Università degli Studi di Ferrara
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Progetto e realizzazione del comando elettronico per lo studio della reazione $p\bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ per l'esperimento E835 a Fermilab

Relatore:
Chiar. mo Prof. Roberto Calabrese

Correlatore:
Dott. Diego Bettoni

Laureando:

Wander Baldini

Anno Accademico 1994-95

Alla mia grande famiglia

Indice

Introduzione

A partire dalla sua scoperta, avvenuta nel 1974, la fisica del *Charmonio* (cioè di uno stato legato del tipo $c\bar{c}$) ha sempre destato grande interesse nel mondo della fisica delle particelle. Questi stati sono infatti uno strumento importante per investigare le interazioni tra i componenti elementari della materia: i *Quarks*.
Molti esperimenti sono stati dedicati a questo studio ma, nonostante ciò, vi sono ancora molte cose da scoprire.
L'esperimento E835 si prefigge di continuare gli studi sulla spettroscopia del *Charmonio* avviati da E760.
E760 era uno spettrometro non magnetico ad alta risoluzione che utilizzava per la formazione degli stati del *Charmonio* la annichilazione $p\bar{p}$ e che rivelava i decadimenti elettromagnetici. Esso ha preso dati per circa 7 mesi (2mesi nel 1990 e 5 mesi nel 1991/92) ed ha ottenuto degli ottimi risultati, come la osservazione dello stato $^1P_1$ o la determinazione precisa delle larghezze totali degli stati χ_1 e χ_2, tuttavia altre misure restavano da fare, come la ricerca della η'_c o la misura dei parametri della $^1P_1$.
E835 si propone di completare il programma sperimentale di E760 utilizzando un apparato notevolmente migliorato, soprattutto a livello di ricostruzione delle tracce. Sarà infatti presente un *rivelatore a fibre scintillanti* che permette di ottenere con grande precisione l'angolo polare θ. Una caratteristica importante del rivelatore è che questa informazione viene fornita in tempo molto breve ($\simeq 100nsec$) così da poter essere utilizzata anche dal trigger di primo livello per effettuare una selezione molto efficace degli eventi.
Grazie a questo rivelatore si può dunque considerare la possibilità di studiare canali adronici che, a causa di un enorme fondo, sarebbero difficili da selezionare. Uno di questi canali è il soggetto principale di questo lavoro.
In questo tesi verrà esaminata infatti la possibilità di realizzare una logica di comando (chiamata anche trigger) per la selezione della reazione

$$p\bar{p} \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$$

dal fondo adronico.
Si analizzerà poi il comportamento di questa logica anche alla energia di formazione della risonanza $\eta_c^{'}$.

Questa tesi è divisa in cinque capitoli che trattano i seguenti argomenti:

Capitolo 1 Si introduce la fisica del *Charmonio* descrivendo il quark c, lo spettro degli stati legati $c\bar{c}$, ed i vari modelli di potenziale proposti per giustificarlo. Vengono poi riassunti i risultati sperimentali di E760.

Capitolo 2 In questo capitolo viene descritto l'esperimento E835, gli obiettivi, il metodo sperimentale, l'apparato.

Capitolo 3 Viene presentata una descrizione del trigger e del sistema di acquisizione dati di E835.

Capitolo 4 Si descrive la reazione $p\bar{p} \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$ e si confrontano le sue caratteristiche cinematiche con le reazioni di fondo.

Capitolo 5 Nel capitolo finale vengono descritte le varie logiche per la selezione degli eventi basate sulle caratteristiche cinematiche e topologiche della reazione e il modo in cui esse vengono combinate per formare il trigger finale.
Verranno presentati quindi i dati di efficienza e reiezione del fondo per le singole logiche e per varie combinazioni di queste, tra cui quella prescelta quale trigger finale.
Si analizzerà infine il comportamento di questa logica all'energia di formazione della risonanza $\eta_c^{'}$.

Capitolo 1

Il quark C ed il Charmonio

1.1 La previsione teorica

Nel 1970: S.L.Glashow, J.Iliopulos ed L.Maiani, proposero il cosiddetto modello *GIM* (dalle loro iniziali) per giustificare l'assenza delle correnti deboli neutre con cambiamento di stranezza (reazioni in cui una particella "strana " decade, tramite scambio di un bosone Z^0, in una non strana, ad esempio: $K^+ \to \pi^+ \nu \bar{\nu}$).
Questo modello prevedeva l'esistenza di un quarto quark (fino a quel momento i quark noti erano soltanto tre: Up, Down, Strange), che chiamarono *Charm*. Questo quark doveva formare col quark s, dal punto di vista delle interazioni deboli, un doppietto di $SU(2)$ analogo a quello formato dai primi due:

$$\begin{pmatrix} u \\ d\cos\theta_c + s\sin\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s\cos\theta_c - d\sin\theta_c \end{pmatrix}$$

così da eliminare esattamente, nella corrente debole neutra, il termine con $\Delta S = 1$ [9].
Questo modello rimase una semplice supposizione teorica fino al 1974 quando due esperimenti, indipendentemente, confermarono l'esistenza di questo nuovo quark.

1.2 La conferma sperimentale

La conferma sperimentale dell'esistenza del quark c venne nel 1974 da due esperimenti: *SPEAR* a SLAC (Stanford Linear Accelerator) e *AGS* a BNL (Brookhaven National Laboratory).
SPEAR utilizzava l'annichilazione e^+e^- e osservava la produzione di coppie: e^+e^-, $\mu^+\mu^-$; *AGS* faceva invece collidere dei protoni aventi una energia di $28\,GeV$ su di un bersaglio di berillio, e osservava la produzione inclusiva di coppie e^+e^-.
Entrambi gli esperimenti osservarono una risonanza molto stretta ad una energia di circa $3100\,MeV$ (vedi fig.1.1) che chiamarono ψ a SLAC e J a BNL (oggi indicata con J/ψ). Dai dati ottenuti si potè stabilire che questa risonanza veniva prodotta, direttamente da e^+e^- tramite un fotone virtuale intermedio, e ciò implicava che la risonanza avesse gli

stessi numeri quantici del fotone: $J^{PC} = 1^{--}$. Considerando poi che decadeva preferibilmente in un numero dispari di pioni, si ottenne anche: $I^G = 0^-$.
La caratteristica molto particolare di questa risonanza, che fece pensare ad un nuovo tipo di quark, era il piccolo valore della sua lerghezza totale; vennero infatti misurati i valori: $\Gamma \leq 1.9Mev$ a SLAC e $\Gamma \leq 5Mev$ a BNL, quando altre risonanze mesoniche vettoriali mostravano valori di qualche ordine di grandezza superiori.
Se questa risonanza fosse stata formata da quark u,d o s sarebbe decaduta facilmente (visto il valore elevato dell'energia), in qualche particella nota ed avrebbe avuto dunque una larghezza molto maggiore.
Questi limiti su Γ lasciavano pensare invece che molti dei possibili decadimenti fossero proibiti dalla conservazione di un qualche numero quantico.
Si ipotizzò allora che la nuova risonanza fossa formata da un nuovo quark, il *Charm* caratterizzato da un proprio “flavour adronico” (anch'esso indicato con Charm) conservato, come accadeva per la stranezza, dalle interazioni forti ed elettromagnetiche ma non da quelle deboli.
Ad avvallare questa ipotesi contribuirono anche le osservazioni fatte da alcuni esperimenti sui neutrini, di mesoni non ben identificati; questi vennero subito classificati, dopo questa scoperta, come mesoni dotati di numero quantico di Charm diverso da zero.
Questi mesoni vennero chiamati mesoni D.

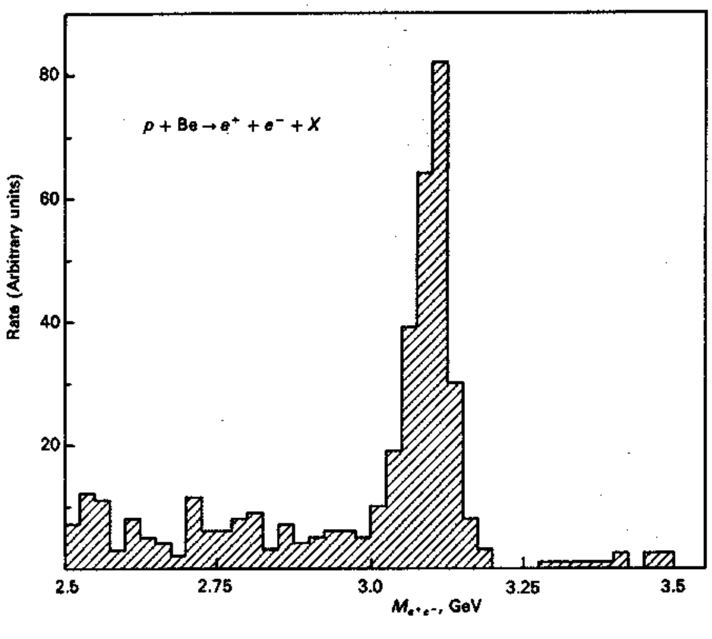

Figura 1.1: L'osservazione della risonanza J/ψ al Brookhaven National Laboratory

1.2.1 I decadimenti della J/ψ e la regola OZI

Osserviamo che per la conservazione dell'energia la J/ψ non poteva decadere in due mesoni D in quanto si aveva: $M_{J/\psi} < 2M_D$ ($M_D \simeq 1.870\, GeV$). Ciò implicava dunque che i decadimenti possibili della suddetta risonanza fossero soppressi dalla "regola OZI".[1]
Tale regola, illustrata in fig.1.2.1, stabilisce che un decadimento implicante delle linee di quark non connesse sarà sfavorito rispetto ad uno che invece non richieda questa condizione.
Un esempio classico è il decadimento del mesone vettoriale ϕ (con buona approssimazione del tipo $s\bar{s}$) che preferisce decadere in due mesoni K ($u\bar{s}$ e $\bar{u}s$), piuttosto che in tre pioni, nonostante quest'ultimo sia favorito dallo spazio delle fasi.
Il piccolo valore della larghezza totale della J/ψ è dunque spiegabile in termini di questa regola: tale risonanza, non potendo decadere nei mesoni charmati D , è costretta a decadere attraverso canali OZI soppressi come $\pi^+\pi^-\pi^0$.

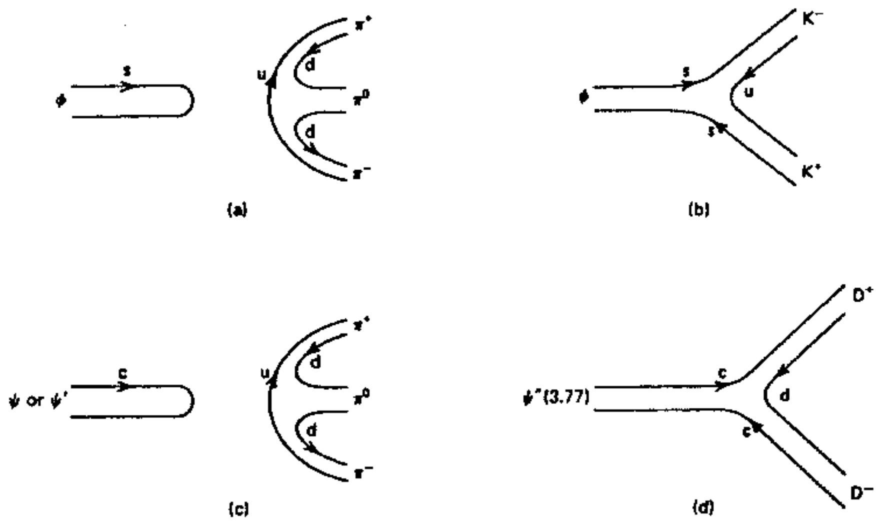

Figura 1.2: Esempi di decadimenti: b,d) OZI favorito; a,c) OZI soppresso a causa delle linee di quarks sconnesse.

1.3 Cenni di cromodinamica quantistica

Prima di passare a descrivere in maniera più dettagliata il *Charmonio* diamo qualche cenno sulla teoria che sta alla base delle interazioni forti: la cromodinamica quantistica o brevemente QCD. Procediamo per analogia con la più familiare QED.

[1]La regola prende il nome dalle iniziali degli scienziati che (separatamente) la proposero: Okubo(1963) Iizuka(1964) Zweig(1966).

La QCD è la teoria formale che descrive le interazioni forti tra quarks in regime relativistico. Secondo questa teoria i quark possono avere sei tipi di cariche, indicate con i colori (di qui il nome della teoria): *rosso, verde, blu,* $\overline{rosso}$, $\overline{verde}$, $\overline{blu}$. Questi colori sono da considerarsi come la più familiare carica elettrica che caratterizza le interazioni elettromagnetiche.
Sempre secondo la QCD, le interazioni sono mediate da 8 bosoni vettoriali chiamati gluoni, a massa nulla, che hanno l'importante caratteristica di avere carica forte diversa da zero; ciò implica che questi gluoni possano interagire tra loro (come succede per i bosoni vettori delle interazioni deboli, ma non per il fotone).

1.3.1 Caratteristiche della QCD

L'ipotesi che le interazioni forti debbano godere di una simmetria $SU(3)$ esatta è stata avanzata per mantenere la validità del principio di Pauli; infatti senza questa ipotesi l'esistenza di particelle come la Ω^- porterebbe ad una violazione di tale principio.
Una caratteristica importante delle interazioni forti è il "confinamento": sperimentalmente non sono mai stati osservati quark liberi. Questa proprietà può essere spiegata, dal punto di vista della QCD, postulando che tutti gli adroni debbano avere carica di colore nulla o equivalentemente, che debbano essere nello stato di singoletto di $SU(3)_c$. L'esistenza di quark liberi violerebbe questa legge e non sarebbe perciò permessa.
Un'ulteriore proprietà è infine la cosiddetta *libertà asintotica*: la costante di accoppiamento forte α_s dipende dal quadriimpulso trasferito tra i quark interagenti. La dipendenza è la seguente [12]:

$$\alpha_s(\frac{k^2}{\mu^2}) = \frac{g^2/4\pi}{1 + b(g^2/4\pi)\log(k^2/\mu^2)} + O(\alpha_s^2)$$

dove μ è un fattore di scala e vale circa $200\,MeV$ mentre $g^2/4\pi = \alpha_s(1) = \alpha_s$ è la costante di accoppiamento per un quadriimpulso trasferito $k = \mu$ e infine $b = \frac{33-2n_f}{12\pi}$, n_f = numero di flavours.
Da questa relazione si nota che all'aumentare di k la costante di accoppiamento diminuisce e dunque, per valori di k molto grandi, cui corrispondono distanze molto piccole, i quarks sono quasi liberi.
Questa è la regione in cui si può utilizzare la teoria delle perturbazioni (QCD perturbativa); a piccoli impulsi invece, essendo $\alpha_s \simeq 1$ ciò non può essere fatto.

Dopo questa digressione sulla QCD torniamo ad occuparci del charmonio.

1.4 Il Charmonio

Con *charmonio* si intende lo stato legato tra il quark charm ed il suo antiquark: $c\bar{c}$. Finora abbiamo incontrato un solo stato di questo tipo la J/ψ. In questo paragrafo verrà descritto lo spettro del charmonio e la importanza che questo riveste per lo studio delle interazioni forti.

1.4.1 Lo spettro energetico del Charmonio

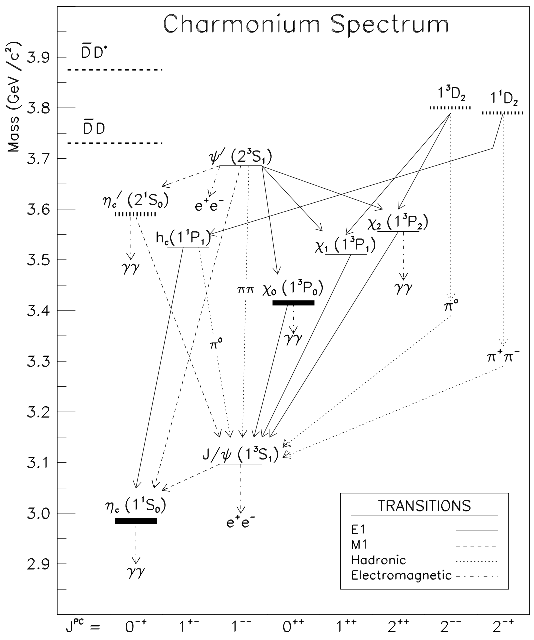

Figura 1.3: Lo spettro energetico del *Charmonio*

Il charmonio può essere considerato l'analogo dell'atomo di idrogeno per le interazioni forti Essendo molto massivo il quark c può essere considerato, con buona approssimazione, non relativistico. Questo implica che il charmonio (e ancora meglio il *bottomonio*, stato legato $b\bar{b}$) possa essere trattato, in prima approssimazione, con la meccanica quantistica non relativistica, ossia tramite teorie di potenziale. Correzioni ai vari ordini in $\frac{v^2}{c^2}$ dovranno poi essere apportate al suddetto potenziale per tenere conto delle interazioni *spin-orbita* e *spin-spin*.

Dividiamo quindi il potenziale in due termini distinti, uno indipendente ed uno dipendente dallo spin, ed analizziamoli separatamente.

1.4.2 Il potenziale indipendente dallo spin

La forma di questo potenziale è parzialmente suggerita dal comportamento delle interazioni forti per piccole e grandi distanze. A piccole distanze, visto che la costante di accoppiamento α_s è piccola , si suppone un comportamento analogo a quello delle interazioni elettromagnetiche, cioè un andamento del tipo[2]

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

questo in termini di QCD significa che l'interazione avviene tramite lo scambio di un singolo gluone, proprio come succede per la QED .
A grandi distanze invece, per giustificare il confinamento dei quarks, si suppone per il potenziale di colore un andamento del tipo

$$V(r) = kr$$

con k parametro che vale circa $0.8\,GeV/fm$.
Il problema ora è "raccordare" questi due andamenti, cioè unirli in un unico potenziale che goda delle suddette proprietà asintotiche.
Il metodo più ragionevole per fare questo è scrivere il potenziale in funzione di due parametri e vedere quali valori riproducono meglio lo spettro energetico misurato sperimentalmente.
I vari modelli di potenziale proposti sono rappresentati in figura 1.3 e, come si può vedere, non differiscono di molto. Riporto, a titolo di esempio, l'espressione analitica per il potenziale di Cornell:

$$V(r) = -\frac{0.48}{r} + \frac{r}{(2.34\,GeV^{-1})^2}$$

1.4.3 Il potenziale dipendente dallo spin

Per il charmonio le correzioni da apportare al potenziale indipendente dallo spin saranno più importanti che non per il *bottomonio*: $(b\bar{b})$ essendo quest'ultimo meno relativistico. L'espressione per questo potenziale è la seguente [10]:

$$\begin{aligned} V_{SD}(r) &= \frac{\bar{L}\cdot\bar{S}}{2m^2}\left(-\frac{dV(r)}{r\,dr} + 4\frac{dV_2(r)}{r\,dr}\right) + \\ &+ \frac{1}{12m^2}(6\,\bar{S}\cdot\bar{r}\,\bar{S}\cdot\bar{r} - 2\bar{S}\cdot\bar{S})\,V_3(r) + \\ &+ \frac{1}{6m^2}(2\bar{S}\cdot\bar{S} - 3)\,V_4(r) \end{aligned}$$

dove L, S sono rispettivamente il momento angolare orbitale e lo spin totale , $V(r)$ è il potenziale indipendente dallo spin, $V_2(r)$, $V_3(r)$, $V_4(r)$ sono tre nuovi potenziali a corto raggio il cui significato sarà chiarito tra breve.
Per interpretare i vari termini consideriamo due fermioni che interagiscono attraverso lo scambio di un bosone vettoriale e di uno scalare (entrambi a massa nulla). Si può vedere

[2] il fattore $\frac{4}{3}$ tiene conto delle possibili combinazioni di colore nell'interazione quark-gluone-quark.

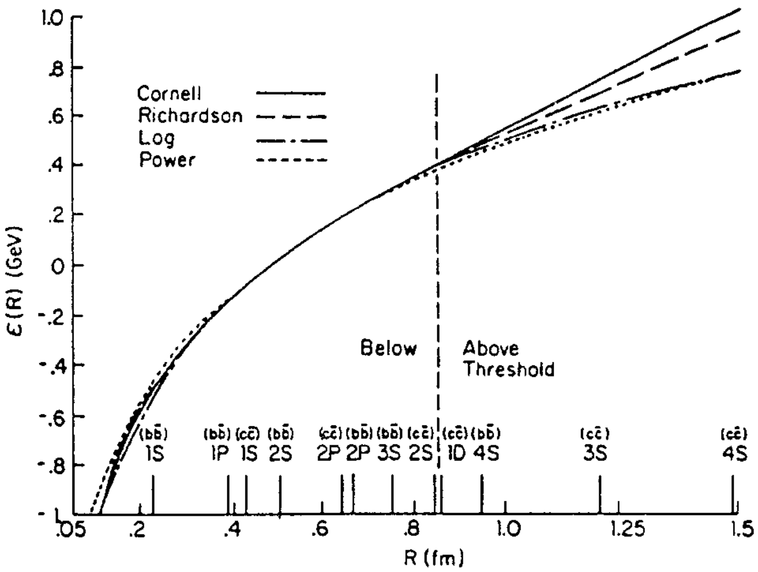

Figura 1.4: Andamenti dei vari modelli di potenziale indipendente dallo spin

[10] che, nel limite statico $\frac{v^2}{c^2} \to 0$, per questo sistema si ottiene un termine dipendente dallo spin del tutto analogo(potenziale di Breit-Fermi):

$$\begin{aligned} V_{SD}(r) &= \frac{\bar{L}\cdot\bar{S}}{2m^2}\left(-\frac{d(v(r)+s(r))}{r\,dr}+4\frac{dv(r)}{r\,dr}\right)+ \\ &+\frac{1}{12m^2}(6\,\bar{S}\cdot\bar{r}\,\bar{S}\cdot\bar{r}-2\bar{S}\cdot\bar{S})\left(\frac{dv(r)}{r\,dr}-\frac{d^2v(r)}{d^2r}\right) \\ &+\frac{1}{6m^2}(2\bar{S}\cdot\bar{S}-3)\,\nabla^2 v(r) \end{aligned}$$

dove $v(r)$ ed $s(r)$ sono rispettivamente i termini vettoriale e scalare nella approssimazione non relativistica. Confrontando le due espressioni possiamo ottenere le seguenti informazioni:

- Il potenziale indipendente dallo spin è dato dalla somma di due termini relativi allo scambio di una particella scalare e di una vettoriale.
- I termini $V_2(r)$, $V_3(r)$, $V_4(r)$ dipendono solo dalle derivate del termine relativo allo scambio del bosone vettore.

Ora, sappiamo dal paragrafo precedente che il potenziale indipendente dallo spin ha un termine a corto raggio $v(r)$, che dunque potrebbe essere associato allo scambio del bosone vettore (come per la QED), mentre il termine a lungo raggio ($s(r)$) sarebbe associato allo scambio di un bosone scalare. Visto poi che gli altri termini ($V_i(r)$) dipendono soltanto da $v(r)$, si suppone che siano a corto raggio (conferme in questa direzione vengono anche

da teorie di reticolo).
Riassumendo, la situazione è la seguente: il potenziale associato allo scambio di una particella scalare, predominante a grandi distanze, è legato al confinamento dei quarks. A breve distanza il potenziale è di tipo Coulombiano ed è il responsabile dello splitting energetico dei livelli, per interazioni di tipo *spin-spin, spin-orbita, tensoriale.*

1.5 Gli esperimenti per lo studio del Charmonio

Dopo avere visto un po' di teoria sul Charmonio, vediamo quali esperimenti hanno contribuito al suo studio.
I metodi per la formazione del Charmonio si possono dividere in due classi:

- tramite annichilazione elettrone-positrone
- produzione per collisione protone-antiprotone

Il primo tipo di produzione ha il vantaggio di avere una sezione d'urto per la produzione di quark pesanti grande (comparabile a quella per quark leggeri) e di avere un rumore di fondo adronico basso. Questo metodo tuttavia permette di produrre direttamente soltanto quegli stati che hanno gli stessi numeri quantici del fotone, come J/ψ e ψ' ; gli altri stati si possono ottenere principalmente per decadimenti radiativi di questi, è dunque molto importante per questi rivelatori avere un'ottima risoluzione per fotoni di bassa energia.
Alcuni esperimenti che hanno utilizzato questo metodo sono: $MARKI$, $MARKII$, $MARKIII$, $CRYSTAL\ BALL$ (tutti a $SLAC$).
Il secondo metodo di produzione, fu proposto per la prima volta nel 1977 [13]. Questo metodo ha il vantaggio di potere formare direttamente tutti gli stati del Charmonio, senza vincoli di numeri quantici, inoltre la precisione della misura può essere notevole in quanto legata alla precisione con la quale si conoscono i parametri del fascio di antiprotoni.
Gli esperimenti che hanno adottato questa tecnica sono: $R704$ al $CERN$ ed $E760$ a Fermilab.

