massa e la larghezza della $J/\psi$ e della $\psi'$. Gli errori sono, rispettivamente, statistici e sistematici.

Le reazioni che sono state utilizzate sono

$$p\bar{p} \to J/\psi \to e^+e^- \tag{1.4.1}$$

$$p\bar{p} \to \psi' \to e^+e^- \tag{1.4.2}$$

$$p\bar{p} \to \psi' \to J/\psi + X \to e^+e^- + X \tag{1.4.3}$$

dove con $X$ si sono indicate genericamente altre particelle prodotte.

I **rapporti di decadimento** $\boldsymbol{BR(J/\psi \to p\bar{p})}$ e $\boldsymbol{BR(\psi' \to p\bar{p})}$ sono stati determinati misurando i rapporti di decadimento totale $BR(p\bar{p} \to e^+e^-)$ secondo le reazioni (1.4.1) ÷ (1.4.3), conoscendo $BR(J/\psi \to e^+e^-)$, $BR(\psi' \to e^+e^-)$ e $BR(\psi' \to J/\psi + X)$ [6]. Gli errori riportati sono, rispettivamente, statistici, sistematici e dovuti all'incertezza nella conoscenza dei *Branching Ratio* di riferimento:

$$BR(J/\psi \to p\bar{p}) = \left(18.2^{+2.6}_{-1.9} \pm 1.6 \pm 0.6\right) \cdot 10^{-4},$$

$$BR(\psi' \to p\bar{p}) = \left(2.61^{+0.31}_{-0.27} \pm 0.17 \pm 0.17\right) \cdot 10^{-4}.$$

• $\chi_1$ e $\chi_2$ : sono stati determinati **massa**, **larghezza**, e **rapporti di decadimento** $\boldsymbol{BR(\chi_{1,2} \to p\bar{p})}$, tramite la reazione

$$p\bar{p} \to \chi_{1,2} \to J/\psi + \gamma \to e^+e^- + \gamma. \tag{1.4.4}$$

Sono riportati in tabella 1.4.2 i valori ottenuti [7] e in figura 1.4.1 gli andamenti delle due risonanze [8].

| | Massa ($MeV/c^2$) | Larghezza ($MeV/c^2$) | $BR(\chi_{1,2} \to p\bar{p})$ |
|---|---|---|---|
| $\chi_1$ | 3510.93±0.04±0.12 | 0.88±0.11±0.08 | $(0.78 \pm 0.10 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$ |
| $\chi_2$ | 3556.15±0.07±0.12 | 1.98±0.17±0.07 | $(0.91 \pm 0.08 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$ |

Tabella 1.4.2: La massa e la larghezza della $\chi_1$ e della $\chi_2$ ; i rapporti di decadimento nella coppia protone-antiprotone. Gli errori sono, rispettivamente, statistici e sistematici.

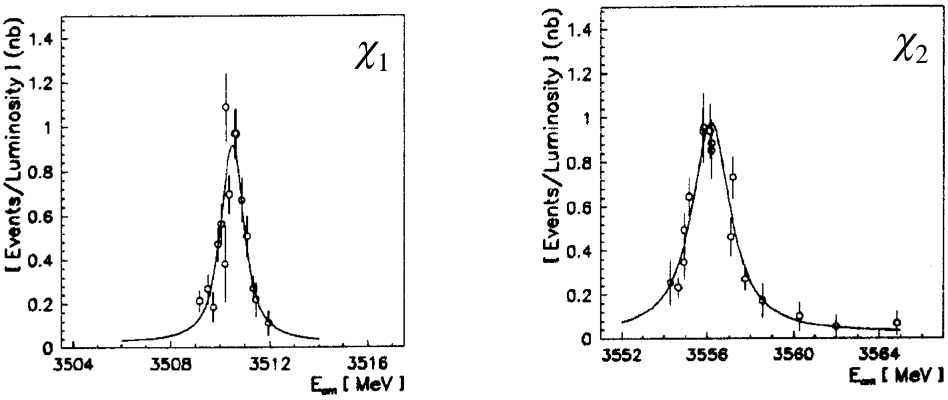


Fig.1.4.1:Le sezioni d'urto per i processi di formazione delle risonanze $\chi_1$ e $\chi_2$ tramite annichilazione protone-antiprotone, in funzione dell'energia nel centro di massa.

E' stato studiato anche il **rapporto di decadimento della $\chi_2$ in una coppia di fotoni**, tramite la reazione

$p\bar{p} \to \chi_{1,2} \to \gamma\gamma.$ (1.4.5)

Il valore della larghezza parziale ottenuto e' $\Gamma(\chi_2 \to \gamma\gamma) = 321 \pm 78 \pm 54\ \ eV$, che rappresenta la misura piu' precisa per questa grandezza [9].

E' stata indagata, inoltre, **la distribuzione angolare nel decadimento radiativo della $\chi_2$**. Avendo raccolto circa 3000 eventi tramite il processo 1.4.4, si e' migliorata notevolmente (in alcuni casi di un fattore 5) la precisione su misure analoghe di altri esperimenti.

• ***$h_c$*** : e' stata determinata, per la prima volta in assoluto, la **massa** di questo stato, facendo uno *scan* in energia tra i 3522 e i 3530 *MeV*. La teoria, infatti, prevede che la $h_c$ (stato $^1P_1$) debba avere massa differente di qualche *Mev* rispetto al centro di gravita' (c.o.g.) degli stati $^3P$, dove

$$m_{cog} = \frac{\sum_J (2J+1) m_{\chi_{cJ}}}{\sum_J (2J+1)} = \frac{5m_{\chi_{c2}} + 3m_{\chi_{c1}} + m_{\chi_{c0}}}{9} = (3525.27 \pm 0.12)\text{MeV}. \quad (1.4.6)$$

I processi tramite i quali si e' cercata la risonaza sono

$h_c \to \eta_c + \gamma \to \gamma\gamma + \gamma$ (1.4.7)

$h_c \to J/\psi + \pi^0 \to e^+e^- + \pi^0$ (1.4.8)

$h_c \to J/\psi + \pi\pi \to e^+e^- + \pi\pi^0$ (1.4.9)

In figura 1.4.2 e' mostrata la risonanza del processo 1.4.8. Come si puo' vedere il picco differisce di meno di 1 *MeV* dal centro di gravita' calcolato per gli stati $\chi_{cJ}$ . Il valore di massa ottenuto e' 3526.2±0.15±0.20, dove gli errori sono, nell'ordine, statistici e sistematici.

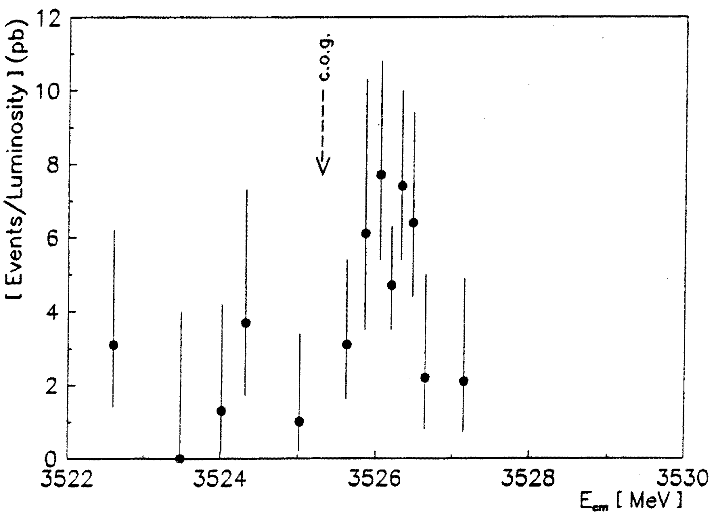


Fig.1.4.2: Sezione d'urto della $h_c$ tramite il processo 1.4.8. In ascissa e' riportata l'energia nel centro di massa.

Per quanto riguarda la larghezza della risonanza, la bassa statistica ha consentito di determinare solamente un limite superiore: $\Gamma_R \leq 1.1$ *MeV* al 90% del livello di confidenza [10].

- $\eta_c$: a causa dello scarso numero di eventi raccolti, si e' determinata la massa dello stato ($1^1S_0$) con una grossa incertezza: $m_{\eta_c} = 2987.5^{+3.0}_{-2.8} MeV/c^2$. Anche la larghezza totale e i rapporti di decadimento sono stati misurati con un grosso errore.

Lo studio e' stato condotto tramite la reazione

$$p\bar{p} \to \eta_c \to \gamma\gamma. \tag{1.4.10}$$

- $\eta_c'$: con i dati a disposizione, non e' stato possibile rivelare questo stato ($2^1S_0$).

La ricerca e' stata effettuata tramite la reazione

$$p\bar{p} \to \eta_c' \to \gamma\gamma. \tag{1.4.11}$$

Le maggiori difficolta' sono sorte in fase di analisi a causa dell'elevato fondo non risonante. Infatti, la regione energetica esplorata (3593 ÷ 3621 *MeV*) e' dominata dalla produzione massiccia di adroni $\pi^0$ e $\eta_c$, che decadono prevalentemente in una coppia di fotoni con una probabilita' molto grande rispetto al rapporto di decadimento $BR(\eta_c' \to \gamma\gamma)$. Il basso numero di eventi, pertanto, non ha reso possibile la distinzione della risonza dal fondo.

## § Paragrafo 1.5: Il metodo sperimentale di E760.

L'esperimento E760 e' stato proposto nel 1985 per continuare lo studio del charmonio tramite annichilazioni protone-antiprotone (lo studio era incominciato con l'esperimento R704 al CERN a Ginevra) utilizzando l'Accumulatore di Antiprotoni (*Antiproton Accumulator*) del Fermilab. Questo Anello e' stato progettato per accumulare e raffreddare antiprotoni di momento 8.85 *GeV/c*, da utilizzare nel Tevatron Collider. Per ottenere antiprotoni di momento compreso tra 3.5 e 7.0 *GeV/c* da utilizzare nell'esperimento E760, l'Accumulatore e' stato adattato per operare fuori dalle condizioni di lavoro standard.

La procedura operativa e' la seguente: in una prima fase, l'Accumulatore immagazzina il numero voluto di antiprotoni con un momento di 8.85 *GeV/c*. Questi, in una seconda fase, vengono decelerati all'energia desiderata, ad un ritmo di circa 20 *MeV/s*. A questo punto, si esegue uno scan della risonanza cambiando l'energia del fascio a piccoli passi. Dal momento che il sistema di controllo dell'energia del fascio e' digitale, e' possibile eseguire passi di circa 150 *keV/c* al minimo. Cio' corrisponde ad un controllo della stabilita' in energia del fascio di una parte su $10^5$.

L'Anello Accumulatore e' dotato di un sistema di raffreddamento stocastico che compensa, in maniera continua, gli effetti della dispersione del fascio dovuta alla interazione degli antiprotoni con loro stessi, con il bersaglio o con il gas residuo diffuso. La conseguente dispersione in energia, la cui distribuzione e' gaussiana, ha una varianza di circa 0.2 *MeV*, mantenuta costante dal raffreddamento stocastico. La dispersione in impulso e', pertanto, dell'ordine di $\frac{\sigma_P}{P} \sim 2 \cdot 10^{-4}$. Inoltre la sezione geometrica del fascio e' considerabile circolare, con un diametro poco inferiore ad 1 *cm*.

In un esperimento a targhetta fissa come E760, l'energia $E_c$ nel centro di massa del sistema protone-antiprotone dipende solamente dall'energia $E_B$ del fascio. Il legame tra le due grandezze e' dato dalla relazione

$$E_c^2 = 2m_p^2 + 2m_p E_B, \tag{1.5.1}$$

ottenibile considerando il modulo quadro del quadrimpulso totale del sistema[2].