1.6 Risultati sperimentali di E760

Come abbiamo visto l'esperimento $E760$ produce gli stati del Charmonio tramite annichilazione $p\bar{p}$.
Questo esperimento verrà descritto più in dettaglio nel prossimo capitolo; ora riportiamo i risultati da esso ottenuti.

1.6.1 Stati che decadono in coppie e^+e^-

Con questo tipo di decadimento, si sono ottenuti dati relativi agli stati: J/ψ, $\chi_{1,2}$, ψ' ed $^1P_1$.

Gli stati J/ψ**,** $\chi_{1,2}$**,** $\psi^{'}$

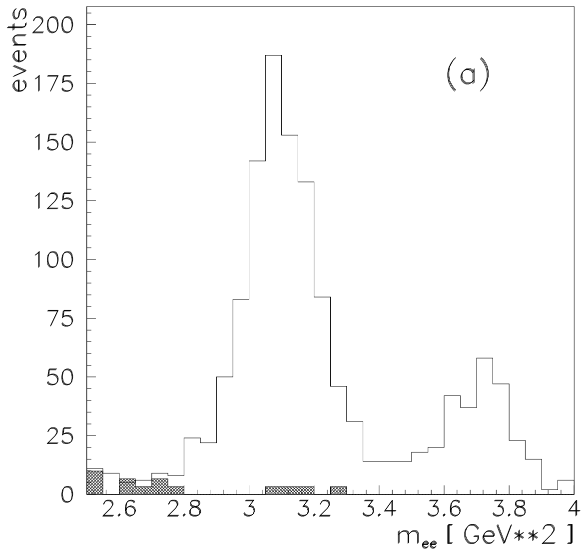

Figura 1.5: Numero di eventi in funzione della massa invariante della coppia e^+e^- all'energia della $\psi^{'}_c$.

Queste risonanze sono state studiate tramite le reazioni:

$$p\bar{p} \to J/\psi \to e^+e^- \tag{1.1}$$
$$p\bar{p} \to \psi^{'} \to e^+e^- \tag{1.2}$$
$$p\bar{p} \to \psi^{'} \to J/\psi + X \to e^+e^- + X \tag{1.3}$$
$$p\bar{p} \to \chi_{1,2} \to J/\psi + \gamma \to e^+e^- + \gamma \tag{1.4}$$

caratterizzate da coppie e^+e^- di elevata massa invariante.
In fig. 1.5 è riportata la curva ottenuta misurando il numero di eventi osservati in funzione della massa invariante della coppia e^+e^- all'energia della $\psi^{'}$. In questa figura il picco più alto è dovuto ad eventi del tipo (1.3) mentre quello più basso proviene da eventi del tipo (1.2). Il fondo, rappresentato dalle zone scure, è molto basso ed è ottenuto analizzando un campione di dati fuori risonanza.
La figura 1.6 mostra invece l'andamento della sezione d'urto per le risonanze χ_1 e χ_2. Da questi andamenti, si sono ottenute le masse e larghezze di tabella 1.1

Risonanza	*Massa (MeV)*	*Larghezza (MeV)*	*B.R. per $p\bar{p}$ ($\times 10^4$)*
χ_1	$3510.53 \pm 0.04 \pm 0.12$	$0.88 \pm 0.11 \pm 0.08$	$0.78 \pm 0.10 \pm 0.11$
χ_2	$3556.15 \pm 0.07 \pm 0.12$	$1.98 \pm 0.17 \pm 0.07$	$0.91 \pm 0.08 \pm 0.14$
J/ψ	$3096.87 \pm 0.03 \pm 0.03$	$0.099 \pm 0.012 \pm 0.006$	$18.2^{+2.6}_{-1.9} \pm 1.6 \pm 0.6$
$\psi^{'}$	$3686.0(input)$	$0.306 \pm 0.036 \pm 0.016$	$2.61^{+0.31}_{-0.27} \pm 0.17 \pm 0.17$

Tabella 1.1: Parametri misurati da $E760$ per alcune risonanze. In questi dati il primo errore è statistico, il secondo è sistematico

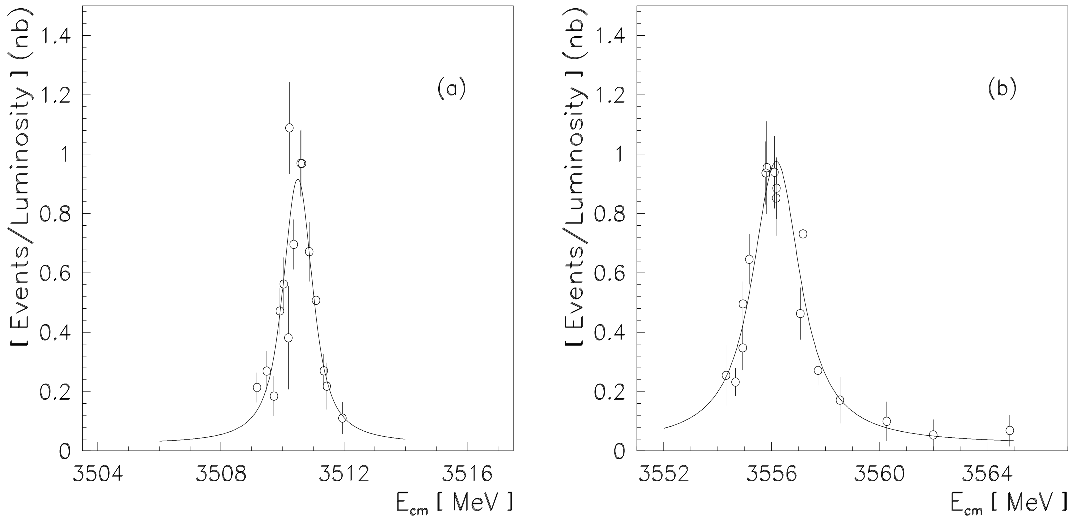

Figura 1.6: Andamento della sezione d'urto in funzione della massa invariante per gli stati χ_1 e χ_2

Lo stato $^1P_1$

La risonanza $^1P_1$ è stata osservata per la prima volta da E760. Essa è stata cercata attraverso i canali:

$$^1P_1 \to \eta_c + \gamma \to \gamma\gamma + \gamma \tag{1.5}$$

$$^1P_1 \to J/\psi + \pi^0 \to e^+e^- + \pi^0 \tag{1.6}$$

$$^1P_1 \to J/\psi + \pi\pi \to e^+e^- + \pi\pi \tag{1.7}$$

Questo stato è importante per studiare la deviazione rispetto l'ipotesi di scambio di un singolo gluone nella parte vettoriale del potenziale di interazione $c\bar{c}$.
La fig. 1.7 a) mostra il numero di eventi osservati per le varie reazioni: la zona a righe incrociate rappresenta gli eventi del tipo $J/\psi+\pi^0$, quella in nero gli eventi $J/\psi+\gamma$ mentre quella a linee verticali gli eventi e^+e^-. In fig. 1.7 b) è poi mostrato il numero di eventi per la reazione (1.6) in funzione della energia nel centro di massa. Non si hanno eventi per le reazioni (1.5) e (1.7).

I valori ottenuti da E760 per la massa e la larghezza della $^1P_1$ sono: $M_{^1P_1} = 3526 \pm 0.15 \pm 0.2$ e $\Gamma_{^1P_1} \leq 1.1\,MeV$.

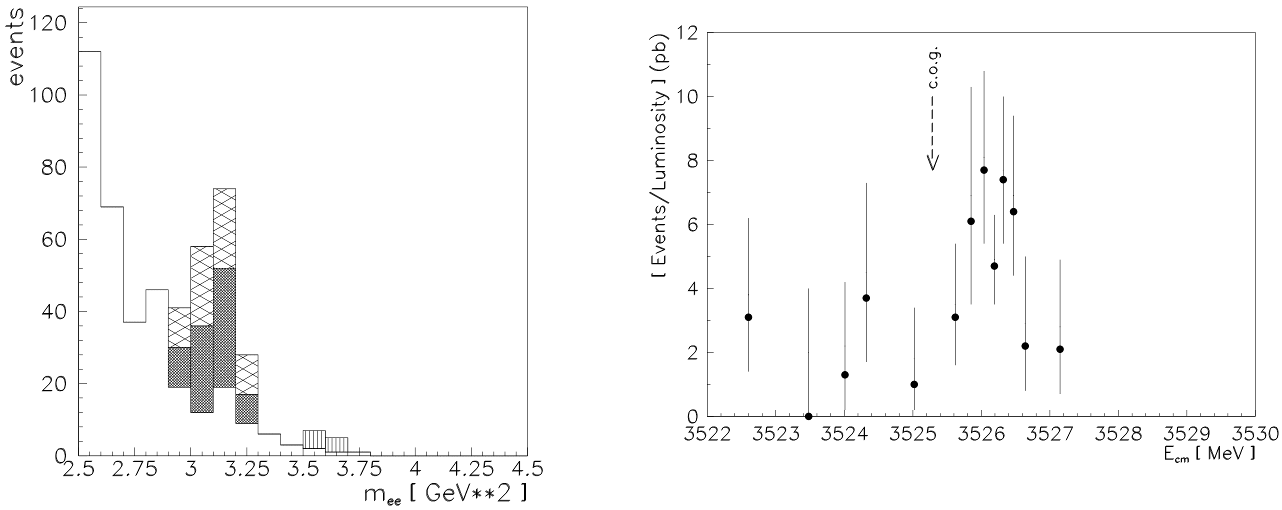

Figura 1.7: a)Numero di eventi in funzione della massa invariante delle coppie e^+e^- all'energia della $^1P_1$; b)Sezione d'urto per la reazione $^1P_1 \rightarrow J/\psi + \pi^0 \rightarrow e^+e^- + \pi^0$ in funzione dell'energia nel centro di massa.

1.6.2 Stati che decadono in $\gamma\gamma$

Gli stati che possono decadere in 2γ sono η_c, $\eta_c^{'}$ e χ_2. Il calorimetro di E760, avendo una buona risoluzione (energetica ed angolare) , è adatto a studiare decadimenti di questo tipo. Tuttavia il fondo molto elevato proveniente dal decadimento dei π^0, e il piccolo valore del rapporto di decadimento $B.R.(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma)$ (dell'ordine di 10^{-4}) fanno si che questo studio sia tutt'altro che agevole. Il valore ottenuto per la larghezza parziale in $\gamma\gamma$ della χ_2 è:

$$\Gamma(\chi_2 \rightarrow \gamma\gamma) \; = \; (321 \pm 78 \, \pm 54)\,eV$$

mentre non è stata trovata evidenza per la risonanza $\eta_c^{'}$.
La scansione all'energia della η_c ha invece fornito il valore

$$\Gamma(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma) \; = \; (6.7^{+2.4}_{-1.7} \pm 2.3) KeV$$

In figura 1.8 è riportata la sezione d'urto per questa reazione in funzione dell'energia nel centro di massa.

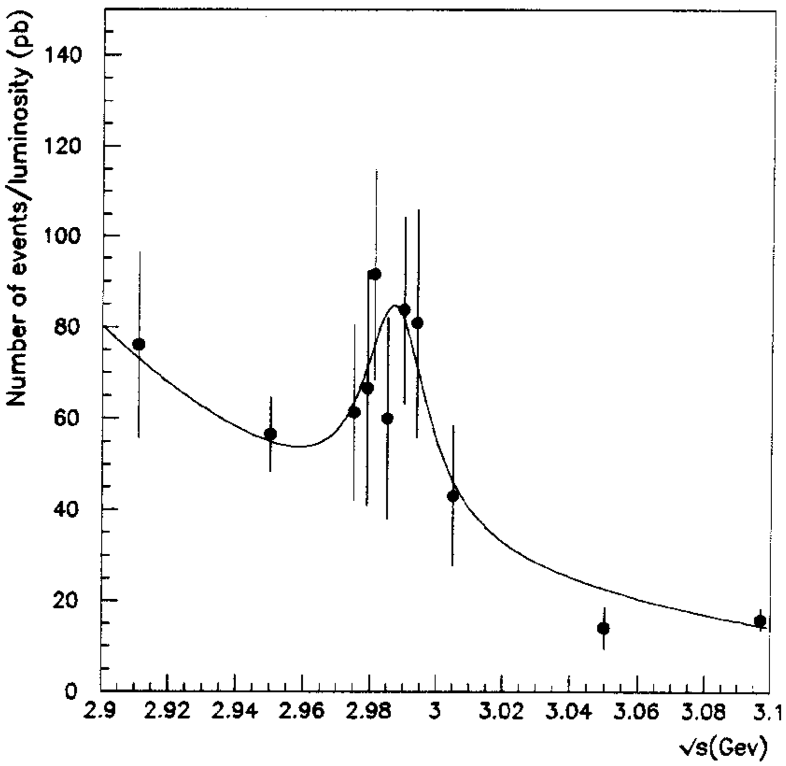

Figura 1.8: Sezione d'urto all'energia della η_c

Capitolo 2

L'esperimento E 835 a Fermilab

2.1 Introduzione

Nel capitolo precedente si è vista l'importanza che riveste lo studio degli stati del *Charmonio* per una migliore comprensione delle interazioni che avvengono tra i componenti elementari della materia: i *Quarks*.
Abbiamo visto anche che, tra i vari esperimenti che hanno studiato il *Charmonio*, un posto di rilievo spetta a $E\,760$, per le molte informazioni ottenute e per la precisione di queste. Durante i cinque mesi di presa dati (in realtà, non molti), $E\,760$ non è comunque riuscito ad esaurire tutto il proprio programma sperimentale.
Così, forti dei risultati ottenuti, si è pensato di continuare gli studi da questo avviati, sia per consolidare i risultati già ottenuti (ad esempio lo studio della $^1P_1$), che per completare il suddetto programma (ad esempio l'osservazione della $\eta_c^{'}$).
Il nome assegnato a questo esperimento per il prossimo periodo di presa dati (che dovrebbe partire a metà '96) è $E\,835$ e rappresenta una versione notevolmente migliorata di $E\,760$.
In questo capitolo verrà descritto in dettaglio l'esperimento: gli obiettivi che si prefigge di raggiungere, l'apparato sperimentale e i miglioramenti rispetto ad $E\,760$.

2.2 Il Tevatron e l'accumulatore di antiprotoni

Prima di passare alla descrizione dell'esperimento, parliamo brevemente dell'acceleratore di particelle su cui opera.
Precisiamo per prima cosa che $E\,835$ non opera sull'anello principale del Fermilab (il *Tevatron*), ma sull'anello di accumulazione di antiprotoni (vedi fig.2.1).
Il *Tevatron* è un collider del tipo $p\,\bar{p}$ a magneti superconduttori, del raggio di $1000\,m$, in grado di raggiungere una energia nel centro di massa pari a $2000\,GeV$.
L'esperimento $E\,835$ si trova invece, come abbiamo detto, sull'Accumulatore di antiprotoni: un anello il cui compito è accumulare gli antiprotoni e trasportarli al *Tevatron*.
Diamo ora una breve descrizione di questa struttura.

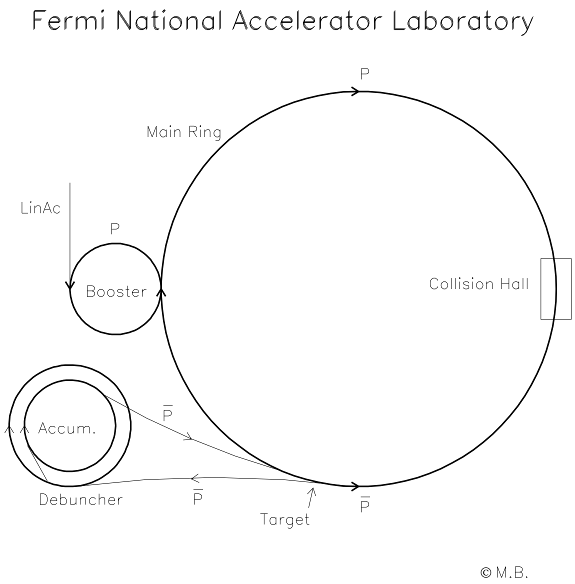

Figura 2.1: Visione generale del Fermi National Accelerator Laboratory

2.2.1 L'accumulatore di antiprotoni

Il compito del sistema di accumulazione di antiprotoni è fornire al *Tevatron* gli antiprotoni che poi verranno accelerati. Esso è formato da due anelli concentrici (vedi fig.2.1 e 2.2): il *Debuncher* e *l'Accumulatore*. Il processo di produzione e accumulazione, si può dividere i tre fasi distinte:

1. Produzione degli antiprotoni
2. Debunching
3. Accumulazione

La produzione degli antiprotoni avviene prelevando periodicamente dal *Main Ring*[1] dei protoni di energia pari a $120\,GeV$ e inviandoli contro un bersaglio di tungsteno.
Siccome i protoni accelerati nel *Main Ring* hanno una struttura a pacchetti (Bunch), anche gli antiprotoni saranno prodotti con la stessa struttura; il compito del Debuncher è disperderli temporalmente e spazialmente tramite radiofrequenza.
Gli antiprotoni così prodotti sono inviati, con un impulso di $8.9\,GeV/c$ all'Accumulatore

[1] Il Main Ring è un anello acceleratore posto nello stesso sito del Tevatron, quindi con le stesse dimensioni, ma non dotato di magneti superconduttori. Questo accumulatore è in grado di raggiungere al massimo una energia nel centro di massa di $120\,GeV$.

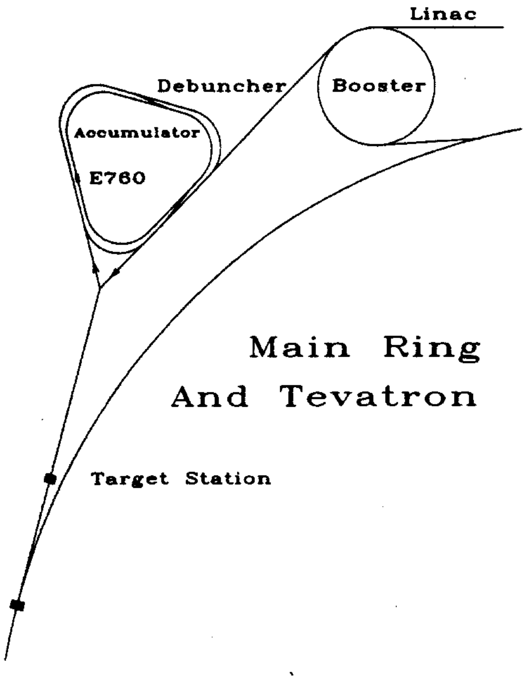

Figura 2.2: Schema dell'anello di accumulazione degli antiprotoni e delle strutture ad esso connesse.

che ha il compito di immagazzinarli fino a raggiungere una intensità di circa $40\,mA$ (per E760).
Durante la permanenza nell'accumulatore, gli antiprotoni vengono raffreddati per effetto del raffredamento stocastico, e la dispersione del loro impulso viene ridotta fino allo 0.02 %.
Vedremo che una dispersione così bassa dell'impulso sarà di grande importanza per una buona misura dei parametri caratteristici delle varie risonanze.

2.3 L'esperimento E760

Come è già stato detto $E\,760$ era un esperimento progettato per studiare la spettroscopia del *Charmonio*.
Lo studio veniva effettuato facendo collidere protone ed antiprotone all'energia (nel centro di massa) della risonanza voluta, e rivelando i loro decadimenti elettromagnetici.
La scelta di studiare i canali elettromagnetici anzichè quelli adronici è quasi obbligata; considerando infatti che la sezione d'urto di formazione degli stati $c\bar{c}$ è minore di $1\,\mu b$, mentre quella complessiva $p\bar{p}$ è circa $70\,mb$ [7] , sarebbe molto difficile distinguere gli eventi di un determinato canale dall'enorme fondo adronico.
In realtà già $E760$ (come avverrà per $E\,835$) studiò per un breve periodo anche un canale adronico: $p\bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ in quanto aveva delle caratteristiche molto particolari, che permettevano di distinguerlo dal fondo.

Di questo canale, essendo il soggetto principale di questo lavoro, si parlerà meglio in seguito, ora invece descriviamo brevemente gli obiettivi e il metodo sperimentale di $E760$.

2.3.1 Gli obiettivi di E 760

Nonostante vi fossero stati altri esperimenti prima di $E\,760$ (vedi cap.1 par.[1.5]), molti dati relativi alle risonanze del tipo $c\bar{c}$ erano noti con errori piuttosto alti (alcuni maggiori del 50%). Altri stati poi, nonostante le previsioni teoriche, non erano ancora stati osservati come, ad esempio, lo stato ${}^1P_1$.
$E\,760$ si prefiggeva di migliorare questa situazione; esso infatti aveva una accettanza geometrica $3 \div 4$ volte più ampia rispetto al primo esperimento che ha usato le annichilazioni $p\bar{p}$ per lo studio del *Charmonio*: $R\,704$ (al $CERN$), utilizzava inoltre un fascio di antiprotoni 5 volte più intenso e la cui risoluzione energetica era $3 \div 4$ volte migliore.
Gli obiettivi che si proponeva di raggiungere erano:

1. Misurare con precisione: massa, larghezza e rapporto di decadimento degli stati J/ψ, ψ', η_c, $\chi_{0,1,2}$
2. Cercare stati mai osservati come ${}^1P_1$, η_c'
3. Misurare le larghezza di decadimento parziale in due fotoni per: η_c, η_c', $\chi_{0,2}$.

Alcune delle reazioni utilizzate per studiare le varie risonanze erano:

- $p\bar{p} \to \eta_c \to \gamma\gamma$
- $p\bar{p} \to J/\psi \to e^+e^-$
- $p\bar{p} \to \psi' \to e^+e^-$
- $p\bar{p} \to \chi_{0,1,2} \to J/\psi + \gamma \to e^+e^- + \gamma$

I suddetti obiettivi sono stati raggiunti solo parzialmente (vedi cap.1 par.[1.6] per i risultati), soprattutto a causa del tempo di presa dati piuttosto limitato; questo ha spinto la collaborazione a continuare gli studi in $E\,835$.

2.3.2 Il metodo sperimentale di $E\,760$

Per ottenere i vari parametri delle risonanze, sono stati misurati le frequenze di eventi di una determinata reazione, in funzione dell'energia nel sistema del centro di massa del fascio.
Le curve ottenute sono la convoluzione di una *Lorentziana* che rappresenta la risonanza e di una *Gaussiana* che rappresenta invece la dispersione energetica del fascio.
Visto che per ottenere i dati della risonanza "nuda" era necessario effettuare la deconvoluzione della curva ottenuta con la distribuzione energetica del fascio di antiprotoni, occorreva conoscere quest'ultima molto bene, in particolare il valore medio e la dispersione in energia del fascio. Tali parametri sono stati misurati in modo molto preciso.

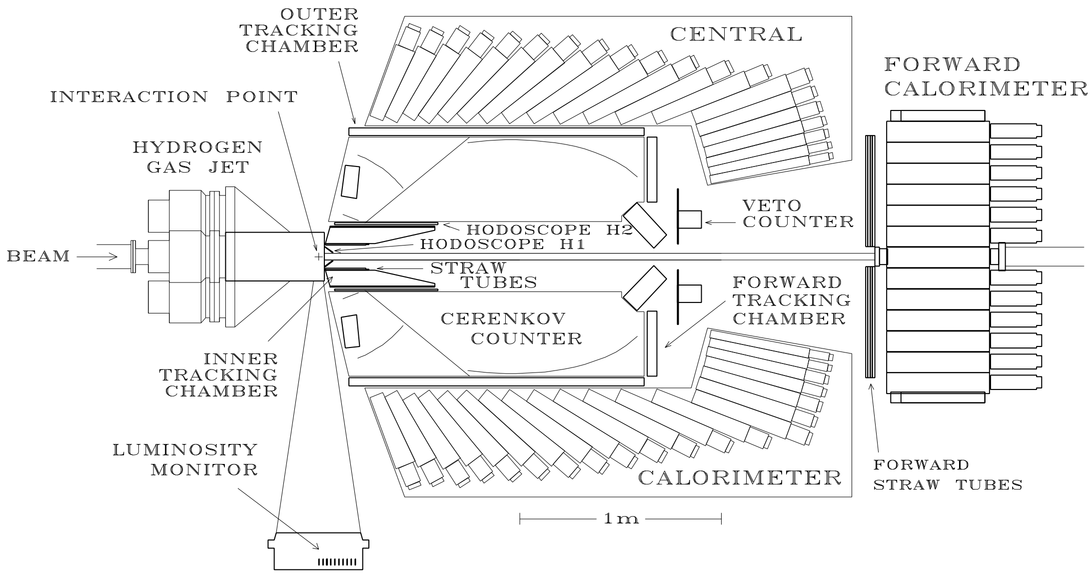

Figura 2.3: L'apparato sperimentale di $E\,760$

In particolare per la misura del valore medio dell'energia occorreva conoscere in maniera molto precisa la frequenza di rivoluzione del fascio e la lunghezza dell'orbita; il primo valore non dava problemi, essendo noto con gran precisione, la lunghezza è stata ottenuta invece, con la notevole precisione di $\pm 0.67\,mm$, calibrando l'energia del fascio a quella della ψ' [5] (quest'ultima nota con incertezza molto piccola).