L'energia $E_B$ del fascio si determina conoscendo la frequenza $f$ di rotazione degli antiprotoni e la lunghezza $L_{orb}$ dell'orbita. La velocita' del fascio sara'

$$v_{\bar{p}} = L_{orb} \cdot f, \tag{1.5.2}$$

pertanto, tramite le formule relativistiche,

$$E_B = \frac{m_{\bar{p}}c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_{\bar{p}}c^2}{\sqrt{1-\left(\frac{v_{\bar{p}}}{c}\right)^2}}. \tag{1.5.3}$$

Poiche' la frequenza si conosce con elevata precisione (1 parte su $10^7$), la maggior fonte di incertezza e' portata dalla misura della lunghezza dell'orbita. Per ottenere un valore abbastanza preciso di questa grandezza, e' necessario calibrare l'energia del fascio sulla massa della $\psi'$, nota con una incertezza di $\pm 100$ $keV$ da esperimenti di annichilazione $e^+e^-$ [11], e risalire a $L_{orb}$ tramite la 1.5.2 e la 1.5.3. Cio' porta ad un $\Delta L_{orb} = \pm 0.67$ $mm$ nella misura della lunghezza, che corrisponde ad un errore di $\pm 33$ $keV$ nella massa della $J/\psi$ e di $\pm 80$ $keV$ nella massa della $\chi_c$.

Il bersaglio consiste in un fascio di idrogeno molecolare (da cui il nome della macchina che lo produce: "Jet Target"), passante perpendicolarmente al cammino degli antiprotoni. Un sistema di pompaggio recupera l'idrogeno, evitandone la diffusione nell'Anello Accumulatore. Il fascio e' composto principalmente da agglomerati di $10^5 \div 10^6$ molecole di idrogeno, detti cluster, per la cui produzione e' necessario che il gas compia una espansione adiabatica, in regime di flusso costante. Queste condizioni sono producibili facendo terminare la linea di idrogeno in un "iniettore" (*nozzle*) dalla geometria opportuna. Per la Jet Target di E760 si e' installato un *nozzle* a trombetta da 25 $\mu m$ (si veda figura 1.5.1).

Lo "stadio di produzione" del bersaglio e' dotato di un sistema di raffreddamento ad azoto liquido, in grado di far avvenire l'espansione del gas ad una temperatura di 77K circa. Lavorando con pressioni della linea di idrogeno intorno ai 12 *bar*, e' possibile ottenere densita' massime di $6 \cdot 10^{13}$ *atomi/cc*.

---

[2]Sia $m_p$ la massa del protone, $E_B$ l'energia del fasio nel sistema del laboratorio, $\underline{p}$ il momento degli antiprotoni tale che valga la relazione relativistica $E_B^2 = m_{\bar{p}}^2 + p^2$. Nel sistema del laboratorio, il quadrimpulso degli antiprotoni del fascio e' $P_{\bar{p}} = (E_B\ , \underline{p}\ )$, mentre il quadrimpulso del bersaglio fisso di protoni e' $P_p = (m_p\ , 0)$. Il modulo quadro del sistema protone-antiprotone, pertanto, si scrivera'

$\left|P_p + P_{\bar{p}}\right|^2 = m_p^2 + E_B^2 + 2m_pE_B - (E_B^2 - m_p^2) = 2m_p^2 + 2m_pE_B$, che e' proprio l'energia nel centro di massa.

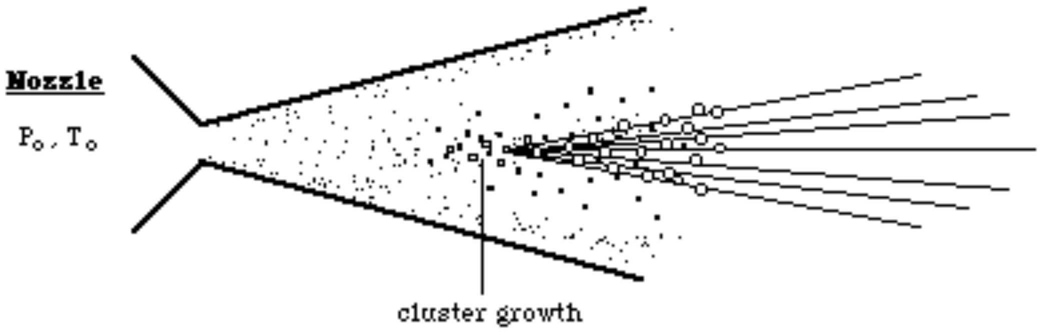


Fig. 1.5.1: Condensazione e formazione del fascio di cluster, dovute all'espansione adiabatica del gas all'interno del nozzle a trombetta.

Da questo dato risulta evidente la ragione dell'utilizzo di un bersaglio gassoso: tali valori di densita', infatti, permettono di non disperdere completamente il fascio di antiprotoni dopo l'interazione, cosa che accade, invece, utilizzando bersagli solidi, la cui densita' e' di ordini di grandezza maggiore. Inoltre, una densita' di quest'ordine di grandezza consente di non "accecare" i rivelatori (in grado di rivelare flussi di particelle secondarie per $10^6 \div 10^7$ eventi al secondo).

Al fine di dimostrare quest'ultima affermazione, conviene introdurre una grandezza, chiamata luminosita' istantanea e indicata con la lettera $L$, il cui prodotto per la sezione d'urto totale $\sigma$ del processo di annichilazione Protone-Antiprotone ( $\sigma \cong 70 mb$) fornisce la derivata rispetto al tempo del numero di eventi $n$. In formula

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = L \cdot \sigma . \qquad (1.5.4)$$

Il numero di eventi eventi totale sara' allora proporzionale, tramite $\sigma$, alla luminosita' integrata.

Considerando un bersaglio di densita' $\rho$, di forma cilindrica con diametro $d$, posto perpendicolarmente ad un fascio di $N_{\overline{p}}$ antiprotoni che ruotino nell'anello con una frequenza $f$, la luminosita' istantanea assume la forma:

$$L = \rho \cdot d \cdot f \cdot N_{\overline{p}} . \qquad (1.5.5.)$$

Infatti, il prodotto $\rho{\cdot}d$ e' la densita' di protoni per unita' di superficie che gli antiprotoni "vedono" lungo il loro cammino e $f$ e' il numero di volte nell'unita' di tempo in cui il fascio di $\mathrm{N}_{\overline{\mathrm{p}}}$ antiprotoni passa nella regione del bersaglio.