2.3.3 L'apparato sperimentale di $E\,760$

In questo paragrafo sarà presentata una breve descrizione dell'apparato sperimentale di $E\,760$; una visione più completa verrà data invece nella prossima sezione parlando di $E\,835$.
In figura 2.3 è mostrato l'insieme di tutti i rivelatori che costituivano l'apparato di $E760$: uno spettrometro non magnetico ad elevata risoluzione, a simmetria cilindrica e che copre un angolo polare $2° < \theta < 70°$.
Questo apparato è stato ottimizzato per distinguere gli stati finali e^+e^-, $\gamma\gamma$, $e^+e^-\gamma$ dal notevole fondo adronico.
L'interazione tra antiprotoni del fascio e protoni del bersaglio gassoso avveniva in una regione quasi puntiforme; il bersaglio era costituito da atomi di idrogeno gassoso rarefatto, che garantivano al fascio una vita media di vari giorni e nel contempo una luminosità dell'ordine di $\simeq 10^{31}\ cm^{-2}sec^{-1}$.
L'apparato era costituito essenzialmente da rivelatori di tracce cariche, da un rivelatore Čerenkov, dal calorimetro elettromagnetico centrale, e dal rivelatore in avanti.
Descriviamo il rivelatore di tracce cariche (che in E835 sarà profondamente modificato), mentre rimandiamo la descrizione degli altri rivelatori a quando descriveremo l'apparato

di E835.

Il rivelatore di tracce cariche è la parte più interna dell'apparato; i suoi compiti sono: ricostruire la traiettorie delle particelle cariche e fornire ai trigger le informazioni per la selezione degli eventi.
Esso è formato da:

- Due *odoscopi* ($H1$ ed $H2$), utilizzati soprattutto per la selezione degli eventi. In particolare, $H1$ fornisce il veto per il trigger neutro, $H2$ dà il segnale di temporizzazione (strobe) al trigger carico la coincidenza , $H1 \times H2$ definisce una traccia carica.
- Un sistema di camere a "*straw*", per la ricostruzione delle tracce.
- Due camere multifili a gas: RPC e $MWPC$ anch'esse per la ricostruzione delle tracce.

Siccome in $E\,835$ queste ultime camere non saranno presenti, e quindi non si avrà occasione di riparlarne, vale la pena soffermarsi in una descrizione più dettagliata.

La camera a proiezione radiale RPC

Questa camera a proiezione radiale è costituita da due cilindri concentrici che fungono anche da catodi, sono infatti mantenuti ad un potenziale di $-10\,kV$(quello interno) e $-2\,kV$ (quello esterno). Lateralmente vi sono poi due flange che vengono usate, sia per la chiusura ermetica della camera (che contiene una miscela di Argon ed Etano), che per il fissaggio dei fili conduttori. I conduttori sono suddivisi in due strati: nello strato esterno ci sono 80 fili anodici ($d = 20\mu m$ mantenuti a $0\,V$) per la raccolta del segnale e 80 fili di campo ($d = 100\mu m$ tenuti a $-2.2\,kV$); in quello interno, che divide la regione di deriva da quella di moltiplicazione, ci sono 240 fili di guardia ($d = 100\mu m$, $V = -2.5kV$) il cui compito è ridurre l'effetto della carica spaziale e migliorare di conseguenza la stabilità del guadagno (entro il 5% circa).
Questo dispositivo consente di ottenere le coordinate $(\rho\,,\theta\,,\varphi)$ di una particella carica che lo attraversa tramite la misurazione del tempo di drift e col metodo della divisione di carica.
Un'altra informazione piuttosto importante che fornisce è la *ionizzazione specifica*: dE/dx, che permette di distinguere una singola traccia da due molto vicine non risolte sperimentalmente.

La camera proporzionale multifili MWPC

Questa camera è esterna alla RPC, ed è sostenuta dalla stessa struttura meccanica. Anch'essa è formata da due cilindri (quello più interno comune alla RPC) che svolgono

la funzione di catodi, posti ad una distanza di 1 cm, e al cui interno vi è una miscela di Argon Isobutano e Freon.
Il catodo esterno è diviso in tre settori (ognuno sottende un angolo azimutale di 120°) formati da 100 "strip" conduttrici ortogonali ai 320 fili interni.
Questa camera proporzionale permette di migliorare la precisione con cui si misura la coordinata z (grazie alle strip catodiche) fino a $300\mu m$.

2.4 L'esperimento E835

Passiamo ora alla descrizione dell'esperimento E835 che è stato proposto quale continuazione di E760.
$E\,760$ oltre ad avere fornito degli ottimi dati, è servito anche a mettere in luce i problemi relativi allo studio del *Charmonio.* Grazie all'esperienza acquisita con questo esperimento e con un apparato ulteriormente migliorato, $E\,835$ intende raggiungere alcuni degli obiettivi che $E\,760$ si era prefissato e che non è riuscito a portare a compimento.

2.4.1 Il programma sperimentale di $E\,835$

Diciamo per prima cosa che il metodo sperimentale di $E\,835$ rimane sostanzalmente identico a quello descritto per $E\,760$ (par.[2.3.2]); molte delle reazioni utilizzate da $E\,760$, verranno studiate anche dal nuovo esperimento, altre invece, come i decadimenti in due mesoni ϕ, verranno studiate per la prima volta.
Gli obiettivi principali di $E\,835$ si possono riassumere in alcuni punti :

- Misura dei parametri caratteristici (massa, larghezza, rapporti di decadimento) degli stati η_c, ${}^1P_1$, χ_0.
- Individuazione della risonanza $\eta_c^{'}$
- Ricerca degli stati D, $(J = 2)$ del *Charmonio*

Per raggiungere questi obiettivi con delle buone precisioni ($<\ 30\%$) è necessario aumentare la luminosità integrata[2] di circa un fattore 5; passando cioè dai $30\,pb^{-1}$ della precedente presa dati a circa $160\,pb^{-1}$.
Per riuscire a fare questo, in un periodo di tempo ragionevole (alcuni mesi di presa dati), è necessario aumentare la luminosità istantanea a cui si opera. Ciò può essere fatto agendo sia sul fascio di antiprotoni (aumentando la quantità di antiprotoni accumulati) che sul bersaglio gassoso; ma di questo parleremo in seguito.
Descriviamo ora un po' più in dettaglio alcuni di questi obiettivi, soffermandoci sui problemi che presentano e su come si intendono affrontare.

[2]Con luminosità integrata in un intervallo di tempo [0,T], si intende $\int_0^T L_{ist.}$. Per una luminosità istantanea costante, questa si riduce semplicemente a $L_{ist.}T$; ad esempio, per raggiungere i $160\,pb^{-1}$ previsti eccorrerebbe operare ad una luminosità istantanea costante pari a 2.5×10^{31} per circa due mesi e mezzo.

2.4.2 Studio della η_c

Questa risonanza ($^{2S+1}L_J = {}^1S_0$) era già stata in parte analizzata nel 1991, raccogliendo una quantità di dati corrispondente ad una luminosità integrata di $3.6\,pb^{-1}$.
I risultati ottenuti dall'analisi dei dati sono:

- $M_{\eta_c} = (2988 \pm 3)\,MeV$
- $\Gamma_{TOT} = (23.9^{+12.6}_{-7.1})\,Mev$
- $B.R.(\eta_c \to \gamma\gamma) = (2.80^{+0.67}_{-0.58})$ misurato utilizzando il per $B.R.(\eta_c \to p\bar{p})$ il valore tabulato: $(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$.

Questi dati tuttavia non sono molto soddisfacenti, per la loro scarsa precisione.
Per ottenere il valore di Γ_{TOT} ad una precisione del 25% e il $B.R.(\eta_c \to \gamma\gamma)$ con una precisione del 15% si stima che sia sufficiente una luminosità integrata di $20\,pb^{-1}$.
La misura precisa di quest'ultimo parametro è importante in quanto permetterebbe di ottenere in maniera diretta il valore della costante di accoppiamento forte α_s alla massa della η_c.
$E\,835$ studierà questa risonanza anche attraverso il canale adronico $\eta_c \to \phi\phi \to 4K$ (che fu sondato per un breve periodo da $E\,760$), che è interessante per vari motivi (vedi cap.4).
Si prevede che con una luminosità integrata di $20\,pb^{-1}$, questo canale fornirà una misura al 40% dei parametri della risonanza e una misura al 25% del prodotto dei rapporti di decadimento in $p\bar{p}$ e in $\phi\phi$ [6].

2.4.3 Studio della $^1P_1$

L'osservazione dello stato $^1P_1$ da parte di E760 (mai osservato prima) è stata ottenuta con una luminosità integrata di $16\,pb^{-1}$ e la probabilità che tale segnale sia dovuto ad una fluttuazione del fondo è dello 0.25%.
Il valore ottenuto per la massa è $M_{^1P_1} = (3526.2 \pm 0.15 \pm 0.2)\,MeV$ (dove il primo errore è statistico e il secondo sistematico) , mentre per la larghezza si è potuto solo stimare un limite superiore di $1.1\,MeV$ (90% $C.L$).
In $E\,835$, che è attualmente l'unico esperimento in grado di osservare tale stato, prendendo dati per una luminosità integrata di $75\,pb^{-1}$ e nella ipotesi che la larghezza sia compresa tra $0.6\,MeV$ e $1\,MeV$ si otterrà, per essa, un valore preciso al 30%.
Le reazioni che verranno studiate sono principalmente $^1P_1 \to J/\psi + \pi^0 \to (e^+e^-) + \pi^0$, $^1P_1 \to \eta_c + \gamma \to (\gamma\gamma) + \gamma$, già sondate da $E\,760$ (la seconda senza successo), e il canale adronico $^1P_1 \to \eta_c + \gamma \to \phi\phi + \gamma \to 4K + \gamma$.
Lo studio del canale 3γ presenta molte difficoltà a causa del piccolo rapporto di decadimento e dell'elevato fondo proveniente dal decadimento dei π^0.
Si capisce quindi l'importanza di trovare anche altri canali che permettano di studiare questa risonanza. In particolare, il canale $^1P_1 \to \eta_c + \gamma \to \phi\phi + \gamma \to 4K + \gamma$ potrebbe essere molto interessante, grazie ad una segnatura molto particolare degli eventi e per l'assenza

di un *continuo*[3] molto fastidioso. Più precisamente, si stima [2] per questa reazione una sezione d'urto di $7.6\,pb$ contro un fondo di $17.6\,pb$.

2.4.4 Misura dei parametri della χ_0

Lo studio di questa risonanza ($^3P_0$) completerebbe il programma iniziato da $E\,760$, riguardante il tripletto di stati in onda p: χ_0, χ_1, χ_2.
Il valore della massa è noto con precisione da altri esperimenti: $M_{\chi_0} = (3415.1 \pm 1)\,MeV$, per ottenere una misura precisa al 30% della larghezza totale, supponendo che il rapporto di decadimento in $p\bar{p}$ sia prossimo a quello per le $\chi_{1,2}$, occorre una luminosità integrata di circa $20\,pb^{-1}$.
Questo stato verrà analizzato attraverso i decadimenti: $\chi_0 \to J/\psi + \gamma$ e $\chi_0 \to \gamma\gamma$ e dovrebbe fornire anche una misura precisa (15%) del rapporto

$$\frac{B.R.(\chi_0 \to \gamma\gamma)}{B.R(\chi_0 \to J/\psi + \gamma)}$$

2.4.5 L'individuazione della $\eta_c^{'}$

Attualmente l'unica evidenza sperimentale per questa risonanza proviene dall'esperimento $SPEAR$ a Stanford, che però fornisce dati che non sono molto in accordo con i valori previsti dalla teoria.
Anche $E\,760$ ha sondato per un breve periodo (a causa della mancanza di tempo) la regione sopra i $3.5\,GeV$, senza però ottenere evidenze per questa risonanza.
È quindi importante per $E\,835$ riuscire ad individuare e studiare questo stato. Non essendo noto con precisione il valore della massa, $E\,835$ sonderà la regione compresa tra 3585 e 3646 MeV, a passi di $2.5\,MeV$, dedicando ad ogni valore una luminosità integrata pari a $1.5\,pb^{-1}$.
I canali attraverso i quali si può osservare la $\eta_c^{'}$ sono principalmente $\eta_c^{'} \to \gamma\gamma$ e $\eta_c^{'} \to \phi\phi \to 4K$; per la prima reazione si stima una sezione d'urto di circa $47\,pb$ che si riduce a circa $13\,pb$ a causa di un fattore $efficienza \times accettanza$ pari a 0.71×0.4 [6] , con un fondo misurato da $E\,760$ di circa $11\,pb$.
Non ci sono previsioni per la sezione d'urto della seconda reazione in quanto non si conosce il rapporto di decadimento in $\phi\phi$.
Per quanto riguarda le luminosità, si pensa che lo "scan" richieda circa $35\,pb^{-1}$ ma, una volta trovata la risonanza, bastino $10\,pb^{-1}$ per ottenere la larghezza totale con un 20% di errore e i rapporti di decadimento precisi al 15%.

Dopo avere esaminato quali sono gli obiettivi dell'esperimento, vediamo gli "strumenti" con i quali si cercherà di raggiungerli.

[3] Si indica con continuo un fondo che produce la stesse particelle nello stato finale, ma senza passare attraverso la risonanza

2.5 L'apparato sperimentale di E835

L'apparato sperimentale di $E\,835$ si presenta, a prima vista, come quello di $E\,760$; quindi si può fare riferimento, in prima approssimazione, alla figura 2.3 .
In realtà questo apparato ha subito delle modifiche piuttosto importanti, riguardanti in particolare il sistema di tracciamento e selezione degli eventi, ma anche il sistema di acquisizione dati che dovrà essere più veloce e potente, per far fronte al previsto aumento di luminosità istantanea.
In questa sezione verrà descritto l'apparato dopo le varie modifiche.

2.5.1 Il bersaglio di idrogeno gassoso

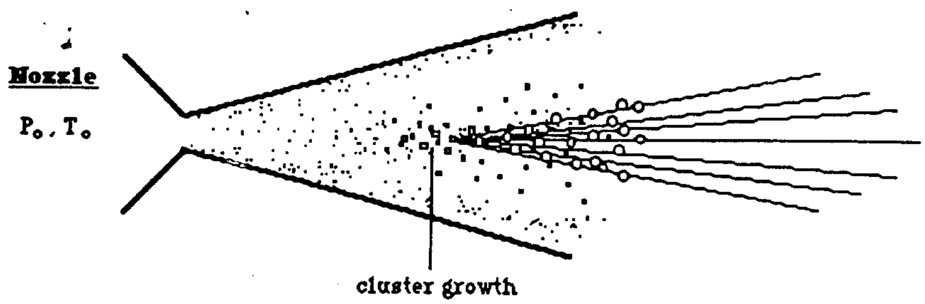

Figura 2.4: Schema del funzionamento del bersaglio ad idrogeno gassoso

Il bersaglio è costituito da un getto di idrogeno gassoso, che attraversa ortogonalmente il fascio di antiprotoni.
Questo getto deve essere abbastanza rarefatto da poter garantire al fascio una vita media sufficientemente lunga e, nel contempo, abbastanza denso da fornire un frequenza di interazione alta.
Le suddette caratteristiche si ottengono con il dispositivo schematizzato in fig.2.4 di cui descriviamo ora il funzionamento.
L'idrogeno gassoso viene dapprima raffreddato ad una temperatura di $20 \div 25\ K$ e compresso ad una pressione dell'ordine della decina di bar, poi viene fatto espandere nella zona di interazione, in modo da ottenere una densità di circa $2 \times 10^{14}\ molecole/cm^2$.
Durante l'espansione si formano, nella zona centrale del getto, degli aggregati di $\simeq\ 10^6$ atomi; sono questi aggregati i principali punti di interazione del bersaglio.

2.5.2 Il monitor di luminosità

Questo dispositivo serve a misurare la luminosità, istantanea e integrata , durante la presa dati. Esso utilizza la diffusione elastica protone-antiprotone, misurando i protoni diffusi elasticamente ad un angolo prossimo a $90°$.
I risultati che fornisce hanno una precisione del 4% circa.

2.5.3 Il rivelatore di tracce cariche

Questa parte dell'apparato è quella che ha subito le maggiori variazioni rispetto $E760$. Anzitutto, come è già stato detto, sono state sostituite le camere a fili (RPC e $MWPC$), con un più moderno *rivelatore a fibre scintillanti* ; vi sono poi in più: un rivelatore a semiconduttore ed un odoscopio ($H2^{'}$), nonchè un secondo strato di camere a straw.

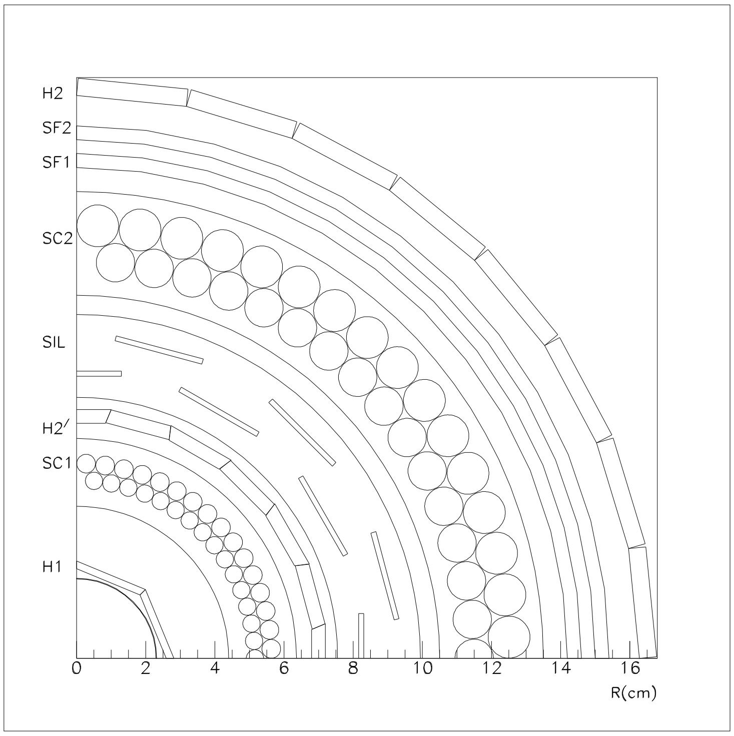

Figura 2.5: Vista assiale dei rivelatori che formano il rivelatore di tracce cariche

Gli odoscopi $H1$, $H2$, $H2^{'}$

Questi tre rivelatori sono costituiti da una serie di scintillatori plastici, ognuno dei quali è un lato di un poligono regolare (vedi fig.2.5).
Il numero di scintillatori per odoscopio, la copertura angolare[4], ed altri dati geometrici sono riportati in tabella 2.1.
Questi rivelatori sono utilizzati dal sistema di selezione degli eventi, più precisamente dal trigger di I° livello per particelle cariche.
La coincidenza tra uno scintillatore di $H1$ e uno dei quattro corrispondenti di $H2$ (vedi fig.2.5) definisce la "traccia carica"[5] che può essere adronica o leptonica a seconda della

[4]per l'angolo θ, visto che quella in φ è di 360°

[5]In realtà, visto che la zona di interazione non è puntiforme, per aumentare l' efficienza ai bordi si allarga la corrispondenza anche ai due scintillatori $H2$ confinanti

risposta del Čerenkov.
Gli odoscopi $H1$ ed $H2^{'}$ (in coincidenza) forniscono poi il “veto” al trigger neutro; cioè, se loro rivelano qualche segnale, il trigger neutro non deve partire.
Gli odoscopi $H2$ ed $H2^{'}$ permettono infine la distinzione tra una singola traccia e due tracce molto chiuse, attraverso la misura di dE/dx.

Odoscopio	*Numero di elementi*	θ_{min} ($^\circ$)	θ_{max} ($^\circ$)	*Spessore* (mm)
H_1	8	9	65	2
$H_2^{'}$	24	9	65	4
H_2	32	15	65	4

Tabella 2.1: Alcuni parametri geometrici per i tre odoscopi H_1, $H_2^{'}$, ed H_2

Le camere a straw

Questo rivelatore appartiene, assieme al rivelatore al silicio e al rivelatore a fibre, al cosiddetto *sistema di tracciamento*: un apparato che permette di ricostruire le tracce delle particelle cariche.
Il rivelatore è diviso in due parti: una interna ed una esterna (vedi fig.2.5). Ogni parte è formata da due strati di 64 camere a deriva tubiformi (assomiglianti appunto a delle cannucce), che permettono di ottenere la coordinata φ attraverso la misura del tempo di drift (conoscendo ovviamente la camera colpita).
La copertura angolare è $15^\circ < \theta < 60^\circ$ per lo strato interno e $15^\circ < \theta < 65^\circ$ per quello esterno.

Il rivelatore al silicio

Questo rivelatore è strutturalmente simile ad un odoscopio (in particolare simile ad $H2^{'}$); è infatti formato da 24 settori, posti a diverse distanze dal centro, ognuno dei quali contiene 192 lamine sottili di silicio (vedi fig.2.5).
Il rivelatore è in grado di fornire informazioni sulle coordinate θ e φ copre un angolo polare $15^\circ < \theta < 65^\circ$.
Le informazioni sulle coordinate, provenienti da questo rivelatore sarebbero molto utili per la selezione degli eventi, purtroppo il tempo richiesto per la acquisizione dei dati è dell'ordine di vari μsec, quindi troppo lungo per il trigger di primo livello.

Il rivelatore a fibre scintillanti

Il rivelatore a fibre è composto da due gruppi di 428 fibre, avvolte su due supporti cilindrici di plexiglas (vedi fig.2.5 e 2.6) del diametro di $144.0\,mm$ e $150.6\,mm$.
La distanza tra due fibre consecutive (“pitch”) è di $1.10\,mm$ per le fibre interne e $1.15\,mm$

per quelle esterne (questi dati sono il risultato di uno studio effettuato per ottimizzare l'efficienza di rivelazione dell'apparato). L'angolo polare coperto è quello comune a molti altri rivelatori : $15^\circ < \theta < 65^\circ$.
Questo rivelatore fornirà una misura molto precisa della coordinata θ e, essendo molto veloce, questa informazione potrà essere utilizzata dal trigger di primo livello per la selezione degli eventi. Caratteristica questa di cui non godevano le precedenti camere a fili. Soffermiamoci un attimo nella descrizione di alcune parti del rivelatore, che verrà realizzato dalla Sezione *I.N.F.N.* di Ferrara.

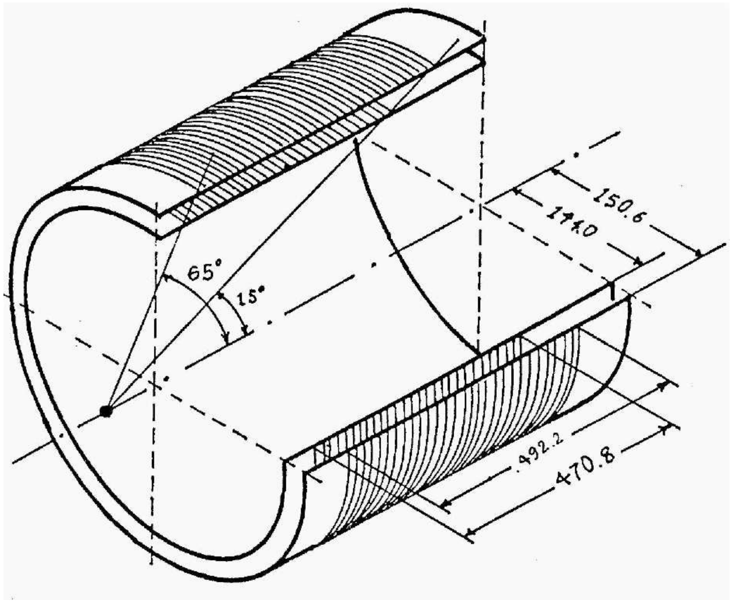

Figura 2.6: Il rivelatore a fibre scintillanti

<u>*Le fibre scintillanti*</u>

Le fibre sono formate da una parte scintillante centrale del diametro di $0.740\,mm$ rivestita da alcuni strati di materiale plastico a diverso indice di rifrazione, il cui compito è aumentare la trasmissione della luce (per riflessione totale) e il cui spessore vale circa $50\mu m$.
Lo spettro di emissione di queste fibre ha un massimo a $\lambda = 530\,nm$, la lunghezza di attenuazione è circa $5.5\,m$ mentre l'efficienza di trasmissione vale $\varepsilon = 5.35\,\%$. Si può ottenere un aumento del $20\,\%$ della quantità di luce raccolta, alluminizzando una estremità della fibra.
Queste fibre sono attaccate a delle *fibre chiare* delle stesse dimensioni di quelle scintillanti il cui compito è trasmettere la luce fino ai fotorivelatori: i *VLPC*.