La scelta di $d$ e' dettata principalmente dalle dimensioni del fascio di antiprotoni. Il raffreddamento stocastico dell'*Antiproton Accumulator* e' in grado di mantenere un diametro di ~5 *mm* (al 95% del contenimento). Le dimensioni del bersaglio perpendicolare basta che siano di poco superiori a questo valore, in maniera tale da intercettare il maggior numero di antiprotoni possibile (si veda figura 1.5.2). Il diametro $d$ della Jet Target di E760 e' 7 *mm* (al 95% del contenimento).

Il numero di antiprotoni $\mathrm{N}_{\overline{\mathrm{p}}}$ dipende dalla capacita' del raffreddamento stocastico di impacchettare il fascio. Il valore massimo raggiunto da E760 e' $3.5{\cdot}10^{11}$ antiprotoni.

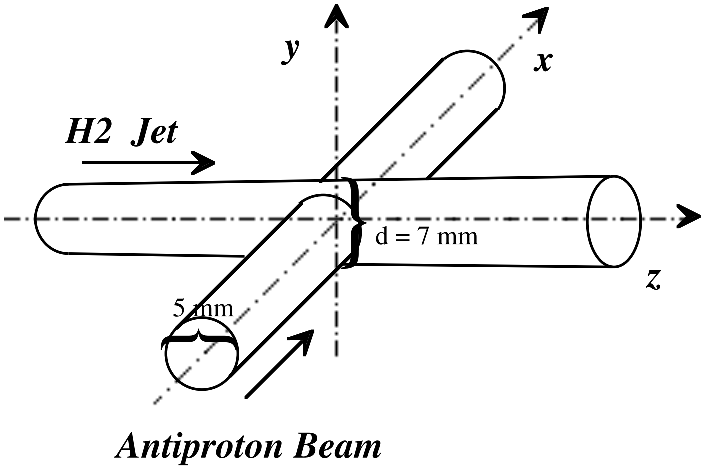


Fig. 1.5.2: La zona di interazione tra il fascio di antiprotoni e il bersaglio di idrogeno.

La frequenza di rotazione *f* e' legata all'energia del fascio tramite la 1.5.2 e la 1.5.3. La scelta del valore di tale parametro e' quindi dettata, secondo la 1.5.1, dall'energia nel centro di massa che si vuole ottenere. In ultima analisi, dipende dai propositi dell'esperimento e bisogna considerarla una variabile indipendente. Le tipiche frequenze di rotazione alle energie di interesse sono dell'ordine di $3 \cdot 10^5$ *Hz*.

Con questi valori dei parametri, con una densita' del bersaglio di $0.6 \cdot 10^{14}$ *atomi/cc*, si raggiunge la massima luminosita' istantanea: $10^{31}$ $cm^{-2}s^{-1}$. Tramite la 1.5.4, si ottiene il rate di produzione di $7 \cdot 10^5$ eventi al secondo, inferiore al rate di acquisizione massimo dei rivelatori.

## § Paragrafo 1.6: Gli obiettivi di E835.

Nel 1990 e' stata avanzata la proposta di allungare il tempo di presa dati dell'esperimento E760, al fine di districare alcune delle problematiche irrisolte della fisica del charmonio. Alla luce dei brillanti risultati ottenuti dall'esperimento nel 1991, si e' pianificato un programma di ricerca, che estendesse le misure di E760. L'esperimento che raccogliera' questi nuovi dati, prende la sigla E835 [12].

La luminosita' integrata necessaria a portare a termine lo studio e' circa **210** $pb^{-1}$ (si veda formula 1.5.4). Cio' significa aumentare almeno di un fattore **5** la luminosita' integrata di E760. Nel paragrafo § 1.7 descrivero' qual e' il programma delle modifiche agli apparati al fine di raggiungere la luminosita' necessaria. In tabella 1.6.1 (in fondo a questo paragrafo) si trova il riassunto dei valori di luminosita' per ogni punto del programma di misure, trattato di seguito con maggior dettaglio.

• $\eta_c$ : Lo studio di questo stato ( $1^1S_0$) consente un'importante verifica della QCD. Infatti, la teoria prevede un legame tra la costante di accoppiamento forte per il quark charm e il rapporto

$$\frac{\Gamma(\eta_c \to \gamma\gamma)}{\Gamma(\eta_c \to adroni\ \ leggeri)}, \tag{1.6.1}$$

dove le due ampiezze parziali $\Gamma$ sono legate, tramite il principio di indeterminazione, al tempo di vita medio di una $\eta_c$ che decade in due fotoni o in adroni leggeri.

L'esperimento E760 ha studiato questo stato con una luminosita' integrata di **3.6** $pb^{-1}$. Cio' non ha permesso una determinazione precisa dei parametri della risonanza (si veda paragrafo § 1.4 ). Il programma di misura per E835 prevede di studiare questo stato tramite il processo 1.4.10, dedicandovi a una luminosita' integrata totale di **20** $pb^{-1}$. Cio' consentirebbe una precisione del 25% sulla conoscenza della larghezza e del 15% sui rapporti di decadimento.

- $\eta_c'$: L'unica misura di massa per questo stato e' dovuta all'esperimento SPEAR, ma il valore ottenuto (circa 3600 $MeV/c^2$) risulta essere in contrasto con la teoria. E' dunque importante determinare accuratamente i parametri della $\eta_c'$ al fine di verificare i dati pubblicati da SPEAR.

E760 ha incominciato la ricerca della risonanza, ma, dovendo interrompere lo *scan* per ragioni di tempo, ha raccolto dati solo per una luminosita' di **6** $pb^{-1}$. Il grafico di figura 1.6.1 mostra la sezione d'urto del processo di decadimeto in due fotoni, misurata all'energia di prevista formazione: il picco visibile corrisponde alla formazione della $\chi_2$, unico segnale presente. Per ottenere una precisione del 20% nella larghezza totale e del 15% nei rapporti di decadimento, e' previsto l'impiego di **75** $pb^{-1}$. Si eseguira', infatti, una scansione tra i 3585 e i 3646 *MeV*, a passi di 2.5 *MeV* (la larghezza della $\eta_c'$ e' prevista essere di qualche *MeV*), raccogliendo, per ogni punto, dati per 1.5 $pb^{-1}$.

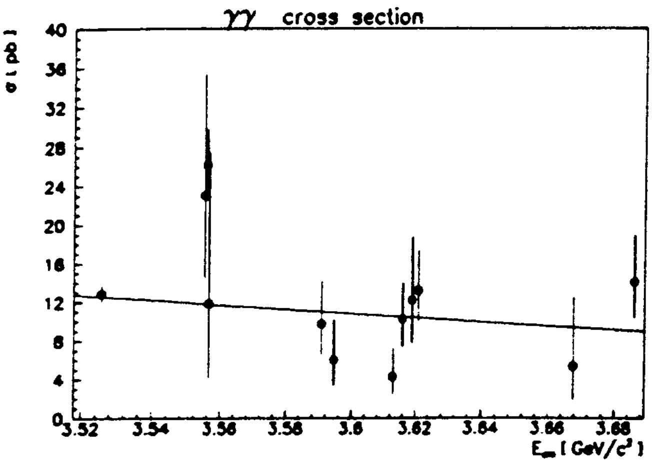


Fig. 1.6.1: La sezione d'urto per decadimento in due fotoni, all'energia di presunta formazione della $\eta_c'$. L'unico picco evidente corrisponde alla formazione della $\chi_2$.

- $\boldsymbol{h_c}$ : L'esperimento E760 ha determinato per la prima volta la massa di questo stato, utilizzando una luminosita' integrata totale di **16** $pb^{-1}$, non riuscendo a misurare, pero', gli altri parametri. Da alcune simulazioni, si e' raggiunta la convinzione che per ottenerne una misura precisa (ad esempio, un 30% sulla larghezza totale) e' necessaria una luminosita' integrata di **75** $pb^{-1}$, con una dispersione in energia del fascio di circa 300 $keV$.

Verranno, inoltre, studiati i processi 1.4.7 e 1.4.9, di fatto trascurati da E760 rispetto al decadimento in $J/\psi$ piu' pione neutro (processo 1.4.8), a causa della difficolta' di estrazione del segnale dal fondo di fotoni prodotti dal decadimento del $\pi^0$.

• $\chi_0$ : La QCD prevede un legame tra la larghezza totale di $\chi_0$ e di $\chi_2$. Poiche' E760 ha ottenuto misure molto precise dei parametri sia di $\chi_2$ sia di $\chi_1$ (si veda paragrafo § 1.4), e' ora necessario approfondire le conoscenze dello stato $\chi_0$.

Lo studio verra' affrontato tramite il decadimento dello stato in $\gamma\gamma$ e in $J/\psi + \gamma$. Per ottenere misure di larghezza totale con un'incertezza del 30%, e' necessaria una luminosita' di **20** $pb^{-1}$.

• $\chi_1$ : Verra' studiata anche la distribuzione angolare dei prodotti di decadimento radiattivo della $\chi_1$. A questo proposito, tramite la 1.4.4, E760 ha gia' raccolto 400 eventi di interesse riguardanti questo stato. Comunque, per raggiungere la stessa precisione ottenuta da altri esperimenti, e' necessario incrementare la statistica di un fattore 8.5, il che equivale, in termini di luminosita' integrata, a circa **3.3** $pb^{-1}$.

Il confronto tra questa distribuzione angolare e quella del decadimento della $\chi_2$ (indagato da E760), rappresenta un interessante test di verifica per la teoria.

• $^1D_2$ e $^3D_2$ : Questi stati fanno parte di un settore poco indagato della fisica dei quark pesanti. La principale difficolta' nell'indagare stati tanto energetici consite nell'estrema larghezza della risonanza (brevissimo tempo di vita media). La loro massa, infatti, appartiene alla regione di energia al di sopra della cosi' detta soglia di charm aperto. In altre parole, in questa regione, le particelle hanno massa sufficientemente grande da consentire la formazione di mesoni charmati[3] (indicati generalmente con la lettera D) come stati finali del decadimento, canale di gran lunga piu' probabile di ogni altro. Rimane comunque possibile uno studio degli stati $^1D_2$ e $^3D_2$ perche', a causa di barriere centrifughe, e' soppresso il decadimento in sistemi di mesoni charmati il cui momento angolare orbitale sia 2. Ci si aspetta, pertanto, che le loro larghezze siano intorno al $MeV$. Le dinamiche possibili di decadimento sono previste nel dattaglio dalla teoria, che incontra qui un ulteriore banco di prova.

La strategia di scansione della risonanza e' molto simile a quella impiegata per $h_c$ (stato $^1P_1$): passi di $1 \div 2$ $MeV$ in una regione di circa 30 $MeV$ intorno alle energie di interesse (le masse di $^3D_2$ e $^1D_2$ sono, rispettivamente, dell'ordine di 3800 e 3790 $MeV$ [13] ), impiegando una luminosita' integrata di $1 \div 2$ $pb^{-1}$ per punto, per un totale di **50** $pb^{-1}$.

[3]Stati legati di un quark o un antiquark charm con un antiquark o un quark up o down.

Durante la presa dati per $\eta_c$ e per $h_c$ verranno resgistrati anche i **decadimenti** $\boldsymbol{\Phi\Phi}$ . Infatti, mediante lo studio del decadimento $\eta_c \to \Phi\Phi$, e' possibile ottenere informazioni sulla larghezza della $\eta_c$, o migliorare la precisione della misura della $h_c$ tramite il processo $h_c \to \eta_c + \gamma \to \Phi\Phi + \gamma$.

Portato a termine il programma di misure fin qui descritto, nel caso in cui avanzi del tempo di *run*, si prevede di approfondire alcuni punti complementari, quali lo **scattering charmonio-nucleone**. Questa sarebbe un esperienza senza precedenti, che potrebbe risultare molto utile nella comprensione dell'interazione forte. Infatti, misure di sezioni d'urto mesone-nucleone, fino ad ora, sono state eseguite solamente con pioni e kaoni.