<u>*I VLPC*</u>

I $VLPC$ (Visible Light Photon Counter) sono dei fotorivelatori a semiconduttore (silicio drogato con arsenico) ad elevata efficienza quantica (maggiore del 60%), e ad elevato guadagno ($>$ 10000). Il loro compito è trasformare in un segnale elettrico le piccole quantità di luce provenienti dalle fibre (dell'ordine di una decina di fotoni).
I $VLPC$ sono particolarmente adatti a questo compito, grazie agli elevati valori di efficienza quantica e guadagno ed alla loro compattezza (dato l'elevato numero di fibre da leggere). La fig 2.7 mostra la struttura interna di questi dispositivi.
I fotoni emessi dalle fibre producono alcune coppie elettrone-lacuna nel primo strato di silicio intrinseco; queste vengono moltiplicate per effetto valanga nella regione di guadagno e raccolte attraverso uno strato metallico.

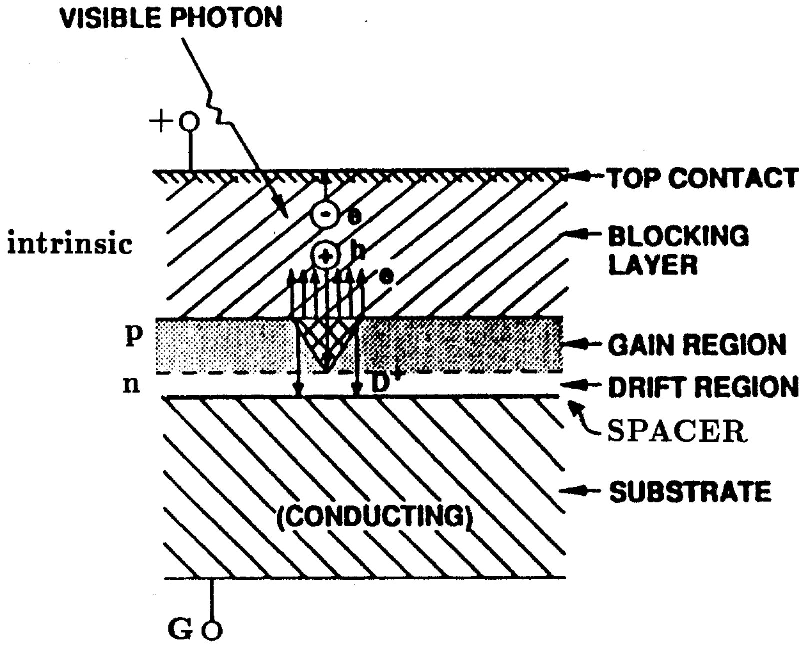

Figura 2.7: Struttura interna dei $VLPC$

Uno dei problemi di questi dispositivi è che, per un corretto funzionamento, devono essere mantenuti ad una temperatura di circa $6.5\,K$; questo avviene ponendo i $VLPC$ in un criostato ad elio liquido (vedi fig. 2.8).

<u>*Il prototipo del rivelatore a fibre*</u>

Nel 1994 è stato realizzato e testato un prototipo di rivelatore a fibre scintillanti, per analizzare preliminarmente le problematiche relative allo sviluppo del rivelatore finale.

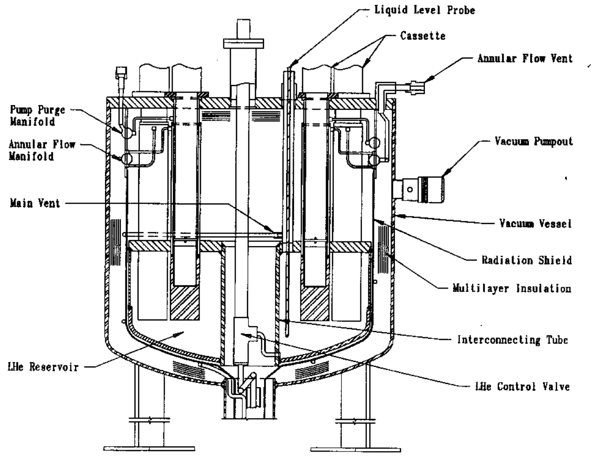

Figura 2.8: Vista laterale (spaccato) del criostato per il raffreddamento dei $VLPC$ fino a $6.5\ ^\circ K$

Tale prototipo era costituito da due cilindri coassiali su cui sono state avvolte 104 fibre (48 nel cilindro esterno e 56 in quello interno); di queste fibre 46 erano alluminizzate all'estremità non letta, così da potere confrontare le prestazioni con le fibre non alluminizzate.
La luce prodotta dalle fibre era inviata, tramite le fibre chiare, ai $VLPC$ contenuti in un criostato appositamente costruito.
Il test, durato sei mesi, è stato eseguito utilizzando come "sorgente" i raggi cosmici e aveva come finalità principali la determinazione del numero medio di fotoelettroni prodotti, lo studio della stabilità nel tempo del segnale, dell'omogeneità di risposta, e dell'efficienza del rivelatore.
I valori forniti da questo prototipo sono stati soddisfacenti ed hanno incoraggiato la costruzione del rivelatore finale.

2.5.4 Il rivelatore ad effetto Čerenkov

Questo rivelatore serve a distinguere per effetto Čerenkov gli elettroni dagli adroni carichi, soprattutto pioni. Esso è diviso in 8 settori azimutali, ognuno dei quali è realizzato come in fig.2.9, e copre un angolo polare $15^\circ < \theta < 65^\circ$.
Come si può vedere in figura, ogni settore del rivelatore è suddiviso in due camere (in quanto la velocità delle particelle dipende dall'angolo θ) contenenti gas a diversi indici di rifrazione: Freon e CO_2. Queste due camere contengono due specchi, rispettivamente sferico ed ellittico, il cui compito è focalizzare la luce emessa dalle particelle su di un fotomoltiplicatore.

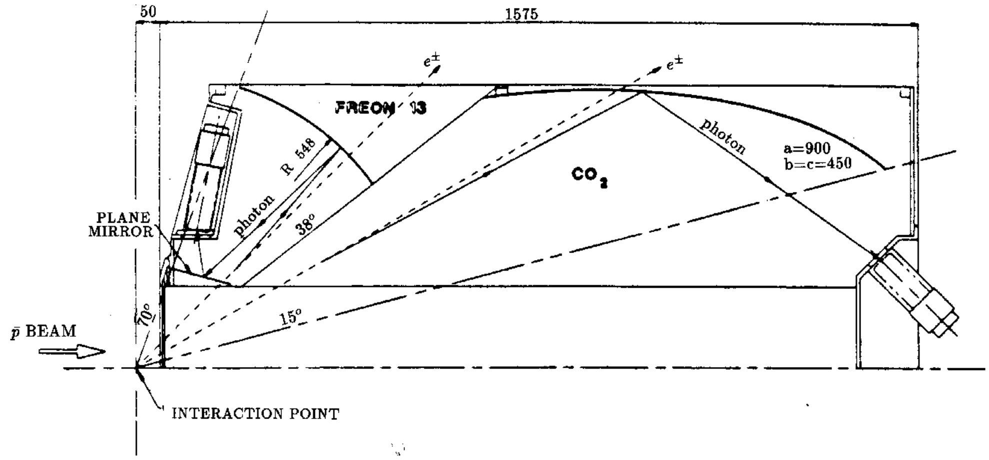

Figura 2.9: Schematizzazione di uno dei settori che formano il rivelatore ad effetto Čerenkov

2.5.5 Il calorimetro centrale

Il calorimetro elettromagnetico centrale è il rivelatore più esterno dell'apparato di $E\,835$, copre l'intero angolo azimutale φ ed un angolo polare θ che va da 10.6° a 70.0°. Il materiale attivo che utilizza è vetro al piombo (tipo Schott F2) che è stato altamente segmentato (vedi fig.2.10); è infatti suddiviso in 64 fette ("wedge") in φ e in 20 "anelli" in θ, per un totale di 1280 blocchi, ognuno dei quali è collegato ad un fotomoltiplicatore. Il segnale proveniente dal fototubo è poi inviato a un ADC a 11 bits.
L'elevata segmentazione del calorimetro e l'elevata efficienza per fotoni di bassa energia permettono di distinguere gli eventi buoni caratterizzati dalla presenza di 2 o 3 *"cluster"* di energia, a seconda della reazione studiata, dal fondo, formato principalmente da eventi del tipo $p\bar{p} \to \pi^0\pi^0$ e $p\bar{p} \to \pi^0\gamma$.
Queste reazioni infatti, possono simulare eventi a 2 o 3 fotoni sia nel caso di decadimento simmetrico del π^0 (con i γ emessi molto chiusi tra di loro), sia nel caso di decadimento asimmetrico (quando uno dei due γ viene prodotto fuori dall'accettanza dell'apparato).
La risoluzione spaziale e quella in energia di questo rivelatore valgono:

$$\Delta\theta = 6\,mrad \qquad \Delta\varphi = 8\,mrad \qquad \frac{\Delta E}{E} = \frac{6\%}{\sqrt{E\,(Gev)}}$$

Uno dei problemi maggiori che il calorimetro deve affrontare riguarda il cosiddetto *pile up*, cioè la parziale sovrapposizione tra eventi consecutivi. Infatti gli ADC, per acquisire i segnali dal calorimetro, devono avere un "gate" di $150\,nsec$; se durante questo intervallo di tempo (piuttosto lungo) viene registrato un altro evento, a quest'ultimo andrà a sovrapporsi anche la coda del precedente causando una misura inesatta.
In $E\,760$ questo effetto era dell'ordine del 10% e lo si risolveva attraverso una doppia lettura di ogni evento. Il segnale da analizzare era infatti inviato ad un primo *ADC* e,

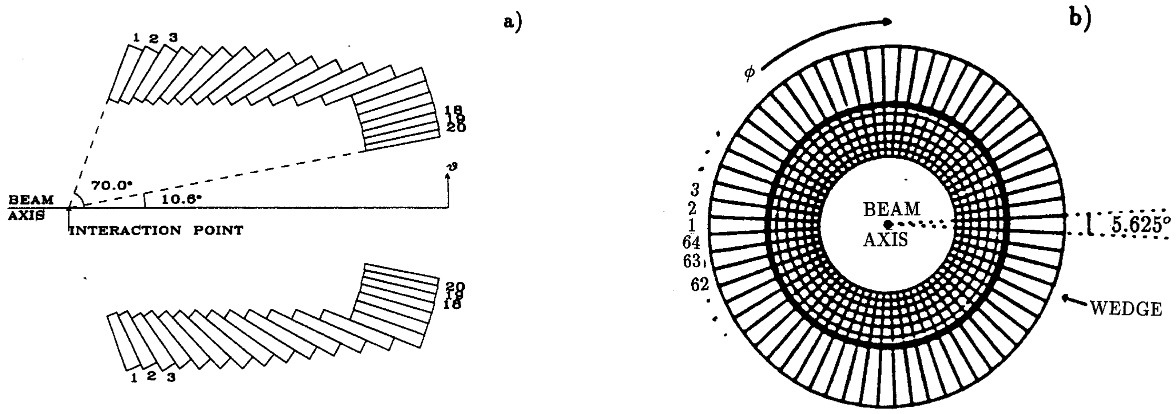

Figura 2.10: Segmentazione in θ e ϕ del calorimetro centrale

dopo essere stato ritardato di $100\,nsec$, ad un secondo. Dal confronto tra le due letture si riusciva a capire se c'era o meno del *pile up*.
Per $E\,835$ questo problema sarà ancora più serio a causa del previsto aumento di luminosità (e dunque della frequenza di eventi) e si pensa di risolverlo utilizzando la tecnica appena descritta, ma con dei convertitori più veloci ($FLASH\ \ ADC$).

2.5.6 Il rivelatore in avanti

Tale rivelatore è costituito da un gruppo di scintillatori (FCH) e dal calorimetro elettromagnetico in avanti ($FCAL$). Il loro compito è quello di completare la copertura angolare nella regione a piccoli angoli. Il calorimetro in avanti è formato da 144 blocchi disposti in un quadrato di 13 blocchi per lato con alcuni blocchi mancanti nei vertici. Ogni blocco è formato poi da 148 strati di materiale scintillante e piombo, alternati.
La copertura angolare di questo calorimetro va da $2°$ a $12°$, la risoluzione energetica vale

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{11\%}{\sqrt{E\,(GeV)}}$$

mentre la risoluzione spaziale è circa $2\,cm$.

Capitolo 3

Il trigger e il sistema di acquisizione dati di E835

3.1 Introduzione

Nel precedente capitolo è stato descritto l'apparato di $E\,835$ inteso come insieme di tutti i vari rivelatori.
Di non minore importanza è il sistema elettronico che governa, raccoglie e gestisce le informazioni provenienti dai vari rivelatori.
Questo è formato principalmente dal sistema di selezione degli eventi, anche detto *comando elettronico* o $TRIGGER$, e dal sistema di acquisizione dei dati.
Il compito del trigger è effettuare una prima selezione degli eventi, in base a dei criteri di natura cinematico-topologica, in modo da ridurre il numero degli eventi che dovranno successivamente essere registrati dal sistema di acquisizione.
In questo capitolo verrà data una descrizione di questi apparati e del loro funzionamento.
Il trigger dedicato alla selezione degli eventi con quattro particelle cariche è ampiamente descritto nel cap.5, per cui non verrà trattato in questa sede.

3.2 Il trigger di E835

Il comando elettronico di $E\,835$ è strutturato su due livelli:

Il trigger di I° livello Questo trigger esegue una prima veloce selezione degli eventi, basandosi sulle informazioni fornitegli dagli odoscopi, dal Čerenkov, dal rivelatore a fibre e dal calorimetro centrale. Il tempo di "decisione" di questo trigger è vale circa $100\,nsec$.
Il trigger di primo livello è suddiviso a sua volta in due catene logiche distinte:

- Il trigger carico, che seleziona gli eventi con particelle cariche nello stato finale (ad esempio e^+e^-, $K^+K^-K^+K^-$ etc ...)

- Il trigger neutro, che invece distingue quegli eventi che generano stati finali neutri quali: 2γ, 3γ o, in generale, molti γ.

I segnali di questi due logiche vengono poi combinati da due MLU[1] chiamate: C_MLU ed M_MLU, che vanno a formare i segnali di comando, relativi alle varie reazioni, per il sistema di acquisizione dati.

Il trigger di II° livello Questo trigger è costituito da un sistema di microprocessori che, oltre a gestire la acquisizione, esegue sui dati una preanalisi. Questa parte verrà discussa al par [3.3].

Passiamo ora invece ad una descrizione più dettagliata del trigger di I^0 livello.

3.2.1 Il trigger carico

Cominciamo a descrivere questo trigger partendo dalle singole logiche che lo costituiscono. Lo schema elettrico globale di questo trigger è riportato in fig. 3.1 (in fondo al capitolo); come si può vedere, a questo livello, lo schema è piuttosto complesso. Si possono comunque notare vari stadi, che andremo ora a descrivere.

Lo stadio di discriminazione

Un primo stadio è costituito dai discriminatori, $Mod.LeCroy$ 4413 a 16 canali, che trasformano i segnali analogici provenienti dai vari rivelatori: $H1$, $H2$, $H2'$, Čerenkov, in segnali formato ECL[2] per essere poi inviati a tutti i successivi stadi di selezione ed acquisizione.
Il numero complessivo di questi discriminatori è 6: uno per $H1$, uno per il čerenkov, due per $H2'$ e due per $H2$.
Questi discriminatori sono dotati anche di una uscita analogica che esegue l'OR degli ingressi; il cui valore in tensione è proporzionale al numero di segnali presenti (e quindi al numero di scintillatori colpiti). Anche questa uscita , molto utile, verrà utilizzata dalle successive logiche.

Le logiche del trigger carico

Sucessivo allo stadio di discriminazione è lo stadio di costruzione delle varie logiche, utilizzate per la selezione degli eventi carichi.
Ci sono, più precisamente, tre catene elettroniche , corrispondenti alle logiche di selezione:

- Topologia
- Coplanarità

[1] Questa sigla sta per *Memory Look Up* , è un dispositivo dotato di 16 ingressi e 4 uscite; ognuna di queste 4 uscite può essere una qualsiasi combinazione logica degli ingressi.

[2] *Emitter-Coupled-Logic*, standard elettronico per la trasmissione dei segnali, caratterizzato da un'elevata velocità di commutazione e i cui livelli logici sono: -0.9 (logico 1), -1.75 (logico 0)

- Molteplicità

Diamone una breve descrizione.

Topologia

Con topologia di una reazione si intende l'insieme delle caratteristiche non cinematiche che la distinguono; ad esempio, il numero di particelle nello stato finale, il tipo di particelle, o la carica di queste, sono caratteristiche topologiche.
Questa logica esegue una selezione degli eventi basandosi sul tipo di particella e sul numero di tracce rivelate.
Più precisamente, è in grado di stabilire se il rivelatore è stato attraversato da una o da due particelle e se queste erano elettroni o adroni (soprattutto pioni).
Il funzionamento è il seguente: un primo stadio di "costruzione delle tracce", costituito da 4 moduli *LeCroy Mod.2365*, effettua la coincidenza tra ogni scintillatore di $H1$ e l'OR dei 6 scintillatori di $H2$ corrispondenti (vedi nota 5 del cap.2). Gli 8 segnali risultanti vengono poi inviati ad una prima *Unità Logica Programmabile, Mod. LeCroy 4508*, che effettua la coincidenza con i rispettivi segnali provenienti dal čerenkov; a seconda che ci sia o meno coincidenza, le tracce vengono classificate come elettroni o adroni.
Il segnale risultante è poi l'ingresso di una seconda PLU 4508 per le condizioni una traccia, due o più tracce, sia per elettroni che per adroni.
In totale questa logica occupa i quattro ingressi (1, 2, 6, 7) della C_MLU.

Coplanarità

Questa seconda logica effettua la propria selezione utilizzando la caratteristica coplanarità delle particelle finali per i decadimenti a due corpi. La condizione è molto utile per reazioni come $p\bar{p} \to J/\psi \to e^+e^-$, mentre può essere rilasciata a vari livelli per reazioni non a due corpi come $p\bar{p} \to J/\psi + X \to e^+e^- + X$ (J/ψ inclusiva).
In pratica la selezione si effettua richiedendo la coincidenza tra uno scintillatore di $H2$ e uno dei tre (o cinque) a lui opposti in φ.
L'implementazione elettronica di questa logica avviene attraverso 5 moduli *Mod.2365* (vedi sopra) e 2 *Unità Logiche Mod. LeCroy 4516*; i primi cinque moduli eseguono i 17 OR di tre o cinque scintillatori, mentre le due Unità Logiche effettuano le coincidenze con gli scintillatori a loro opposti.
Questa logica occupa, nella C_MLU un solo ingresso: l'8.

Molteplicità

Anche questa logica basa la propria selezione su una caratteristica topologica : il numero di particelle nello stato finale.
Con molteplicità si intende infatti il numero scintillatori colpiti per un dato rivelatore. Se ad esempio si vuole selezionare una reazione del tipo $p\bar{p} \to J/\psi \to e^+e^-$ si potrà richiedere, affinchè l'evento sia considerato valido, che abbia molteplicità 2.

Per quanto riguarda la realizzazione pratica, questa logica utilizza l'uscita analogica dei discriminatori *Mod.4413* che, come abbiamo detto, fornisce una tensione proporzionale al numero di ingressi attivi (dunque al numero di scintillatori colpiti).
Questo segnale viene inviato ad alcuni discriminatori NIM[3] *Mod. LeCroy 623B*, con diverse tensioni di soglia; ognuno di questi selezionerà un diverso valore della molteplicità.
Il numero di ingressi della C_MLU occupati da questa logica è tre: (3, 4, 5).
Da questa logica proviene anche il segnale di "strobe" per la C_MLU: $H2\_OR$. Il segnale viene formato sommando, tramite un *OR Lineare Mod. LeCroy 429A*, le due uscite analogiche dei discriminatori di $H2$.

La C_MLU

Abbiamo visto che una MLU è un modulo elettronico dotato di quattro uscite, ognuna delle quali può essere una combinazione qualunque dei 16 ingressi.
Gli ingressi della C_MLU sono i seguenti:

1. 1 *adrone* $(1h)$
2. 2 *o più adroni* $(\geq 2h)$
3. $Mult(H2) = 2$ $(NH2 = 2)$
4. $Mult(H2) \geq 3$ $(NH2 \geq 3)$
5. $Mult(H2) \geq 5$ $(NH2 \geq 5)$
6. 1 *elettrone* $(1e)$
7. 2 *elettroni* $(2e)$
8. *Coplanarità* $(COPL)$
9. *Veto odoscopio in avanti* $(\overline{FCH})$
10. *Veto calorimetro in avanti* $(\overline{FCAl})$
11. $H1\_OR$
12. $H2\_OR$
13. non utilizzata
14. non utilizzata
15. non utilizzata

[3] *Nuclear Instrument Module* è il primo standard elettronico stabilito per la fisica nucleare e delle alte energie; i livelli logici hanno le seguenti tensioni: $\simeq 0, V$ (logico 1), $\simeq 0.8\, V$ (logico 0) [11].

16. non utilizzata

Le combinazioni di uscita di questo modulo sono invece:

$$\begin{aligned} C\_MLU1 &= (2e) \times (NH2 \leq 4) \times (COPL) + \\ &\quad (1e) \times (\geq 2h) \times (NH2 = 2) \times (COPL) \end{aligned}$$

$$C\_MLU2 = (2e) \times (NH2 = 2) \times (COPL)$$

$$\begin{aligned} C\_MLU3 &= (\geq 2h) \times (NH2 = 2) \times (COPL) \times \\ &\quad \times (\overline{FCH}) \times (\overline{FCAL}). \end{aligned}$$

A questo livello le logiche che effettuano la selezione delle varie reazioni non sono ancora ben definite, prenderanno la loro forma definitiva soltanto dopo la M_MLU.
Per ora diciamo che C_MLU1 e C_MLU2 verranno utilizzate per il riconoscimento di coppie e^+e^-, mentre C_MLU3 selezionerà eventi con due adroni nello stato finale.
Facciamo ora due osservazioni: notiamo anzitutto che in C_MLU3 si utilizzano anche, come veto, la somma dei segnali provenienti dai rivelatori in avanti, osserviamo inoltre che non si fanno richieste sulla molteplicità di $H1$; questo è dovuto al fatto che, $H1$ risente del flusso di raggi δ provenienti dal punto di interazione, e dunque non fornirebbe valori della molteplicità attendibili.

3.2.2 Il trigger neutro

Il trigger neutro, come è già stato detto, ha il compito di selezionare dal fondo gli eventi che hanno nello stato finale particelle neutre, principalmente fotoni.
La sua selezione è basata sulle informazioni fornite dal calorimetro centrale; il 5% del segnale proveniente dai 1280 blocchi che costituiscono questo calorimetro viene infatti inviato alla catena logica del trigger neutro.
Cominciamo la descrizione parlando del sistema di veto.

Il veto al trigger neutro

Questa logica fornisce un segnale di disabilitazione al trigger neutro: se c'è questo segnale, l'evento ha delle particelle cariche nello stato finale, e dunque il trigger non parte.
Il segnale è ottenuto mettendo in coincidenza ogni scintillatore di $H1$ con i tre corrispondenti di $H2'$ (in maniera analoga a quanto visto per la topologia) e prendendo poi l'OR degli 8 segnali risultanti.
Il segnale viene formato grazie a 4 moduli *Mod.2365*, che fanno l'OR dei tre scintillatori di $H2'$ e li mettono in coincidenza con il rispettivo scintillatore di $H1$; la somma finale di questi 8 segnali è effettuata invece da una *Unità logica Mod.4516*, di cui si utilizza una apposita uscita OR.
Facciamo una osservazione importante: in E760 il segnale di veto al trigger neutro veniva

fornito dal solo $H1\_OR$ che però aveva una frequenza di conteggio superiore a quella prevista a causa di raggi δ prodotti nel punto di interazione il chè portava a vetare il trigger neutro più frequentemente di quanto dovuto.
Questo problema verrà risolto nel modo appena illustrato, cioè richiedendo la coincidenza con un secondo odoscopio $H2^{'}$ (costruito appositamente) più distante dal bersaglio e più segmentato.

Le logiche del trigger neutro

Passiamo ora alla descrizione delle logiche basate sul calorimetro.
Notiamo anzitutto che il trigger non tratta i segnali provenienti dai 1280 blocchi separatamente, ma considera invece segnali forniti da raggruppamenti di questi ultimi.
Questi raggruppamenti vengono eseguiti a due livelli:

- Ad un primo livello, per ogni anello del calorimetro ($RING$) si effettua la somma delle 9 fette ($WEDGE$) di ogni ottante, ottenendo così 8 "$SUPER\_WEDGE$".[4]
  Visto che in ogni anello ci sono 64 $WEDGE$ e che complessivamente ci sono 20 anelli si ottengono, in questo modo, 160 segnali provenienti da altrettante $SUPER\_WEDGE$.
  Questi segnali vengono discriminati e sommati tramite i soliti moduli LeCroy 4413.
  L'OR complessivo di tutti questi segnali fornisce infine il segnale di temporizzazione dell'intero esperimento, che è chiamato PBG_OR.

- Ad un secondo livello, per ogni ottante, si sommano i $SUPER\_WEDGE$ corrispondenti a 5 anelli consecutivi (l'ultimo è anche qui contato due volte), ottenendo così un "$SUPER\_RING$" formato complessivamente da 45 blocchi.
  L'intero calorimetro, per il trigger, risulta quindi diviso in 40 settori ("$SUPER\_RING$").

Il segnale proveniente dai $SUPER\_RING$ viene inviato successivamente ad uno stadio integratore, uno stadio discriminatore con soglie differenziate a seconda dell'angolo polare, infine uno stadio che somma i segnali dei $SUPER\_RING$ relativi allo stesso ottante e che quindi permette di conoscere l'energia depositata in un settore azimutale dell'intero calorimetro.
Questi ultimi 8 dati (uno per ogni ottante) vengono combinati dalla M_MLU per formare la logica PBG_1 che richiede due depositi di energia in settori opposti in φ, per decadimenti a due corpi; richiede invece segnali in un settore e in uno dei tre opposti per decadimenti inclusivi in due corpi .
Un ultimo stadio infine somma le energie contenute in questi 8 settori azimutali, e fornisce il valore dell'energia totale depositata nel calorimetro: E_{TOT}.

[4]Queste $SUPER\_WEDGE$ hanno intersezione non nulla, la somma infatti è effettuata su 9 $WEDGE$ anzichè 8; questo serve ad aumentare l'efficienza di rivelazione.

3.2.3 La costruzione delle logiche finali: la M_MLU

La M_MLU ha come ingressi, oltre agli 8 necessari per la logica PBG_1, anche le uscite della C_MLU; in questo modo può combinare le selezioni effettuate dal trigger carico con quelle del trigger neutro e realizzare le logiche finali relative alle varie reazioni.
Le quattro uscite della M_MLU sono le seguenti

$$M\_MLU1 = (PBG1) \times (C\_MLU1) + (C\_MLU2)$$

Dove ricordo che:

$$\begin{aligned} C\_MLU1 &= (2e) \times (NH2 \leq 4) \times (COPL) + \\ &\quad (1e) \times (\geq 2h) \times (NH2 = 2) \times (COPL) \\ C\_MLU2 &= (\geq 2h) \times (NH2 = 2) \times (COPL) \end{aligned}$$

Vi è poi:

$$M\_MLU2 = C\_MLU3$$

dove al solito

$$\begin{aligned} C\_MLU3 &= (\geq 2h) \times (NH2 = 2) \times (COPL) \times \\ &\quad \times (\overline{FCH}) \times (\overline{FCAL}). \end{aligned}$$

$$M\_MLU3 = Trigger\ \ adronici\ \ esclusivi$$

$$M\_MLU4 = (PBG1) \times (\overline{FCH\_OR}) \times \overline{(H1 \times H2')\_OR} +$$

Il primo trigger (M_MLU1) è quello principale per l'individuazione di decadimenti in e^+e^- sia inclusivi che esclusivi.
Questo, come si può osservare è diviso in tre *sub_logiche* : la prima richiede che entrambe le tracce siano elettroni (occorre per entrambe il segnale dal Čerenkov e dal calorimetro). La seconda invece richiede due tracce cariche di cui una sia un elettrone, questa serve a controllare l'efficienza del Čerenkov. La terza infine non fà richieste sul calorimetro (non c'è $PBG1$) e serve quindi a testare l'efficienza di quest'ultimo.
L'uscita M_MLU2 è un trigger che seleziona gli stati a due adroni carichi, come $p\bar{p}$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- come controllo dell'aparato.
M_MLU3 è dedicato ai canali adronici esclusivi e verrà utilizzato per selezionare gli eventi a 4 mesoni K carichi (vedi cap.5).
l'uscita M_MLU4 infine seleziona gli eventi con stati finali neutri, principalmente a 2 o 3 γ aventi grossi depositi di energia. Questi trigger segnalano, come abbiamo detto, la presenza di eventi che soddisfano certi requisiti e che quindi dovranno essere registrati.

Tra lo stadio di selezione e quello di acquisizione vi è un codificatore di priorità o $GATE\ \ MASTER$, che, quando un trigger è soddisfatto, comanda l'acquisizione dell'evento comunicando anche il codice che identifica il trigger.

3.3 Il sistema di acquisizione dati di E835

Il sistema di acquisizione dati è stato notevolmente migliorato rispetto a quello di E760, la frequenza di eventi da acquisire sarà infatti circa cinque volte più alta, a causa dell'aumentata luminosità istantanea.
È stato dunque necessario potenziare il sistema, sia a livello di trasmissione dei dati (tramite $BUFFER$ più veloci), che di elaborazione (utilizzando microprocessori più potenti).
Diamo ora una descrizione di questo apparato mettendo in luce le variazioni rispetto ad E760.

Cominciamo questa descrizione dicendo che i moduli contenuti nei vari crates verranno letti attraverso le loro porte ECL anzichè attraverso il BUS $CAMAC$ standard (come avveniva per E760). La trasmissione dei dati avverrà, in questo modo, ad una velocità dieci volte maggiore, impiegando $100\,nsec/parola$ (contro i precedenti $1000\,nsec/parola$ di E760).
Ciò richiederà tuttavia l'implementazione di un nuovo sistema che converta questi dati dal formato ECL ad uno adatto al successivo stadio di memorizzazione/trasmissione.
Lo stadio di memorizzazione/trasmissione è costituito da dei "$BUFFER$"(chiamati DYC'+), cioè dei dispositivi dotati di memoria che sono in grado di gestire una linea di trasmissione dei dati.
Questi $BUFFER$ sono moduli costruiti appositamente dalla *Fermilab Computing Division*, alloggiati in crates VME, ed in grado di sostenere un rate di trasmissione pari a $20\,Mbytes/sec$ (contro un rate previsto di $5\,Mbytes/sec$; essi trasmettono le informazioni, tramite il BUS dei crates VME, al sistema di elaborazione.
Il sistema di elaborazione è formato da almeno sei schede[5] $Motorola$ $MVME167$ utilizzanti $VxWorks$ come sistema operativo , ognuna delle quali monta un microprocessore $MC68040$ ed alloggiate anch'esse in un crate VME. Queste schede sono dotate di porte $SCSI$ ed *Ethernet*, che consentono sia di "dialogare" tra loro, che di ricevere (o fornire) dati dall'esterno.
La capacità di elaborazione complessiva è sei volte maggiore rispetto a quella di E760 inoltre, in caso di necessità, la si può ulteriormente incrementare di un fattore 2.
La acquisizione/elaborazione dei dati è organizzata in questo modo: tre i vari microprocessori (che chiamerò CPU per brevità) ve ne è uno denominato $BOSS$ che coordina le operazioni eseguite dall'intero sistema; le rimanenti CPU si alternano invece nella lettura e nell'analisi dei dati provenienti dai $BUFFER$.
Il $BOSS$ abilita una delle CPU ("$MASTER$" del BUS VME) alla lettura dei dati; quando questa ha finito la sua lettura, comincia ad analizzare i dati mentre una seconda inizierà la acquisizione, e così via.
Non appena una di queste CPU termina l'analisi trasmette i risultati al $BOSS$ che li invia, tramite le porte $SCSI$, ai dispositivi per la registrazione ($TAPE$).
Da quanto detto sopra si vede che questo sistema di microprocessori, prima di registrare

[5]Studi per stabilire il numero di microprocessori necessari sono ancora in atto

gli eventi, esegue su di essi una analisi “online” che permette di ridurre notevolmente la frequenza di eventi registrati.
Questo sistema svolge dunque anche la funzione di $TRIGGER\ \ DI\ \ II^{\circ}\ \ LIVELLO$ descritta brevemente nel paragrafo dedicato al trigger.
Al fine di avere un tempo morto accettabile occorre che la frequenza massima di eventi, a questo livello, sia circa $10\,KHz$. Oltre alla richiesta sul tempo morto vi sono poi anche i vincoli imposti dai dispositivi per la registrazione degli eventi: la massima frequenza di registrazione, per ogni dispositivo, è infatti $400\,Hz$.
A seconda del potere di selezione del trigger di secondo livello e del numero di registratori dunque verranno stabiliti le frequenze massime per i trigger di primo livello (vedi anche cap.5 par [5.4.1] e tabella(5.3)).

Quanto descritto sopra costituisce la struttura principale per l'acquisizione dei dati. Accanto a questa vi sono altri sistemi, non meno importanti , di controllo ed inizializzazione del sistema.
Il sistema di controllo risiede in una stazione $UNIX$ grazie alla quale si inizializzano i processori e, durante la presa dati, si controlla lo stato dell'acquisizione rilevando eventuali malfunzionamenti.

Capitolo 4

La reazione $p\bar{p} \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$

4.1 Introduzione

Come è già stato detto, E835 è uno spettrometro non magnetico ad alta risoluzione che studia gli stati del *charmonio* attraverso i loro decadimenti elettromagnetici, ad esempio:

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

Essendo infatti la sezione d'urto non risonante $\sigma_{p\bar{p}\to adroni}$ di molti ordini di grandezza superiore a quella di formazione degli stati $c\bar{c}$ (vedi cap.2 par.[2.3]), lo studio dei decadimenti adronici di tali stati e' reso molto difficile dalla presenza di un fondo elevato.
La reazione $p\bar{p} \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$ costituisce l'unico canale adronico che E835 analizzerà. In questo capitolo verranno descritte le problematiche relative al suo utilizzo per lo studio degli stati η_c ed $\eta_c^{'}$ del *charmonio*.

4.2 Lo studio del canale $\phi\phi$

4.2.1 Confronto con il canale $\eta_c \to \gamma\gamma$

Lo studio del canale adronico $\phi\phi$ è piuttosto importante per E835: e' infatti l'unica altra via, oltre al decadimento in 2γ,attraverso la quale l'esperimento può vedere le risonanze η_c ed $\eta_c^{'}$[1]. Tale decadimento presenta, rispetto a quello in 2γ, vantaggi e svantaggi.
Da un primo punto di vista lo studio attraverso il canale $\phi\phi$ è vantaggioso in quanto ha un rapporto di decadimento che è quasi un ordine di grandezza superiore; i valori di tali rapporti [1] [8] sono infatti:

[1] In realtà la risonanza può decadere in $J/\psi + \gamma$ ma ha un rapporto di decadimento molto basso, cosa che rende di fatto impraticabile la sua osservazione attraverso questo canale.

- $B.R.(\eta_c \to \phi\phi) = (7.1 \pm 2.8) \times 10^{-3}$
- $B.R.(\eta_c \to \gamma\gamma) = (2.80^{+0.67}_{-0.58}) \times 10^{-4}$

D'altro canto però è anche vero che per il canale $\phi\phi$, il rapporto segnale/rumore sarà circa $2 \div 3$ volte più basso; è infatti presente un continuo costituito da annichilazioni non risonanti del tipo $p\bar{p} \to \phi\phi$, piuttosto alto.
Precisamente, si possono stimare [2] per le sezioni d'urto $\sigma_{res}(p\bar{p} \to \eta_c \to \phi\phi)$ e $\sigma_{nonres}(p\bar{p} \to \phi\phi)$ i seguenti valori:

$\sigma_{res} \simeq (7.8 \pm 4)nb$ valore calcolato con la formula di *Breit Wigner* per i seguenti valori dei rapporti di decadimento:

- $B.R.(\eta_c \to \phi\phi) = (7.1 \pm 2.8) \times 10^{-3}$
- $B.R.(\eta_c \to p\bar{p}) = (1.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$

$\sigma_{nonres} \simeq (25.0 \pm 8.3)nb$ valore misurato dall'esperimento R704

Oltre a questo continuo, ineliminabile in quanto identico alla reazione da osservare, è poi presente un fondo costituito da tutti quegli eventi che pur essendo diversi dal decadimento di due ϕ, possono essere erroneamente scambiati come tali.
Questo può accadere per reazioni con almeno quattro particelle cariche nello stato finale quali ad esempio:

- $p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$
- $p\bar{p} \to \pi^+ p\, \pi^- \bar{p}$
- $p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$
- etc ...

Questo secondo tipo di fondo ha una sezione d'urto pari a circa $1.5\, \sigma_{nonres}$, secondo i valori estrapolati per il nostro esperimento dai dati di R704 [2].

4.2.2 L'importanza del canale $\phi\phi$

Dal paragrafo precedente e dai dati in esso riportati, si capisce chiaramente che lo studio delle risonanze η_c ed $\eta_c^{'}$ attraverso il decadimento in due ϕ sarà tutt'altro che semplice. Ci si domanda allora: " perchè si cerca di percorrere una strada così ardua ? ". Cercherò di rispondere a questa domanda.
Come vedremo in seguito l'individuazione di un evento del tipo: $\eta_c \to \phi\phi$ avviene tramite il solo *rivelatore di tracce cariche*, mentre un decadimento $\eta_c \to \gamma\gamma$ lo si riconosce tramite il solo *calorimetro*. Queste due vie di osservazione sono largamente indipendenti; il riuscire ad individuare le risonanze e a misurarne i parametri su entrambe sarebbe una segnatura molto forte, che costituirebbe un risultato molto positivo per il loro studio.

Il canale $\phi\phi$ potrebbe poi fornire informazioni riguardanti lo stato $^1P_1$ (osservato per la prima volta da E760), attraverso la reazione:

$$^1P_1 \to \eta_c\gamma \to \phi\phi\gamma \to 4K\gamma$$

Ricordo a tale proposito che lo studio della η_c, della $^1P_1$ e l'osservazione della $\eta_c^{'}$ sono tra gli scopi più importanti che E835 si prefigge di raggiungere.
Diciamo quindi che risultati positivi ottenuti dall'avere intrapreso questa strada sarebbero cosi̇̀ importanti da giustificare gli sforzi compiuti per raggiungerlo.

4.2.3 Caratteristiche cinematiche

Finora abbiamo visto i vantaggi che porterebbe il riuscire a studiare le risonanze η_c ed $\eta_c^{'}$ attraverso il canale $\phi\phi$; abbiamo anche detto però che il fondo adronico da eliminare sarà enorme.
L'individuazione di un evento buono in mezzo a tale fondo sarebbe impossibile se questo evento non avesse una segnatura molto particolare, un segno di riconoscimento molto chiaro.
Questo è proprio quanto accade per la reazione considerata ed il segno che cerchiamo è costituito da delle caratteristiche cinematiche del tutto particolari. Ma prima di passare a descrivere le suddette caratteristiche riassumiamo nella tabella 4.1 i valori di: massa, larghezza di decadimento, spin-parità e, ove definita, c-parità.

$PARTICELLA$	M_{GeV}	$\Gamma_{tot}\,(MeV)$	J^P	$C_{parita'}$
ϕ	1.019	14.43 ± 0.06	1^-	$-$
η_c	(2.988 ± 3)	$23.9^{+12.6}_{-7.1}$	0^-	$+$
$\eta_c^{'}$	?	?	0^-	$+$

Tabella 4.1: Parametri caratteristici delle particelle ϕ η_c $\eta_c^{'}$

Riportiamo poi nella tabella 4.2 i valori dei rapporti di decadimento relativi ai vari passi della reazione.

$reazione$	B.R.
$\eta_c \to p\bar{p}$	$(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$
$\eta_c \to \phi\phi$	$(7.1 \pm 2.8) \times 10^{-3}$
$\phi \to K^+K^-$	(0.49 ± 0.001)

Tabella 4.2: Rapporti di decadimento per i vari passi

Per quanto riguarda la risonanza $\eta_c^{'}$ occorre dire che la debole evidenza ottenuta da

$CRYSTAL \quad BALL$ all'energia di $3.595\,GeV$ non è stata confermata da $E760$, che ha posto un limite superiore pari a:

$$B.R.(\eta_c^{'} \to p\bar{p}) \times B.R.(\eta_c \to \gamma\gamma) < \; 3 \times 10^{-8}$$

Passiamo ora a descrivere le caratteristiche cinematiche.
Le peculiarità di questa reazione si possono riassumere in quattro punti principali:

1. La distribuzione nell'angolo θ dei quattro mesoni K carichi (che chiamerò semplicemente K) presenta un picco ad angoli compresi tra 20° e 40°.

2. La coppia di K provenienti da una ϕ è molto "chiusa" cioè ha un angolo di apertura piccolo.

3. Le due coppie di K sono emesse con impulsi trasversi opposti

4. Gli angoli polari θ delle coppie di K hanno una precisa correlazione

Vi sono vari motivi che concorrono a far si che la reazione abbia simili caratteristiche.
In primo luogo vi è il fatto che, dopo la formazione della risonanza η_c si hanno due decadimenti a due corpi. Se ragioniamo nel sistema di riferimento del centro di massa ciò implica ad esempio che, per la conservazione dell'impulso, le due particelle ϕ vengano emesse lungo due direzioni opposte.
Chiamando z l'asse lungo la direzione del fascio e passando poi al più familiare riferimento del laboratorio, le direzioni delle due ϕ restano opposte nel solo piano xy (le trasformazioni Lorentz lasciano invariate le coordinate ortogonali al moto ma non quella parallela). Gli stessi motivi descritti sopra spiegano anche la correlazione in θ del punto 4. Dalla cinematica si può infatti vedere che, se una coppia di K (trattata come una particella sola) è emessa ad angoli polari grandi allora l'altra coppia sarà emessa ad angoli polari piccoli e viceversa.
In secondo luogo, la chiusura dei K provenienti da una stessa ϕ è dovuta alla conservazione dell'impulso ed al fatto che il Q-valore di questa reazione è piccolo:
$Q = (M_\phi - 2M_K) = (1.020 - 0.988) = 0.032\,GeV$. La caratteristica 1 infine vede implicata la cinematica dell'intera reazione; è una caratteristica che comunque risulta chiara da simulazioni Monte Carlo al computer.
Tutte le caratteristiche descritte in maniera qualitativa in questo paragrafo verranno opportunamente illustrate, attraverso dei grafici, nella sezione 4.4 di questo capitolo.

4.3 Le reazioni di fondo

Fino ad ora si è parlato quasi esclusivamente della reazione che intendiamo studiare, dei motivi che rendono interessante questo canale, dei problemi relativi alla sua discriminazione rispetto al notevole fondo adronico.
In questa sezione si parlerà proprio di questo fondo adronico.

4.3.1 Considerazioni generali

La sezione d'urto totale per il processo di annichilazione tra protone ed antiprotone, all'energia di $2.988\,GeV$ è pari a circa $70\,mb$ [7]; considerando che la sezione d'urto della reazione da analizzare è stimata essere circa $10\,nb$ [2], il rapporto segnale/rumore risulta dell'ordine del milionesimo! Occorre tuttavia osservare che questi $70\,mb$ sono da considerarsi una sovrastima del fondo per varie ragioni.
In primo luogo, in questo valore sono comprese tutte le possibili reazioni tra protone ed antiprotone, molte delle quali non ci daranno particolari problemi.
Ad esempio, le reazioni con 2 sole particelle cariche nello stato finale ($\sigma = (37.3 \pm 1.3)\,mb$ per $E_{cm} = 2.975\,GeV$) sono facilmente eliminabili dai primi stadi della logica di selezione.
I fondi più difficili da eliminare sono invece quelli simili alla nostra reazione $\phi\phi$; aventi cioè 4 (o più) particelle cariche nello stato finale.

Infatti, ad esempio, la sezione d'urto per processi con 4 particelle cariche vale:

$$\sigma_{4\,particelle\,cariche} = (21.6 \pm 0.9)mb \quad E_{cm} = 2.975\,GeV$$

mentre il valore relativo a 6 particelle cariche è:

$$\sigma_{6\,particelle\,cariche} = (7.7 \pm 0.4)\,mb \quad E_{cm} = 2.975\,GeV$$

Oltre a ciò occorre poi notare che molto spesso, in queste reazioni, non tutte le particelle finali entrano nell'apparato di rivelazione; così che una ulteriore percentuale di tali eventi potrà essere rigettata.
Nella tabella 4.3 sono riportate, per alcune di queste reazioni, le percentuali di eventi che generano almeno 4 tracce cariche nel nostro apparato.

reazione	*accettanza* (%) $E_{cm} = 2.990\,GeV$	*accettanza* (%) $E_{cm} = 3.595\,GeV$
$p\bar{p} \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$	57.8	48.9
$p\bar{p} \to \Delta\bar{\Delta} \to p\pi_+\bar{p}\pi_-$	9.16	8.1
$p\bar{p} \to 2\pi^+2\pi^-$	20.25	24.1
$p\bar{p} \to p\pi^+\bar{p}\pi^-$	18.3	14.1
$p\bar{p} \to 3\pi^+3\pi^-$	32.9	16.0

Tabella 4.3: Valori dell'accettanza geometrica dell'apparato di E835 per il canale $\phi\phi$ e per alcune reazioni di fondo

Da quanto detto sopra risulta che, in realtà, il numero di eventi di fondo per la nostra reazione dovrebbe essere molto minore di quanto non ci si possa aspettare guardando la sola sezione d'urto.
Ciononostante, tale numero rimarrà di svariati ordini di grandezza più alto rispetto a quello del nostro canale. Questo è il motivo che ci obbliga a costruire logiche di selezione molto efficienti atte a migliorare, per quanto possibile, il rapporto segnale/rumore.
Ma passiamo ora ad analizzare alcune delle reazioni che costituiscono il fondo adronico.

4.3.2 Lo studio delle reazioni di fondo

Abbiamo visto che l'annichilazione tra protone ed antiprotone può dare origine ad un gran numero di stati finali adronici, che costituiscono il il fondo per lo studio del nostro canale di decadimento. Vista l'impossibilità di studiare in dettaglio tutte queste reazioni, si deve ricorrere ad una selezione che tenga conto della "pericolosità" delle stesse.
La selezione è stata effettuata seguendo due criteri: il grado di somiglianza e il valore della sezione d'urto (questi valori sono riportati nella tabella 4.4) [7].

Reazione	$\sigma\,(mb)$ $E_{cm} = 2.988$	$\sigma\,(mb)$ $E_{cm} = 3.595$
$p\bar{p} \to p\pi^+\bar{p}\pi^-$	1.4	1.6
$p\bar{p} \to \Delta\bar{\Delta} \to p\pi_+\bar{p}\pi_-$	2.35	1.63
$p\bar{p} \to 4\pi$	0.6	0.34
$p\bar{p} \to 2\pi^+2\pi^-\pi^0$	4.0	0.83
$p\bar{p} \to 2\pi^+2\pi^-2\pi^0$	6.0	3.7
$p\bar{p} \to 2\pi^+2\pi^-3\pi^0$	4.3	3.0
$p\bar{p} \to 2\pi^+2\pi^-4\pi^0$	1.7	1.74
$p\bar{p} \to 3\pi^+3\pi^-$	0.92	0.28
$p\bar{p} \to 3\pi^+3\pi^-\pi^0$	2.7	1.16
$p\bar{p} \to 3\pi^+3\pi^-2\pi^0$	2.4	1.96

Tabella 4.4: Valori della sezione d'urto per alcune reazioni di fondo

Sulla base di questi due criteri, si è deciso di stilare, per le reazioni di tabella 4.4, la seguente classifica di priorità:

1. Reazioni con quattro particelle cariche nello stato finale
2. Reazioni con quattro particelle cariche più neutri
3. Reazioni con sei particelle cariche.
4. Reazioni con sei particelle cariche più neutri

In realtà questa classifica è soltanto indicativa; nel senso che, per lo studio delle varie logiche (presentata nel prossimo capitolo), molte reazioni di fondo sono state preventivamente analizzate e soltanto dopo averne riscontrato la scarsa importanza, alcune di esse sono state trascurate. Per le logiche finali comunque tutte sono state prese in considerazione.
Le reazioni che, ad un primo sguardo, sembrano particolarmente dannose sono:

- $p\bar{p} \to \Delta\bar{\Delta} \to p\pi^+\bar{p}\pi^-$
- $p\bar{p} \to 2\pi^+2\pi^-\pi^0$

- $p\bar{p} \to 2\pi^+2\pi^-2\pi^0$

La prima infatti ha una topologia del tutto simile alla reazione $\phi\phi$, mentre la seconda e la terza hanno una sezione d'urto molto grande. Tutte le altre reazioni sia per la diversa topologia sia per la sezione d'urto più piccola non appaiono così pericolose.
Vedremo nel prossimo capitolo che quanto affermato è vero solo in parte e che, vista la complessità delle reazioni (a quattro o più corpi), ciò che succede in realtà può essere anche piuttosto diverso da quanto ci si aspetta.
Osserviamo poi che anche reazioni del tipo

- $p\bar{p} \to \pi^+\pi^-K^+K^- \qquad (\sigma\,=\,0.2\,mb)$
- $p\bar{p} \to K^+K^-K^+K^- \qquad (\sigma\,=\,0.004\,mb)$

possono sembrare pericolose per la nostra reazione. Tuttavia, la reazione a 4K non risonanti ha una sezione d'urto che molto piccola per cui verrà trascurata; la reazione $2\pi\,2K$ ha delle caratteristiche cinematiche del tutto analoghe alla 4π [4] per cui, in quanto segue, verrà considerata soltanto quest'ultima reazione con una sezione d'urto pari alla somma delle due.