La tabella 1.6.1 riassume i valori di luminosita' necessari per ciacun punto del programma di misure.

| *Canale di decadimento* | *Luminosita'* $pb^{-1}$ | *Err. su* $\Gamma_{tot}$ % | *Err. su* $BR_{in} * BR_{out}$ % |
|---|---|---|---|
| $h_c \to J/\psi + \pi^0$ | 75 | 30 | 30 |
| $\eta_c' \to \gamma\gamma$ | 45 | 20 | 15 |
| $\eta_c \to \gamma\gamma$ | 20 | 25 | 15 |
| $\chi_0 \to J/\psi + \gamma$ | 20 | 25 | 20 |
| *Distribuz.ang. decadim.* $\chi_1$ | 3.3 | - | - |
| $^3D_2$ *e* $^1D_2$ | 50 | - | - |
| **Totale** | **213.3** | - | - |

Tab 1.6.1: La luminosita' necessaria per portare a termine l'esperimento E835.

## § Paragrafo 1.7: Le modifiche all'apparato di E760.

Per portare a termine il programma di misure previsto per E835, e' necessaria una luminosita' integrata almeno 5 volte piu' grande di quella di E760 (si veda paragrafo § 1.6). Per far questo, bisogna aumentare il valore della luminosita' istantanea (cioe' il numero di eventi prodotti nell'unita' di tempo), facendo crescere il numero $N_{\bar{p}}$ degli antiprotoni circolanti e la densita' $\rho$ del bersaglio (si veda formula 1.5.5).

A questo scopo, le modifiche all'*Antiproton Accumulator* prevedono un aumento dello *Stacking Rate* (numero di antiprotoni accumulati nell'Anello per unita' di tempo) e un miglioramento dell'efficienza del sistema di raffreddamento stocastico (si veda paragrafo § 1.5).

Lo *Stacking Rate* e' passato da $2 \cdot 10^{10}\ \frac{\overline{p}}{h}$ a $6 \cdot 10^{10}\ \frac{\overline{p}}{h}$, migliorando di un fattore 3. Cio permette di accumulare nello stesso tempo un numero circa 3 volte maggiore di antiprotoni.

L'incremento dell'efficienza del raffreddamento stocastico consente, invece, di avere un fascio piu' intenso di antiprotoni ($N_{\overline{p}}$ piu' grande, pertanto maggior corrente circolante), con una dispersione in energia inferiore al *MeV*. Cio' e' necessario per avere una buona risoluzione nella larghezza delle risonanze. Si vuole passare da correnti di circa 40 *mA* di E760, a correnti intorno ai 100 *mA* (alle frequenze tipiche di $3 \cdot 10^5$ Hz, corrisponde a $2 \cdot 10^{12}$ antiprotoni). Guadagnare questo fattore $2.5 \div 3$ nella corrente significa dover migliorare di un ordine di grandezza l'efficienza del sistema di raffreddamento. Cio' risulta evidente considerando le cause che concorrono alla dispersione del fascio: lo *scattering* degli antiprotoni con le molecole del gas diffuso nell'accumulatore e lo *scattering* degli antiprotoni con loro stessi (*intrabeam scattering*). Anche se si trascurasse il primo fenomeno rispetto al secondo (dominante per un fattore da 3 a 7 a seconda dell'energia), si dovrebbe concludere che il "riscaldamento" del fascio, essendo proporzionale alla corrente, sia aumentato di un fattore 3 e che il *rate* di raffreddamento del sistema, essendo circa inversamente proporzionale alla corrente, sia diminuito di un fattore 3. Questo, dunque, equivarrebbe alla necessita' di un fattore 9 (3 per l' *intrabeam scattering*, 3 per la diminuzione del *rate* di raffreddamento) nell'efficienza del sistema, senza neppure aver contato la dispersione dovuta allo *scattering* con il gas diffuso.

Avendo a disposizione correnti di circa 100 *mA*, per aumentare ulteriormente la luminosita' istantanea dell'esperimento, e' necessario modificare la Jet Target in maniera tale ottenere una densita' 3 volte piu' alta rispetto a quella di E760. Per ricavare questo fattore da considerazioni di carattere teorico, e' necessario, innanzi tutto, discutere la strategia di presa dati. La figura 1.7.1 schematizza i passi essenziali della maniera piu' semplice di procedere: mantenere la densita' del bersaglio costante. Il tratto 1 rappresenta un intervallo medio di circa 16 ore[4], in cui si approntano gli strumenti a commutare dalla fase di presa dati (tratto 3) alla fase di ricarica dell'Accumulatore (tratto 2). Il bersaglio e' spento e la corrente di antiprotoni circolanti e' nulla. La ricarica avviene, come detto, ad un *rate* massimo di $6 \cdot 10^{10}\ \frac{\overline{p}}{h}$, ma nei calcoli che portano a stimare la luminosita' viene utilizzato il valore tipico di $4.5 \cdot 10^{10}\ \frac{\overline{p}}{h}$. Questa fase dura circa 27 ore: dopo aver raggiunto la corrente massima (circa 100*mA*), gli antiprotoni vengono decelerati alle energie di interesse (si veda paragrafo § 1.5). Il tratto 3 schematizza la fase di presa dati: il bersaglio viene acceso e mantenuto a densita'

---

[4] Questo tiene conto del fatto che, occasionalmente, sono necessari periodi di fermo macchinaper motivi contingenti.