4.4 Grafici relativi alle reazioni considerate

Per questo studio è stato sviluppato un Monte Carlo (descritto nel cap.5 par.[5.3.1]) e sono state simulate la varie reazioni, supponendo una distribuzione isotropa nel centro di massa ed assegnando ad ognuna di esse, il corretto valore della sezione d'urto.

In questa sezione verranno illustrate, attraverso degli istogrammi, le caratteristiche cinematiche discusse al paragrafo [4.2.3].
Gli istogrammi verranno mostrati per la reazione $p\bar{p} \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$ e per le reazioni di fondo più importanti, per i due valori dell'energia: $E_{cm} = 2.990\,GeV$ ed $E_{cm} = 3.595\,GeV$.
Tali istogrammi saranno suddivisi in base alla caratteristica cinematica a cui sono riferiti.
Ricordo che le caratteristiche peculiari della reazione $\phi\phi$ sono:

1. distribuzione in θ
2. chiusura della coppia di K
3. opposizione in φ
4. correlazione in θ

In tutti gli istogrammi che seguono (tranne quelli bidimensionali) si riporta in ascissa il valore dell'angolo ed in ordinata il numero di particelle che hanno quel dato valore.
Tutti gli angoli sono espressi in gradi mentre il valore della energia è quello nel centro di massa. Per gli istogrammi bidimensionali entrambi gli assi riportano gli angoli delle particelle analizzate.

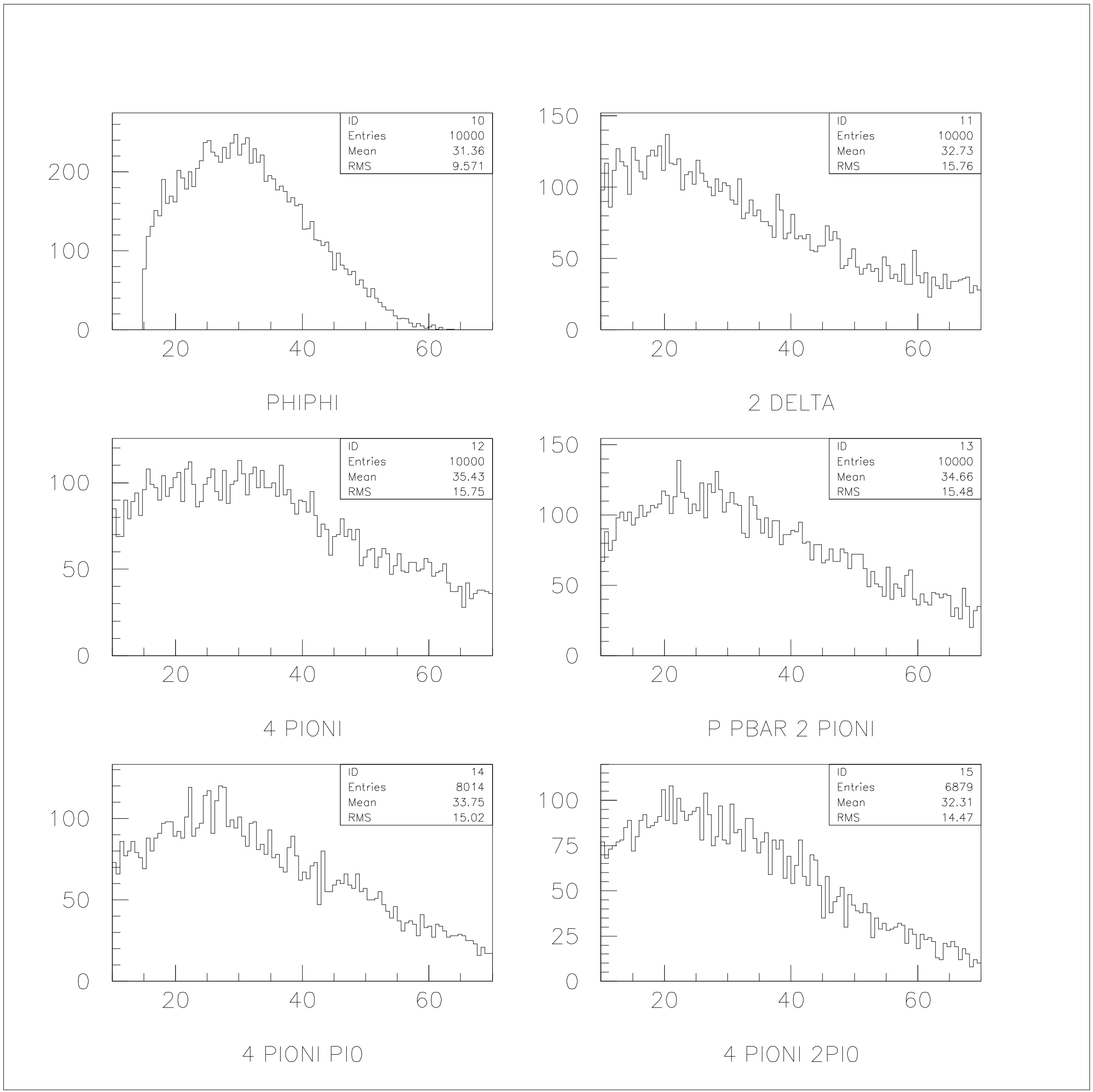

Figura 4.1: Distribuzione in θ di una traccia per la reazione $\phi\phi$ e per alcune reazioni di fondo all'energia $E_{cm} = 2.990\,GeV$.

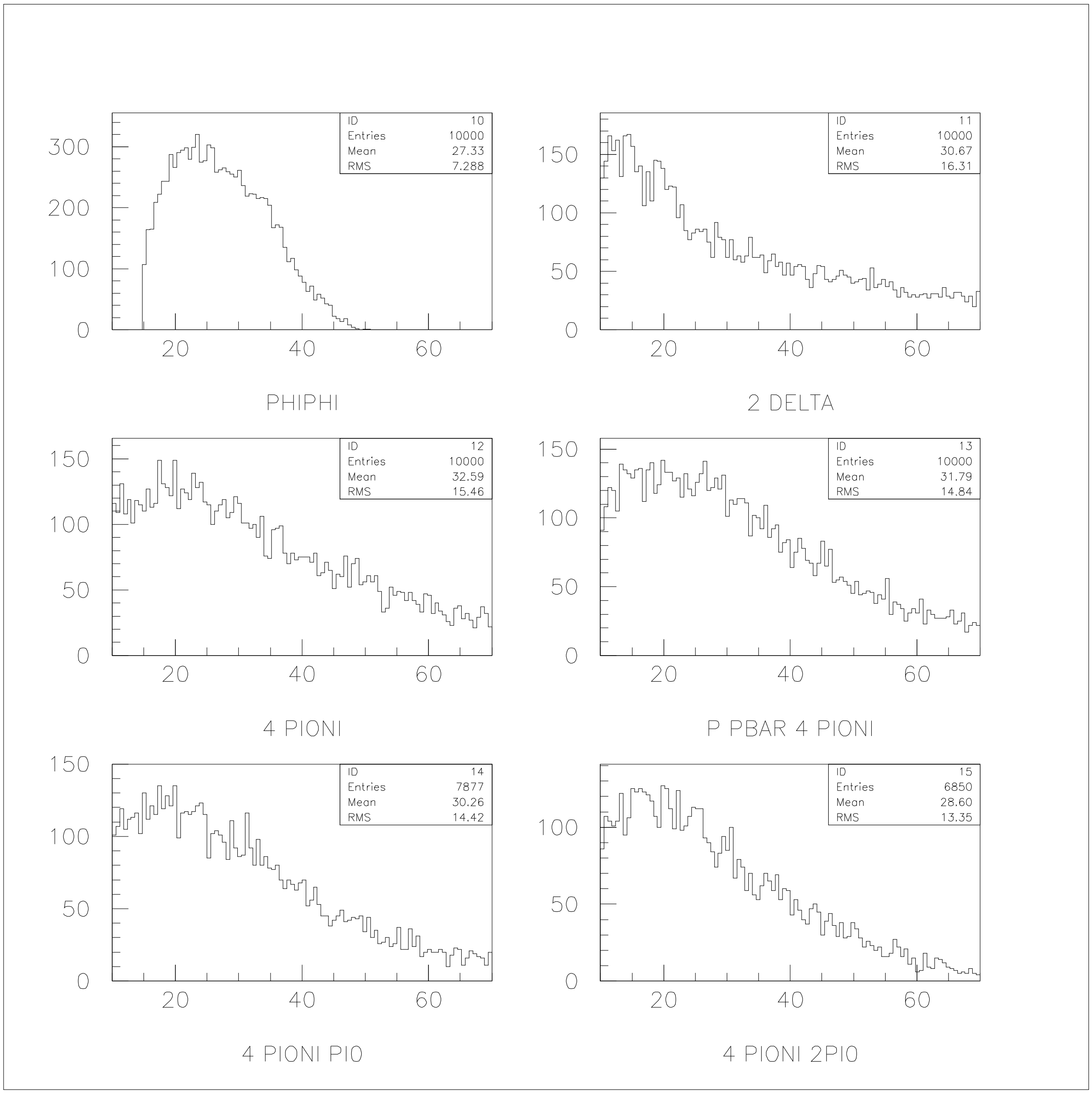

Figura 4.2: Distribuzione in θ di una traccia per la reazione $\phi\phi$ e per alcune reazioni di fondo all'energia $E_{cm} = 3.595\, GeV$.

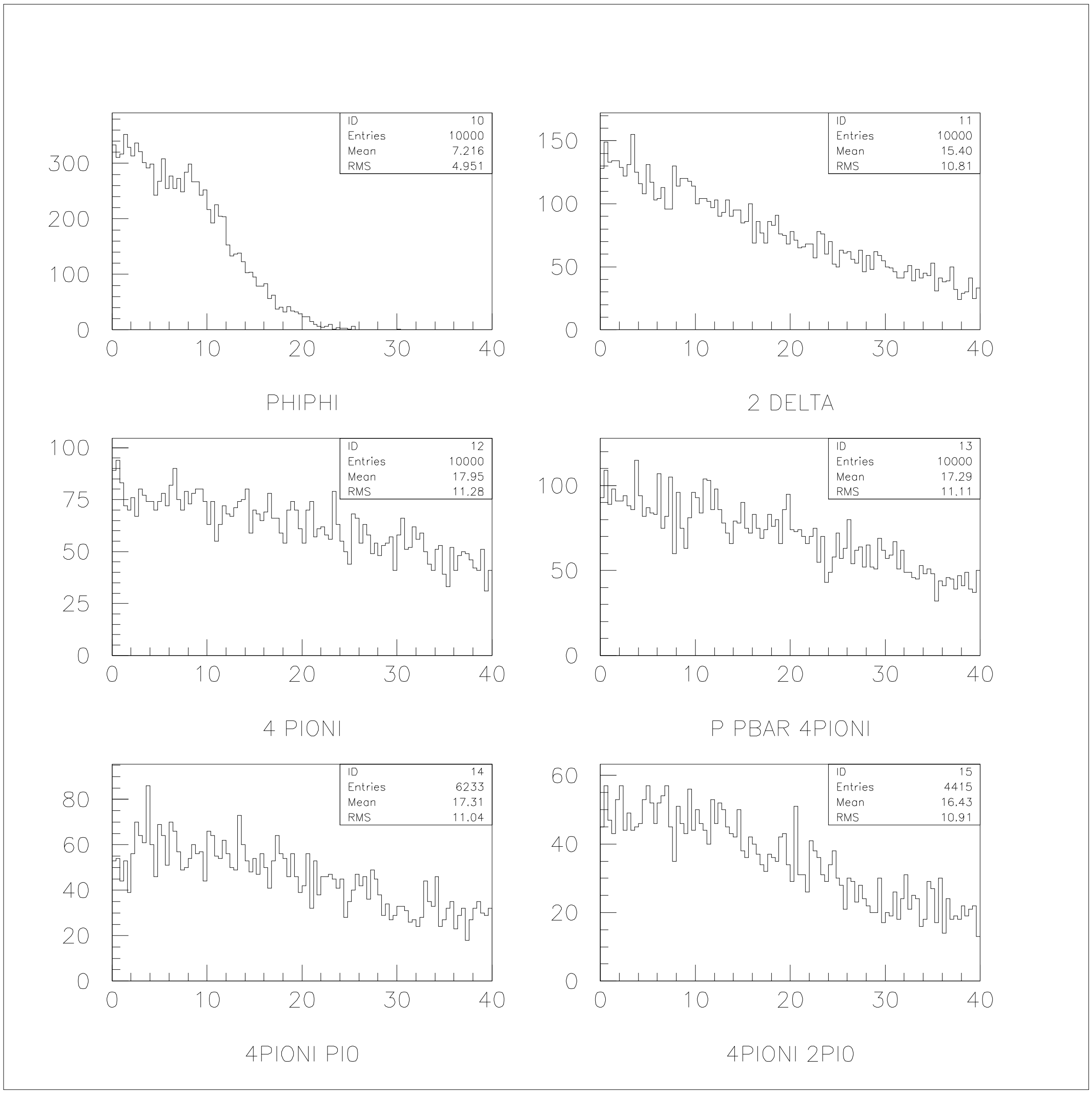

Figura 4.3: CHIUSURA ANGOLARE DEI K: differenza in θ tra mesoni K provenienti da una stessa ϕ,all'energia $E_{cm} = 2.990\,GeV$, confronto con le reazioni di fondo.

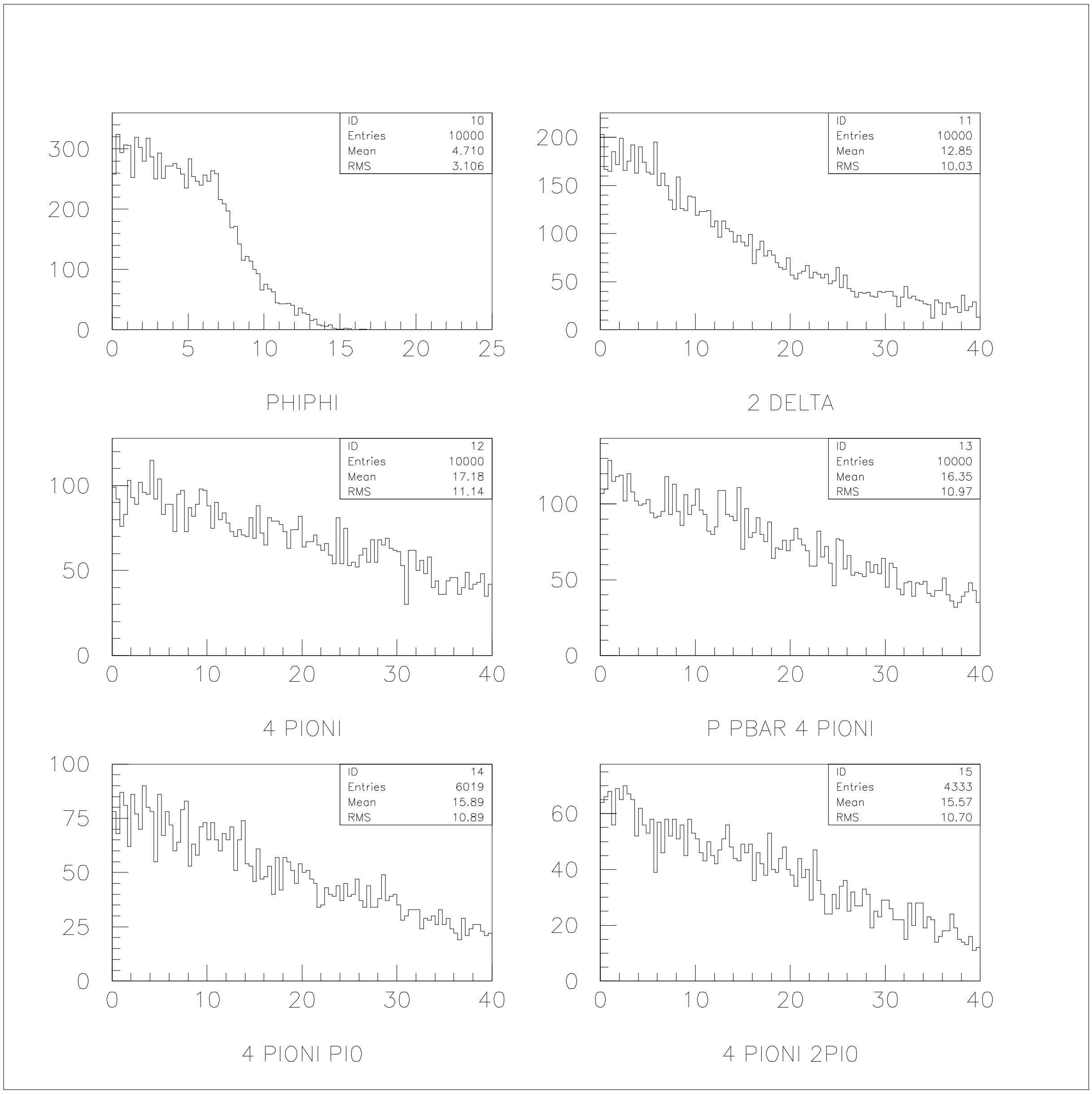

Figura 4.4: CHIUSURA ANGOLARE DEI K: differenza in θ tra mesoni K provenienti da una stessa ϕ all'energia $E_{cm} = 3.595\, GeV$, confronto con le reazioni di fondo.

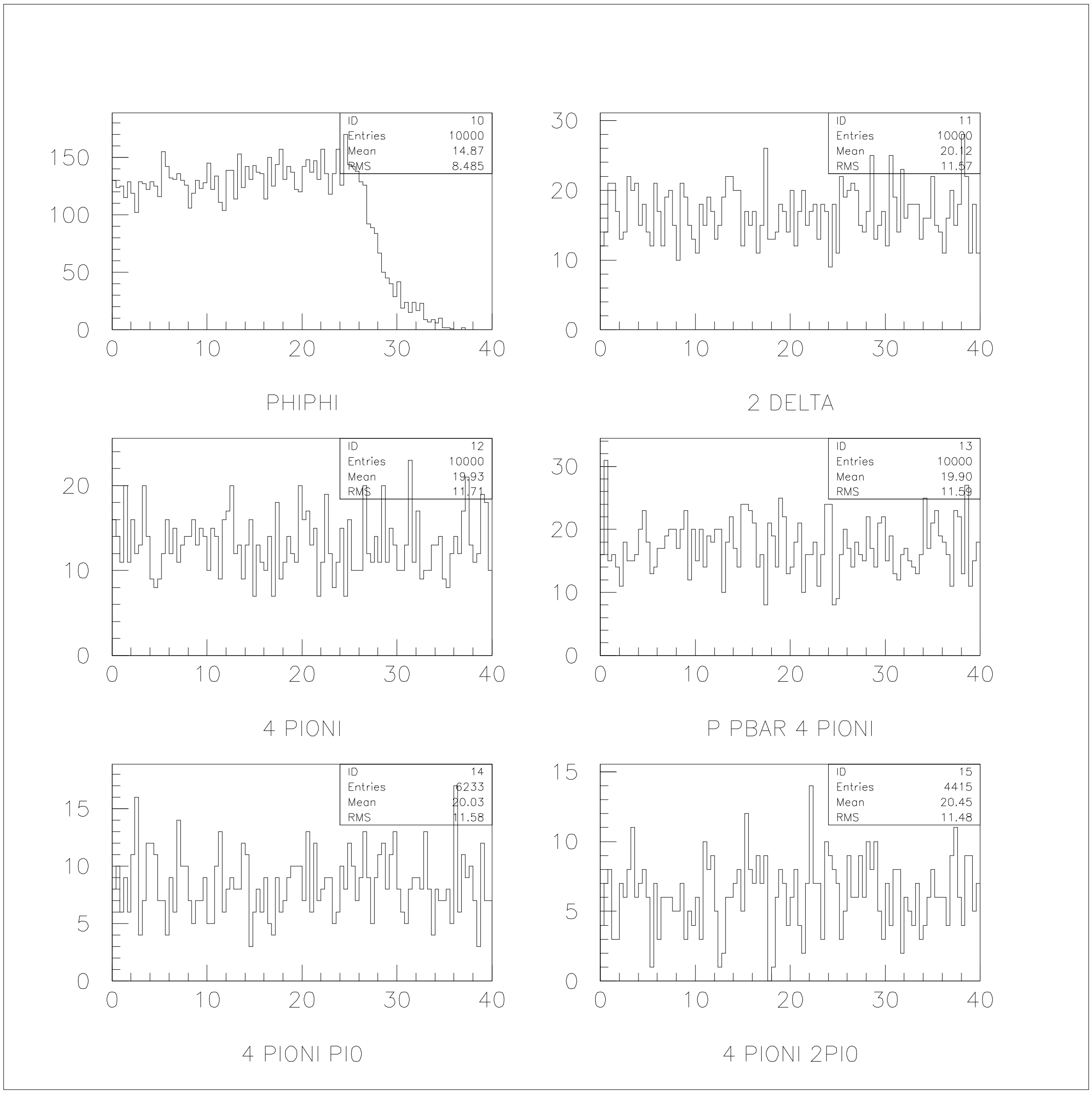

Figura 4.5: CHIUSURA ANGOLARE DEI K: differenza in φ tra mesoni K provenienti da una stessa ϕ all'energia $E_{cm} = 2.990\,GeV$, confronto con le reazioni di fondo.

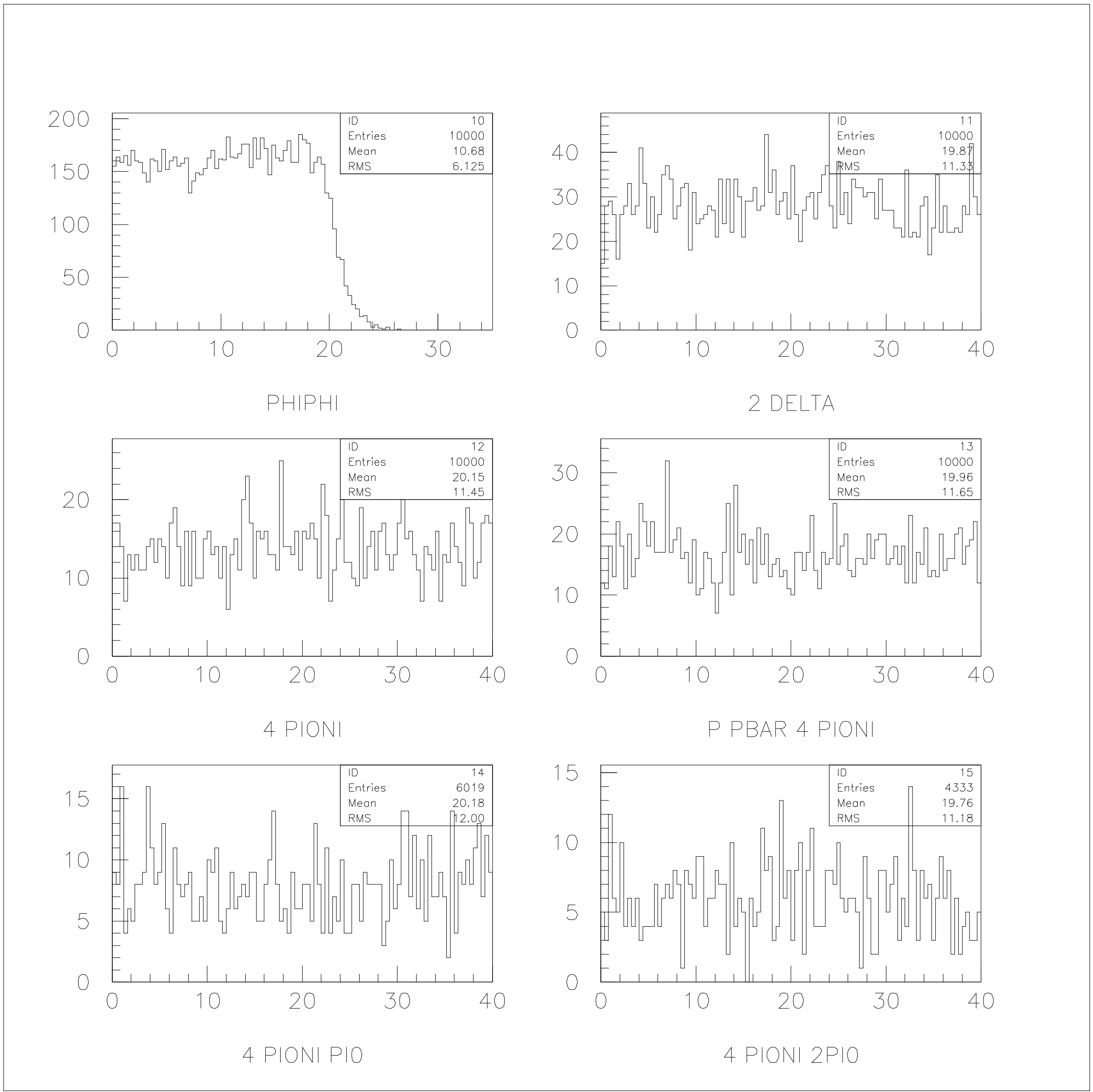

Figura 4.6: CHIUSURA ANGOLARE DEI K: differenza in φ tra mesoni K provenienti da una stessa ϕ all'energia $E_{cm} = 3.595\, GeV$, confronto con le reazioni di fondo.

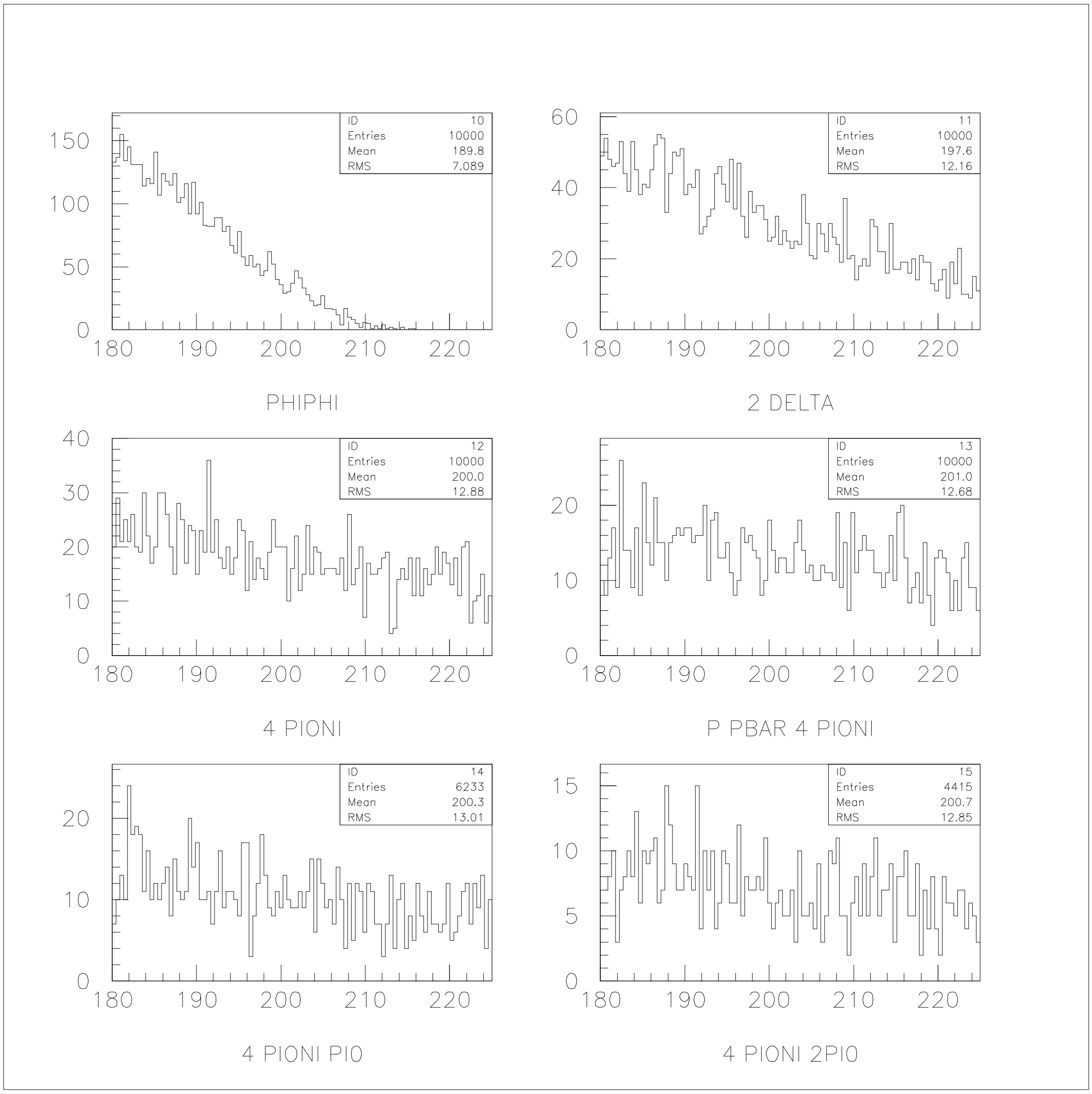

Figura 4.7: OPPOSIZIONE IN φ: differenza in φ tra mesoni K provenienti da diverse ϕ all'energia $E_{cm} = 2.990\,GeV$, confronto con alcune reazioni di fondo.

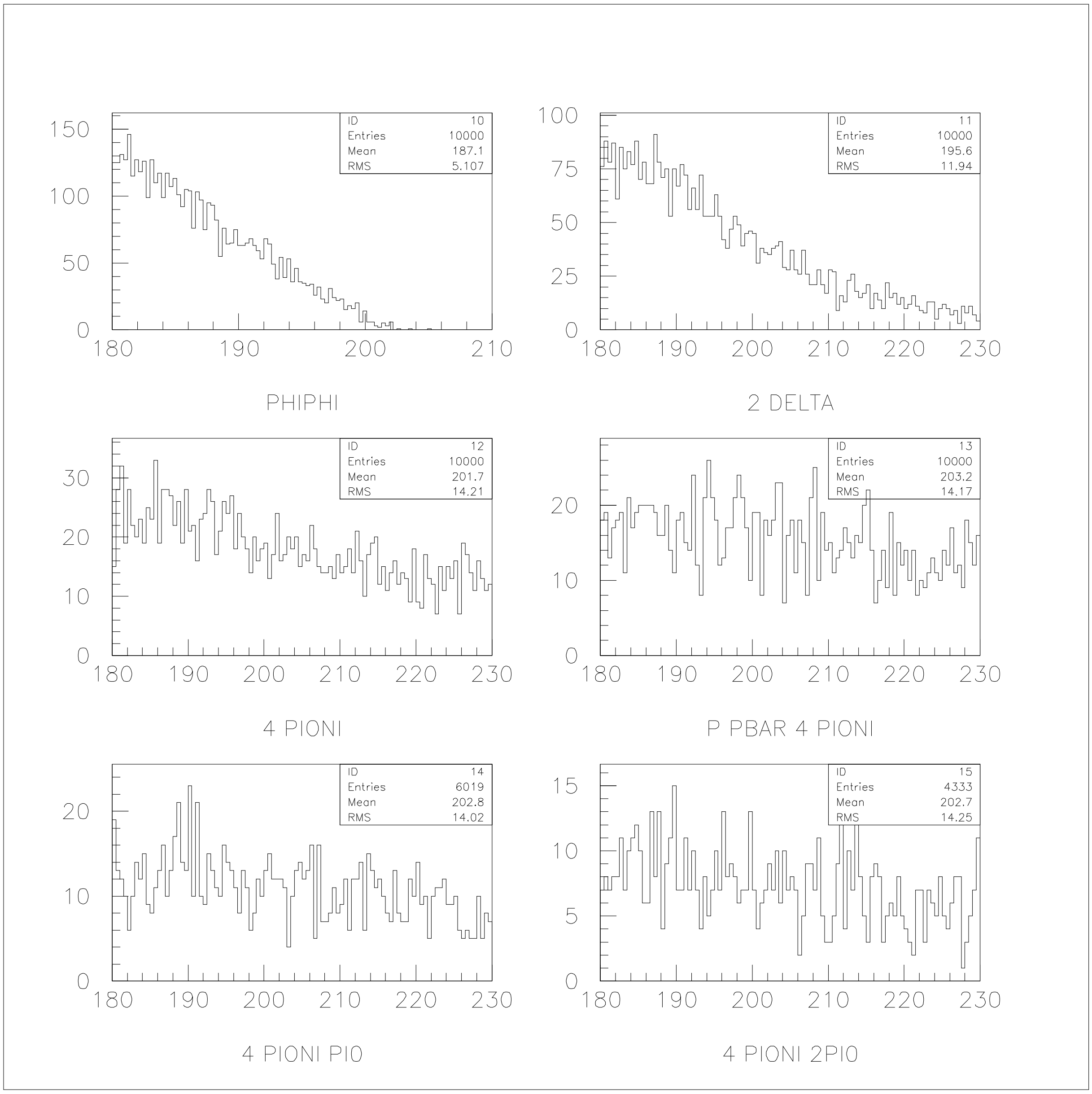

Figura 4.8: OPPOSIZIONE IN φ: differenza in φ tra mesoni K provenienti da diverse ϕ all'energia $E_{cm} = 3.595\,GeV$, confronto con alcune reazioni di fondo.

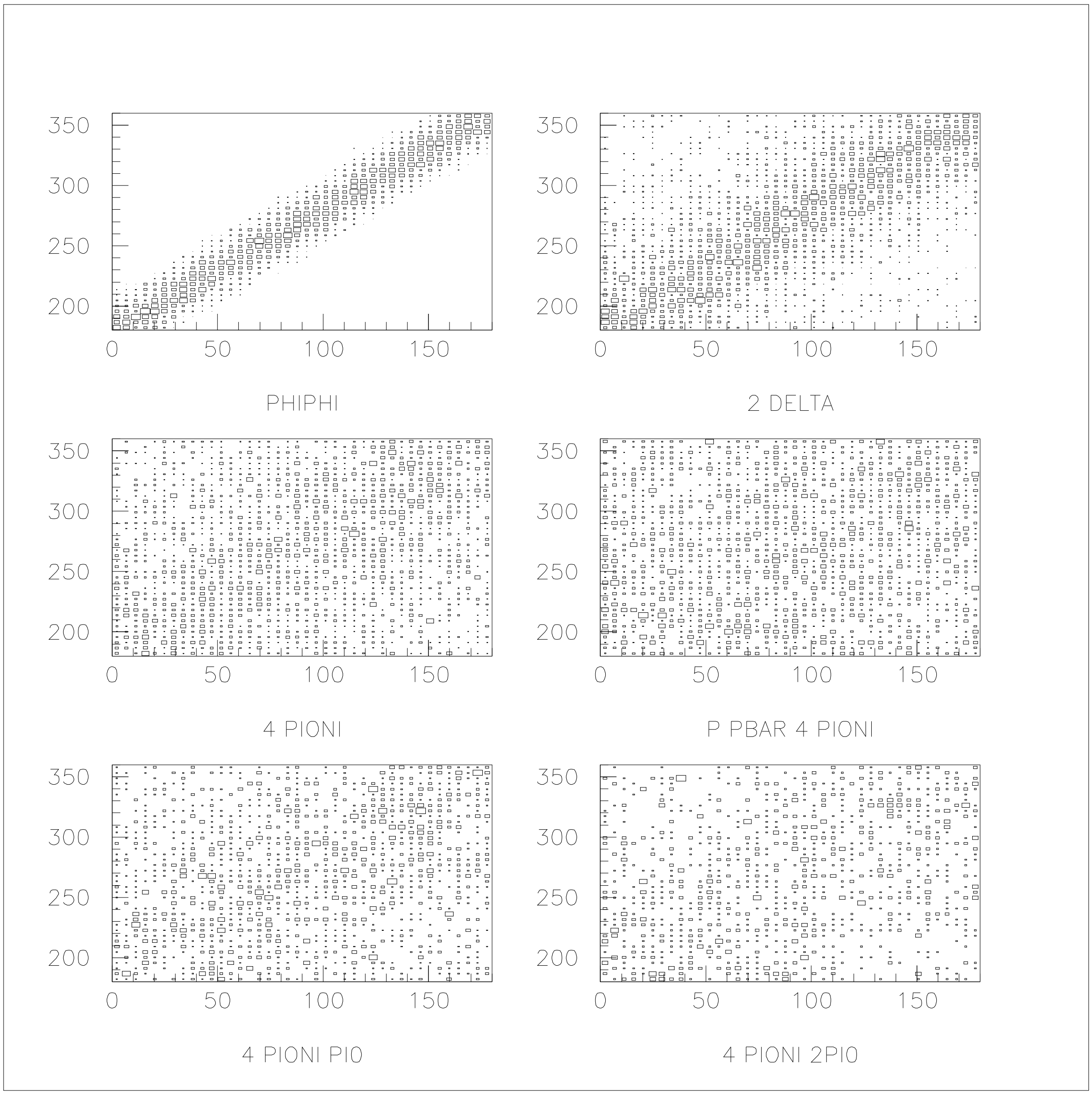

Figura 4.9: OPPOSIZIONE IN φ: correlazione in φ tra mesoni K provenienti da diverse ϕ all'energia $E_{cm} = 2.990\,GeV$, confronto con alcune reazioni di fondo. I valori riportati sugli assi x ed y sono entrambi in gradi.

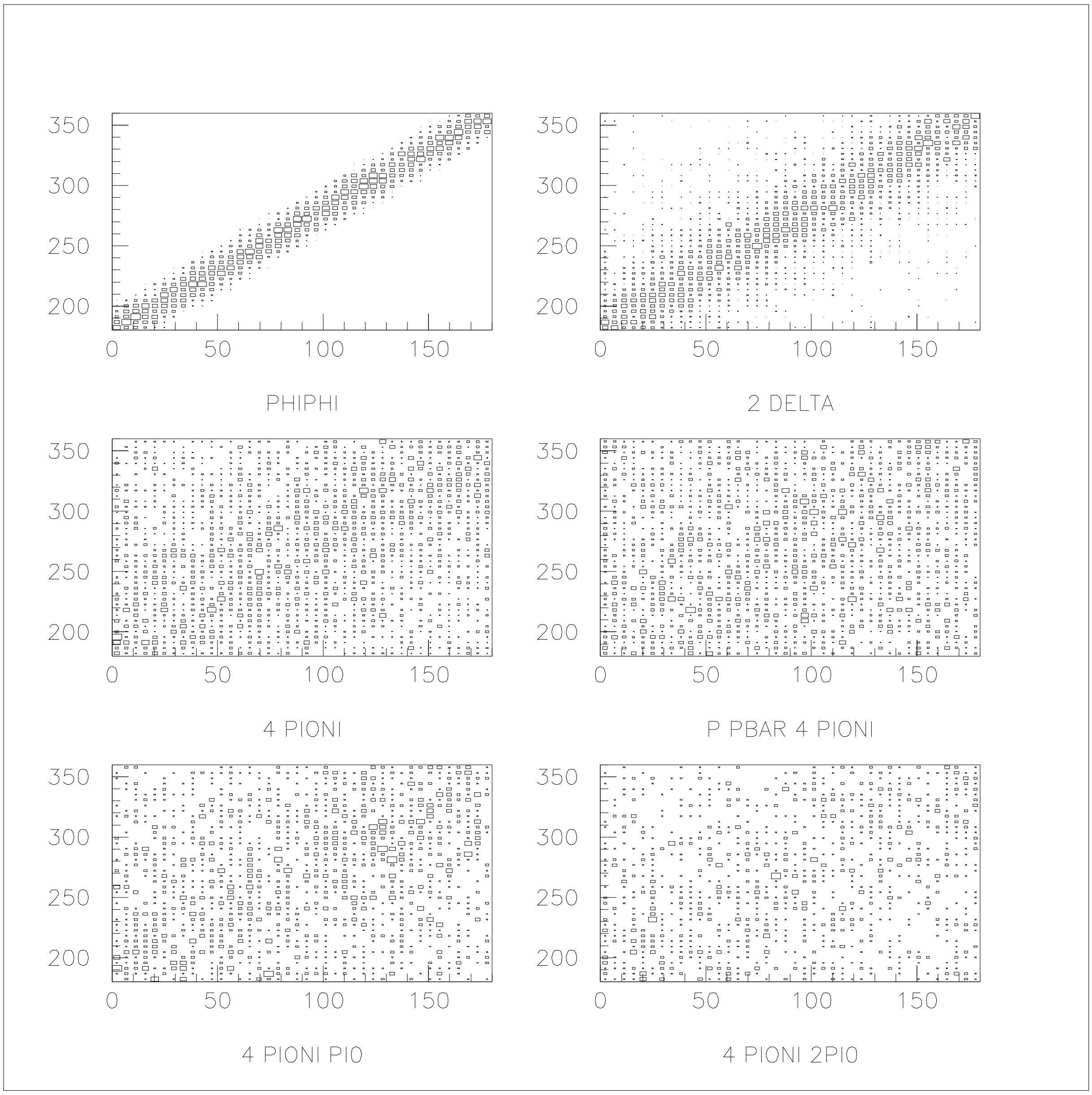

Figura 4.10: OPPOSIZIONE IN φ: correlazione in φ tra mesoni K provenienti da diverse ϕ all'energia $E_{cm} = 3.595\, GeV$, confronto con alcune reazioni di fondo. I valori riportati sugli assi x ed y sono entrambi in gradi.

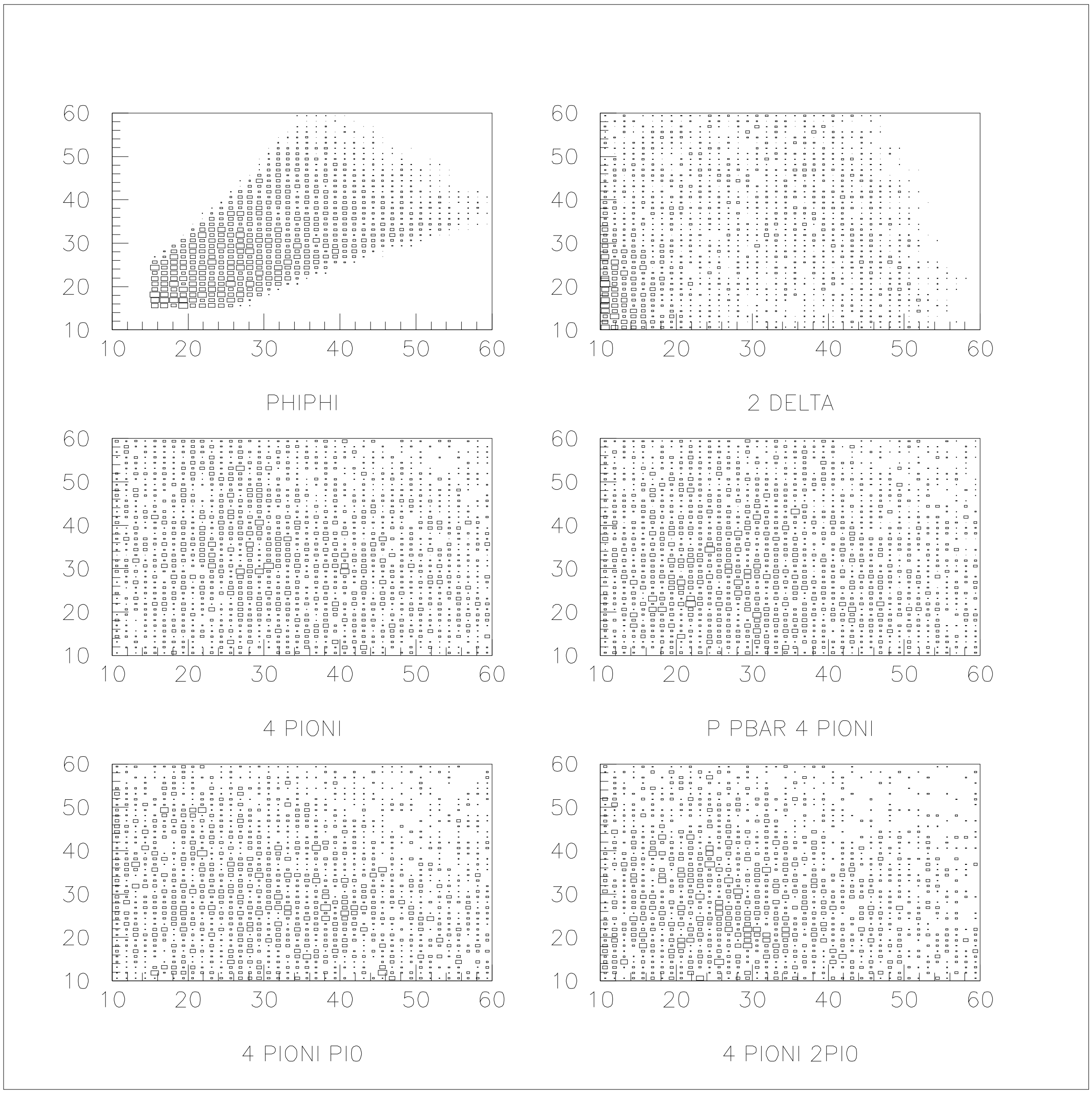

Figura 4.11: CORRELAZIONE IN θ: correlazione tra mesoni K provenienti da una stessa ϕ all'energia $E_{cm} = 2.990\,GeV$, confronto con alcune reazioni di fondo. I valori riportati sugli assi x ed y sono entrambi in gradi.

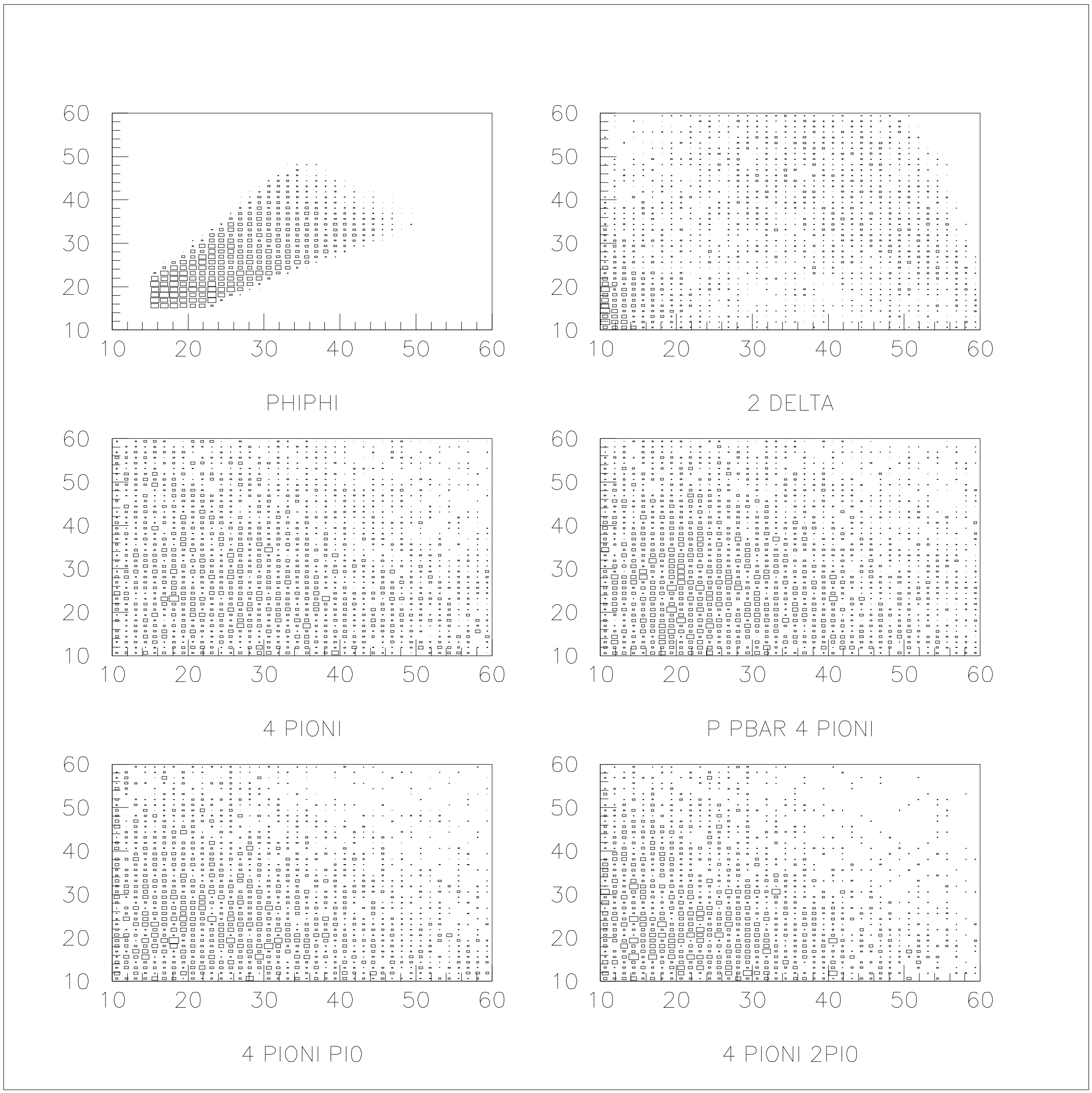

Figura 4.12: CORRELAZIONE IN θ: correlazione tra mesoni K provenienti da una stessa ϕ all'energia $E_{cm} = 3.595\, GeV$, confronto con alcune reazioni di fondo. I valori riportati sugli assi x ed y sono entrambi in gradi.