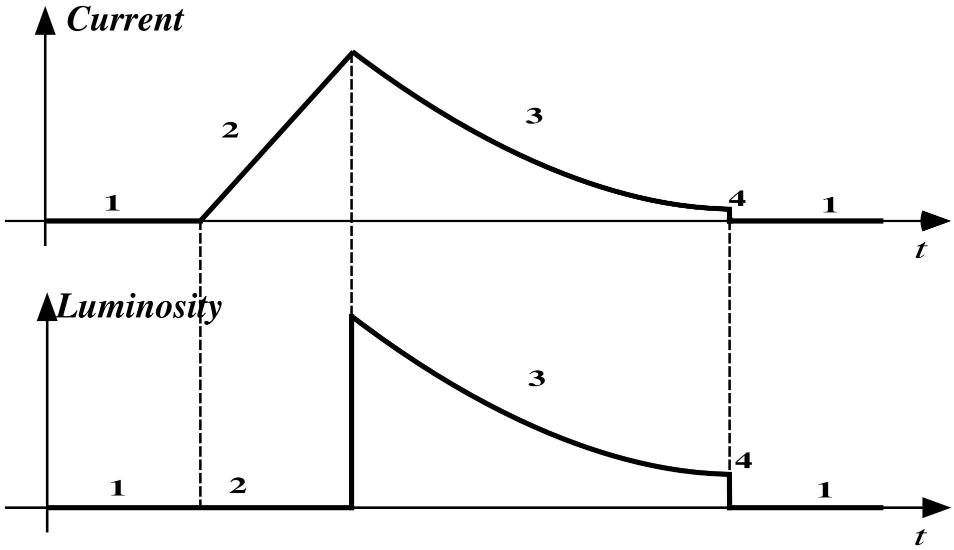


Fig.1.7.1: La corrente di antiprotoni e la luminosita' istantanea nelle diverse fasi della presa dati. La densita' del bersaglio e' mantenuta costante. Gli andamenti sono solo qualitativi.

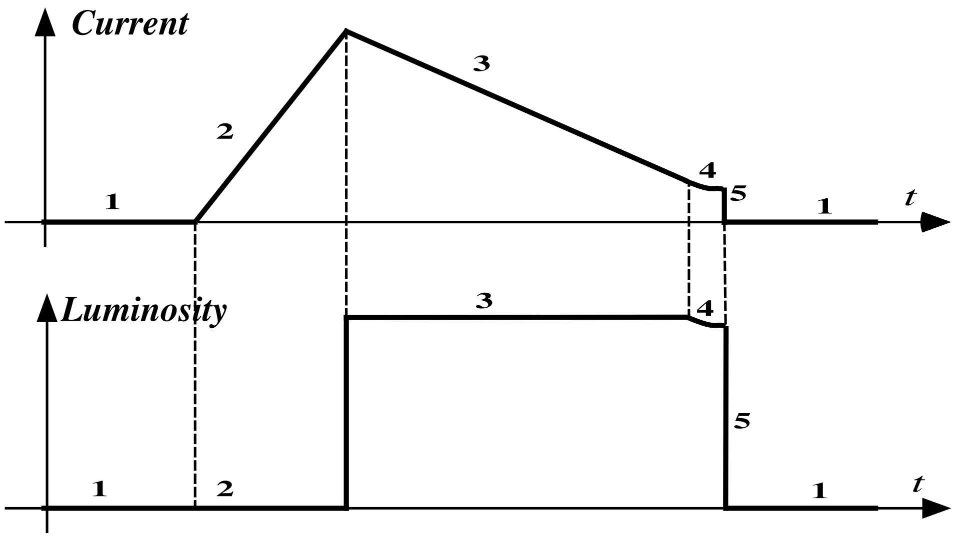


Fig.1.7.2: La corrente di antiprotoni e la luminosita' istantanea nelle diverse fasi della presa dati. La densita' del bersaglio varia al fine di mantenere il piu' possibile la luminosita' istantanea costante. Gli andamenti sono solo qualitativi.

costante. In questa condizione, la corrente di antiprotoni e la luminosita' istantanea decrescono, con buona approssimazione, come un esponenziale. Dopo un certo periodo di tempo (che dipende dall'energia a cui si lavora e dalla densita' del bersaglio), la luminosita' istantanea scende ad un valore tanto basso, da diventare conveniente distruggere il fascio (tratto 4) e ricominciare la sequenza. Il valore di luminosita' integrata in un ciclo e' rappresentata, per definizione, dall'area sottesa dalla curva di luminosita' istantanea.

In realta', avendo a disposizione un elevato *range* dinamico nella densita' del bersaglio (che nella Jet Target di E835 varia da $0.1 \cdot 10^{14}$ a $2.3 \cdot 10^{14}$ *atomi/cc*), esiste una maniera migliore di procedere (si veda figura 1.7.2). Si fa crescere il valore di densita' per mantenere costante il valore di luminosita' istantanea, in maniera tale da ottenere un *rate* di eventi il piu' possibile vicino al *rate* massimo di acquisizione dei rivelatori (tratto 3). Raggiunto il valore di densita' massima, la corrente e la luminosita' istantanea ricominciano a scedere esponenzialmente (tratto4), prima che diventi conveniente distruggere il fascio (tratto 5) e ricominciare il ciclo. La luminosita' integrata, in questo caso, e' maggiore che nel precedente, come si puo' osservare confrontando le aree sottese dai due grafici di luminosita' istantanea. E' stata, inoltre, discussa la possibilita' di avviare la procedura di ricarica dell'*Antiproton Accumulator* senza distruggere gli antiprotoni rimanenti. In questo caso, naturalmente, il valore di luminosita' integrata sarebbe ancora maggiore di quello qui considerato.

Per ricavare quantitativamente il valore di densita' necessario al *run* di E835, si sono fatte le misure del tempo di vita medio del fascio alle varie energie. In tabella 1.7.1 sono riportati i valori misurati da E760 nel 1991: $\tau_{on}$ e $\tau_{off}$ sono i tempi di vita medi rispettivamente con e senza bersaglio, $L$ e' il valore di luminosita' istantanea raggiunto e $\rho$ e' la densita' del fascio utilizzata (valore tipico).

| *Energia* | $\tau_{on}$ ($h$) | $\tau_{off}$ ($h$) | $L$ ($cm^{-2}sec^{-1}$) | $\rho$ (atomi $cm^{-2}$) |
|---|---|---|---|---|
| *Fase di ricarica* | - | 330 | - | - |
| $\psi'$, $h_c$, $\eta'_c$ | 89 | 350 | $9.1 \cdot 10^{30}$ | $0.35 \cdot 10^{14}$ |
| $J/\psi$, $\eta_c$ | 59 | 240 | $3.5 \cdot 10^{30}$ | $0.35 \cdot 10^{14}$ |

Tab. 1.7.1: Tempi di vita medi del *beam* di antiprotoni al variare dell'energia. La misura e' stata fatta con il bersaglio acceso e spento.

Con questi valori sperimentali, si sono calcolati i tempi di vita medi al variare della densita'. Per massimizzare l'area sottesa dal grafico di luminosita' istantanea di figura 1.7.2, il tempo di presa dati (durata dei tratti 3 e 4) e' risultato essere circa il tempo di vita medio del fascio, in tutte le condizioni di energia e densita'. In tabella 1.7.2 riporto i i tempi per le varie fasi del ciclo e il valore previsto di luminosita' integrata in 90 giorni, supponendo di avere una corrente iniziale di antiprotoni di 120 *mA*.

| | $\rho$ (1991) | $2 \cdot \rho$ (1991) | $3 \cdot \rho$ (1991) |
|---|---|---|---|
| *Densita' del bersaglio (atomi/cc)* | $0.3 \cdot 10^{14}$ | $0.6 \cdot 10^{14}$ | $0.9 \cdot 10^{14}$ |
| *Tempo di un ciclo intero (h)* | 123.1 | 101.7 | 90.8 |
| *Tempo di presa dati (h):tratti 3 e 4* | 80.1 | 58.7 | 47.8 |
| *Tempo di ricarica (h):tratto 2* | 27.0 | 27.0 | 27.0 |
| *Tempo di commutazione (h):tratto 1* | 16.0 | 16.0 | 16.0 |
| *Numero totale di cicli in 90 giorni* | 17.5 | 21.2 | 23.8 |
| *Stacking rate (mA/h)* | 4.5 | 4.5 | 4.5 |
| *Tempo di vita medio del fascio* | 99.4 | 57.9 | 40.9 |
| *Luminosita' int. in 90 giorni* ($pb^{-1}$) | 79 | 128 | 165 |

Tab.1.7.2: Tempi delle fasi del ciclo di presa dati (si veda figura 1.7.2) e luminosita' integrata in 90 giorni, supponendo una corrente di antiprotoni di 120 *mA*.

Come si vede dalla tabella 1.7.2, il tempo di vita medio del fascio e' circa inversamente proporzionale alla densita' del bersaglio. E' per questa ragione, in ultima analisi, che la luminosita' integrata non e' proporzionale alla densita'. In tabella 1.7.3 riporto l'andamento della luminosita' integrata al variare della densita'. $L_0$ e' la luminosita' integrata corrispondente ad una corrente di 100 *mA*, per una densita' di $0.35 \cdot 10^{14}$ *atomi/cc*. Questo fattore circa 2.5 nella corrente di E835 rispetto a E760, impiegando la strategia di presa dati schematizzata in figura 1.7.2, si ripercuote quasi invariato nella luminosita' integrata: $L_{0E835}(I \cong 100 mA) \cong 2.5 \cdot L_{0E760}(I = 40 mA)$.

| *Luminosita' integrata* | $\rho$ ($10^{14}$ *atomi* $cm^{-3}$) |
|---|---|
| $L_0$ | 0.35 |
| $\frac{5}{3} \cdot L_0$ | $2 \cdot 0.35$ |
| $2 \cdot L_0$ | $3 \cdot 0.35$ |

Tab. 1.7.3: La luminosita' integrata in funzione della densita'. Come si vede, l'andamento non e' lineare.

E' dunque necessario il fattore 3 nella densita' del bersaglio, avendo a disposizione una corrente di 100 *mA*, per ottenere un fattore circa 5 nella luminosita' integrata dell'esperimento rispetto alla luminosita' di E760.

Al fine di incremetare la densita', si e' sostanzialmente modificato lo stadio di produzione del bersaglio. Il sistema di raffreddamento ad azoto liquido (77 K) e' stato sostituito con un criogeneratore ad elio liquido, in grado di abbassare la temperatura del *nozzle* (da 37 $\mu$m) fino ai 15 ÷ 20 K. Questa diminuzione di un fattore 4 nella temperatura equivale a guadagnare un fattore 2 in densita'. Infatti $\rho \propto \left(\sqrt{T}\right)^{-1}$, dal momento che l'andamento della densita' e' inversamente proporzionale alla velocita' dei cluster (si veda formula 2.1.1) e tale velocita' e' proporzionale alla radice della temperatura (si veda formula 2.4.3). Il fattore 2 risulta essere ancora maggiore se si considera che la densita' e' anche proporzionale alla percentuale di gas che clusterizza (*cluster fraction*), la quale cresce al diminuire della temperatura (si veda paragrafo § 2.8).

Il valore di densita' massima misurato risulta essere $3.6 \cdot 10^{14}$ *atomi/cc*. Rispetto al valore tipico di $0.35 \cdot 10^{14}$ *atomi/cc* di E760, il fattore 3 richiesto e' stato ampiamente realizzato.

Inoltre, l'elevata densita' e la riprogettazione del sistema di pompaggio della macchina (si veda paragrafo § 3.5) sono responsabili della crescita del rapporto tra l'idrogeno che da' annichilazioni nella zona di interazione e il fondo diffuso nell'Accumulatore. Questo rapporto, chiamato Jet Target Efficiency (JTE), e' passato dal 40% di E760 a valori intorno al 90% (si veda paragrafo § 2.6). Cio' e' essenziale se si vuole avere elevati tempi di vita media del fascio di antiprotoni, ovvero, come si e' visto, elevata luminosita' integrata.

Un'ulteriore importante modifica consiste nella mobilita' del nozzle. E' cosi' possibile allineare il fascio anche avendo dimezzato il diametro dello skimmer tra la prima e la seconda camera della Jet Target (riduzione del fondo) (si veda paragrafo § 2.9).

Nel capitolo successivo descrivero' le misure eseguite sulla Jet Target di E835, al fine di caratterizzare il bersaglio tramite i valori di densita', di *cluster fraction* e JTE.