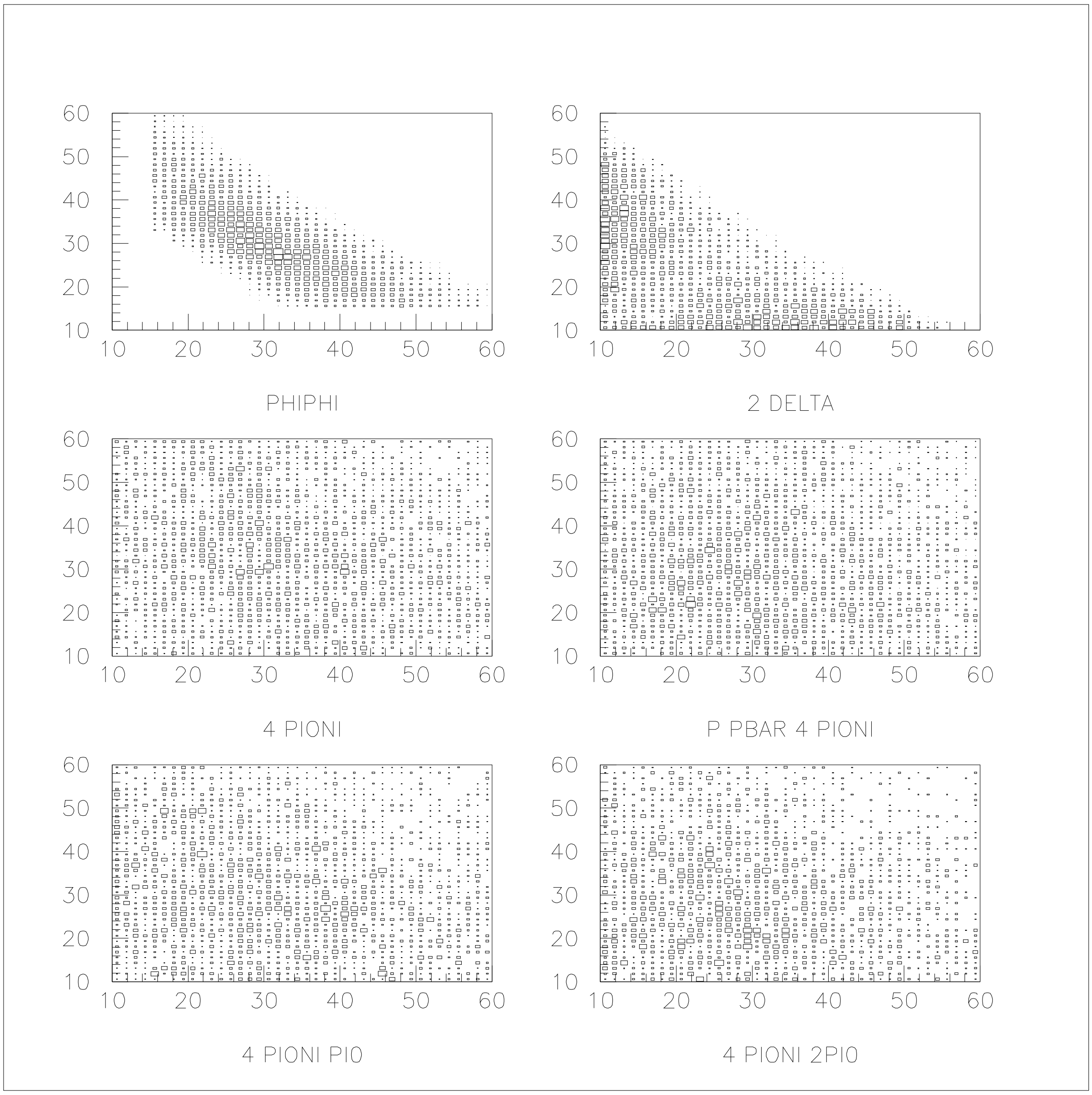

Figura 4.13: CORRELAZIONE IN θ: correlazione tra mesoni K provenienti da diverse ϕ all'energia $E_{cm} = 2.990\, GeV$, confronto con alcune reazioni di fondo. I valori riportati sugli assi x ed y sono entrambi in gradi.

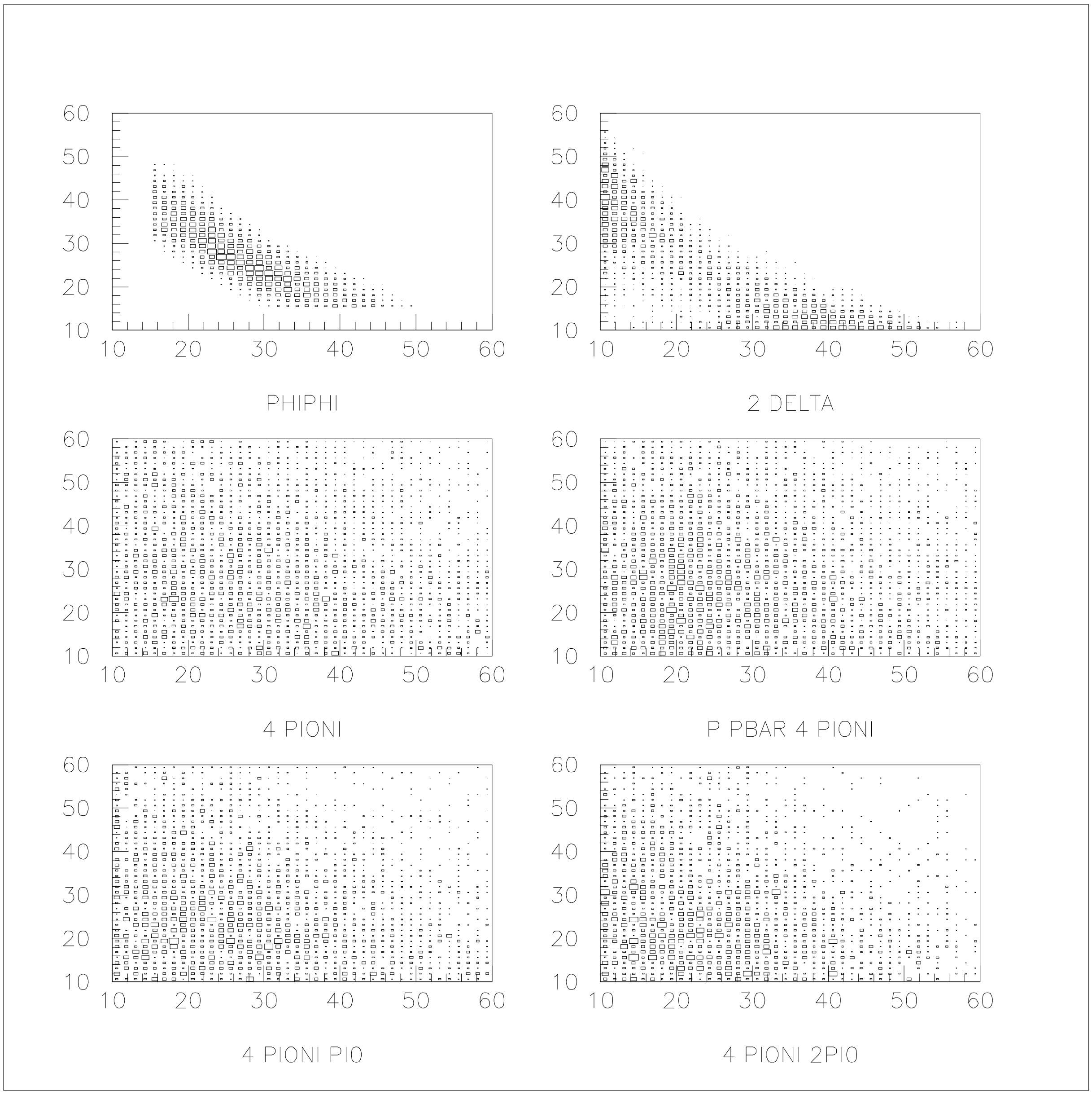

Figura 4.14: CORRELAZIONE IN θ: correlazione tra mesoni K provenienti da diverse ϕ all'energia $E_{cm} = 3.595\, GeV$, confronto con alcune reazioni di fondo. I valori riportati sugli assi x ed y sono entrambi in gradi.

Capitolo 5

Studio e progetto del comando elettronico

5.1 Introduzione

In questo capitolo verrà esaminata la possibilità di realizzare un trigger di primo livello che selezioni dal notevole fondo adronico la reazione:

$$p\bar{p} \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$$

e che sia efficiente anche per, la reazione:

$$p\bar{p} \to \eta_c^{'} \to \phi\phi \to 4K$$

Il trigger dovrà avere una elevata efficienza per il canale $\phi\phi$ e dovrà essere molto selettivo nei confronti delle reazioni di fondo, così da fornire una frequenza di eventi la più bassa possibile al sistema di acquisizione dati. Tutto questo cercando di utilizzare al massimo le logiche di selezione già presenti nel trigger di E760.
Questo studio si articolerà in due parti principali, una per ogni valore dell'energia considerato. Nella prima parte verrà studiato in dettaglio un trigger le cui prestazioni sono ottimizzate per lavorare all'energia di formazione della risonanza η_c: 2990 GeV.
Nella seconda si analizzerà il comportamento di questo trigger all'energia di formazione della $\eta_c^{'}$ (3.595 GeV) e verranno descritte le possibili modifiche per ottimizzarlo anche a questo valore dell'energia.
Lo studio verrà effettuato tramite simulazione Monte Carlo.

5.2 Il trigger $\phi\phi$ di E760

Come è stato accennato nel terzo capitolo, in E760 è stata effettuata una breve analisi di questa reazione, ma i risultati non sono stati molto soddisfacenti, principalmente a causa

della bassa efficienza del trigger allora studiato.
La logica di selezione di E760 (che chiamerò TRIG91) era:

$$\begin{aligned} TRIG91 &= (\geq 2h) \times \bar{e} \times (NH1 = 2,3,4) \times (NH2 = 3,4) \times (NH2_{custer} = 2) \times \\ &\times H2_{copl1/3} \times \overline{FCAL} \times \overline{FCH} \end{aligned}$$

e richiede essenzialmente:

- Almeno due tracce cariche che non siano elettroni $((\geq 2h) \times \bar{e})$
- Molteplicità di H1 pari a due, tre o quattro $(NH1 = 2,3,4)$
- Molteplicità di H2 pari tre o quattro $(NH2 = 3,4)$
- Coincidenza tra ogni scintillatore di $H2$ e i tre a lui opposti in φ $(H2_{copl1/3})$
- Due "cluster"(insieme di canali contigui) di $H2$ colpiti $(NH2_{cluster} = 2)$
- Nessuna particella nel calorimetro in avanti o negli scintillatori che fungono da veto per piccoli angoli $(\overline{FCAL} \times \overline{FCH})$

La condizione che maggiormente riduceva l'efficienza del trigger era $H2_{cluster} = 2$ in quanto accettava solamente gli eventi in cui l'angolo di apertura in φ tra i due mesoni K era minore di circa 22° (E questo doveva succedere per entrambe le coppie di K).
Nella tabella 5.1 sono riportati i valori delle frequenze di conteggio misurate nel 1991 per questo trigger.

Run#	$E_{cm}\,(GeV)$	$L\,(cm^{-2}sec^{-1})$	*Rate* (Hz)
1238	3.005	2.3×10^{30}	398
1341	3.594	3.6×10^{30}	251

Tabella 5.1: Frequenze di eventi misurate da E760 per il TRIG91

Considerando che le luminosità previste per E835 sono: $2.5 \times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$ all'energia della η_c e $5 \times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$ all'energia della $\eta_c^{'}$, notiamo che il TRIG91 fornirebbe, a queste energie, rates di circa 4300 e 3500 Hz rispettivamente.
Tali valori sono troppo elevati per il sistema di acquisizione dati, ed è per questo che occorre studiare una logica di selezione migliore.

5.3 Il programma di simulazione

Come ho già detto questo studio è stato reso possibile grazie ad un programma tipo Monte Carlo, che simula il nostro apparato sperimentale in maniera realistica. Ne darò ora una breve descrizione.

5.3.1 Caratteristiche del Monte Carlo per la reazione $\phi\phi$

Il programma è strutturato essenzialmente in due parti: la prima genera l'evento, cioè l'insieme di tutte le particelle implicate nella reazione caratterizzate da quadriimpulso e direzione(θ, φ).
Una seconda registra gli effetti di questo evento sull'apparato; "segue" cioè il passaggio delle particelle nei vari rivelatori ed indica quali sono stati colpiti e dove.
Gli eventi vengono generati in base allo spazio delle fasi che caratterizza la reazione, tenendo anche conto della larghezza naturale delle particelle che decadono . Ciò è possibile grazie ad una "routine" del Cern: GENBOD. L'unica eccezione è la reazione $p\bar{p} \rightarrow \Delta\bar{\Delta} \rightarrow p\pi^{+}\bar{p}\pi^{-}$ per cui si utilizza, per il decadimento della Δ, la distribuzione angolare misurata anzichè lo spazio delle fasi.
Per quanto riguarda la simulazione della geometria del rivelatore, si assumono le seguenti caratteristiche:

- Zona di interazione estesa, distribuita in maniera gaussiana attorno al punto $(x_0, y_0, z_0) = (0, 0, 0)$ con $\sigma_{(x,y,z)} = (2.5, 3.5, 3.0)mm$.
- Perfetto allineamento tra gli scintillatori dei vari odoscopi $H1$, $H2^{'}$, $H2$.
- Scintillatori perfettamente combacianti.

Per il rivelatore a fibre il programma tiene conto della separazione tra i cilindri (interno ed esterno), della distanza tra le fibre ("pitch") e del raggio della zona attiva delle fibre ("core").
Si tiene conto infine dello scattering multiplo e della probabilità di conversione dei fotoni all'interno dei vari rivelatori.

5.3.2 Simulazione del TRIG91

Il Monte Carlo per la reazione $\phi\phi$ dovrebbe simulare in maniera piuttosto precisa l'apparato sperimentale di E835.
Per avere un'indicazione, anche approssimativa, della bontà del programma abbiamo simulato, con esso, il trigger di E760 e confrontato i risultati con i valori reali (vedi tabella 5.2). Errori nella simulazione possono essere dovuti alla distribuzione angolare generata e all'estrapolazione della sezione d'urto da diversi valori di energia.

$E_{cm}\,(GeV)$	$Efficienza_{sim}\,(\%)$	$Rate_{sim}\,(Hz)$	$Rate_{mis}\,(Hz)$
2.990	28.9	$\simeq 510$	398
3.595	55.8	$\simeq 320$	251

Tabella 5.2: Confronto tra i valori simulati e misurati della efficienza e delle frequenze di eventi.

Osservando questi valori si nota che nella simulazione si opera una sistematica sopravvalutazione delle frequenze degli eventi di circa il 25%. Nonostante questa discrepanza piuttosto grande tra i valori simulati e misurati, è positivo il fatto che questa differenza rimanga molto simile per i due valori dell'energia, così da poter prevedere per i nostri risultati un sistematico errore del 25% in eccesso.

5.4 Il trigger $\phi\phi$ di E835

5.4.1 Limiti imposti dal sistema di acquisizione dati

Abbiamo visto nel capitolo 3 la struttura del sistema di acquisizione dati e dei vari trigger. La frequenza massima ammissibile al trigger di secondo livello è di 10 KHz . Ciò implica che la somma delle frequenze di tutti i triggers non debba superare tale valore. Per il trigger $\phi\phi$, il valore massimo consentito dipenderà quindi dalle frequenze che si avranno negli altri triggers.
Un secondo vincolo è imposto dalla frequenza di eventi al dispositivo che li registra ("tape"); il valore massimo consentito è $400\,Hz$ per ogni registratore. Supponendo di utilizzare tre di questi dispositivi, la frequenza massima a questo livello non dovrà essere superiore a $1200\,Hz$.
Siccome gli eventi, prima di essere registrati, devono superare anche il trigger di secondo livello (vedi cap.3), la frequenza massima per il nostro trigger dipenderà anche dalla selettività di quest'ultimo.
I valori previsti per le frequenze, dopo i trigger di primo livello ($G.M.in$) e dopo quello di secondo livello (tape), sono riportati in tabella 5.3 [3].

TRIGGER	$L = 2.5 \times 10^{31}$		$L = 5 \times 10^{31}$	
	G.M.in (Hz)	Tape (Hz)	G.M.in (Hz)	Tape (Hz)
MLU1	36	36	72	72
MLU4	87	87	174	174
MLU2(presc=200)	52	10	104	20
E_{TOT}	4800	800-900	9600	1600-1800
TOTALE (E_{TOT} non presc.)	$\simeq 5000$	130+800	Impossibile	Impossibile
Max $\phi\phi$	$\simeq 5000$	$\simeq 250$		
TOTALE ((E_{TOT} presc.=2)	$\simeq 2600$	130+400	5150	270+800
Max $\phi\phi$	$\simeq 7400$	$\simeq 400$	4850	$\simeq 100$
TOTALE (E_{TOT} presc.=4)	1380	130+200	2750	270+400
Max $\phi\phi$	$\simeq 8620$	$\simeq 400$	7250	$\simeq 400$

Tabella 5.3: Frequenze previste per i vari trigger e frequenze massime per il canale $\phi\phi$ (presc = fattore di riduzione applicato ad alcuni trigger)

Dai dati di questa tabella notiamo che le frequenze massime consentite per il il trigger $\phi\phi$ di E835 (che chiamerò TRIG95) sono abbastanza alte, comunque è bene cercare di ottenere, se possibile, una frequenza massima pari a circa $2KHz$.

5.4.2 Il TRIG95 e il rivelatore a fibre

Osservando la struttura del TRIG91 notiamo che questo basava le sue logiche di selezione essenzialmente sulla topologia[1] , sulla chiusura dei K e sulla opposizione in φ delle coppie di mesoni K., E760 non disponeva infatti di un rivelatore che potesse fornire al trigger di primo livello, in tempi dell'ordine di $100\,ns$, informazioni precise sull'angolo polare θ.
Questa lacuna è stata colmata, in E835, con la costruzione del rivelatore a fibre.
Per il trigger $\phi\phi$ i vantaggi che ne derivano sono notevoli; infatti questo nuovo rivelatore permette di realizzare logiche che sfruttano anche le caratteristiche di correlazione in θ delle coppie di mesoni K e , in modo più preciso e flessibile, la distribuzione in θ della reazione.
Una descrizione dettagliata di questo rivelatore è stata fornita nel capitolo 2 par.[2.5.3] in riferimento soprattutto alla ricostruzione delle tracce; spieghiamo ora come questo rivelatore verrà utilizzato dal trigger.
Le 428 fibre scintillanti di ogni cilindro verranno suddivise in vari gruppi consecutivi ("bundles"), ognuno dei quali fornirà al trigger, se colpito, un unico segnale (i gruppi corrispondenti, tra cilindro interno ed esterno sono messi in OR).
Per il trigger quindi, questo rivelatore è come se fosse formato da tanti scintillatori cilindrici molto stretti e coassiali al fascio, ognuno dei quali fornisce informazioni precise sull'angolo θ.
Grazie ad esso si può, ad esempio, decidere un taglio ad un preciso angolo polare oppure, con una logica più complessa, richiedere delle coincidenze tra vari gruppi o ancora, richiedere un certo numero di gruppi in veto etc .... Se accoppiate con le informazioni fornite da H2, le informazioni fornite da questo rivelatore permettono di realizzare logiche molto selettive.
Lo studio per la segmentazione delle fibre (numero di gruppi e il numero di fibre in ogni gruppo) sarà riportato in seguito, nel paragrafo [5.5.2].

5.5 Studio per il progetto del TRIG95

In questa sezione sarà descritto lo studio effettuato per il progetto del TRIG95.
Verranno esaminate alcune logiche già esistenti, che facevano parte del TRIG91, ed altre che invece sono state pensate appositamente per selezionare la reazione $\phi\phi$ nell'esperimento E835.
Le logiche verranno suddivise in base al rivelatore su cui si basano: H2, rivelatore a fibre e calorimetro. L'energia a cui verranno simulate è quella della risonanza η_c: 2990 GeV; il comportamento di questo trigger alla energia della $\eta_c^{'}$: 3.595 GeV, sarà descritto in una sezione sucessiva [5.6].
Le efficienze che verranno riportate sono riferite ad eventi che hanno 4 particelle entro il rivelatore. Tutti i dati, infine, sono riferiti ad un campione di 50000 eventi.

[1] Con topologia si intende l'insieme delle caratteristiche non cinematiche che distinguono la reazione; ad esempio, il numero di particelle nello stato finale.

5.5.1 Logiche basate su H2

Le logiche basate sull'odoscopio H2, sono:

$(NH2 = 3, 4)$ (già presente nel TRIG91)

$H2_{copl1/3}$ (anche questa già presente nel TRIG91)

$H2_{logic1/7}$

$H2_{cluster}$ (modificata rispetto a quella presente nel TRIG91)

La logica $(NH2 = 3, 4)$

Questa logica, già presente nel TRIG91, è basata sulla *molteplicità* dell'odoscopio H2, cioè il numero di scintillatori che sono stati colpiti.
La richiesta che tale molteplicità sia 3 o 4, si basa sulla distribuzione mostrata in figura 5.3, dalla quale si nota che la quasi totalità degli eventi soddisfa questa condizione.
Una osservazione importante da fare è che questa condizione taglia via tutte quelle reazioni con due sole particelle nello stato finale che, come abbiamo visto nel par [4.3.1], costituiscono una frazione piuttosto importante del fondo.
I valori delle efficienze per questo taglio sono riportati in tabella 5.4.

La logica $H2_{copl1/3}$

La logica in esame, anch'essa già presente nel TRIG91, utilizza il fatto che le coppie di K provenienti dal decadimento dei mesoni ϕ hanno impulsi opposti nel piano trasverso (vedi fig. [4.7÷4.10] del cap.4). Si richiede infatti la coincidenza tra ogni scintillatore ed i tre a lui opposti in φ.
Questo significa che, se uno scintillatore viene colpito (ad esempio il numero 1), affinchè questo taglio lo ritenga "buono"anche almeno uno dei tre scintillatori a lui opposti (16,17,18) dovrà essere colpito. Questo per ognuno dei 32 scintillatori che costituiscono H2.
Come vedremo dai dati, riportati nella tabella 5.4, questo taglio è piuttosto efficace.

La logica $H2_{logic1/7}$

La caratteristica cinematica su cui si basa questa logica è la stessa sfruttata dalla logica precedente: opposizione in φ. Il principio di funzionamento è tuttavia diverso.
Questa logica infatti, dato uno scintillatore colpito, pone in veto due regioni azimutali, tra loro opposte ed ampie $\simeq 100°$ ciascuna (vedi fig 5.1).

Ad esempio, se uno scintillatore è colpito (il solito numero 1) occorre, per superare questo taglio, che nessuno, tra quelli appartenenti alle regioni: $5 \div 13$ e $21 \div 29$ (estremi compresi), venga colpito.
Circa la scelta dell'ampiezza di queste regioni da porre in veto si è visto che, per avere una efficienza accettabile (per il canale $\phi\phi$) e nel contempo una buona riduzione dei fondi,

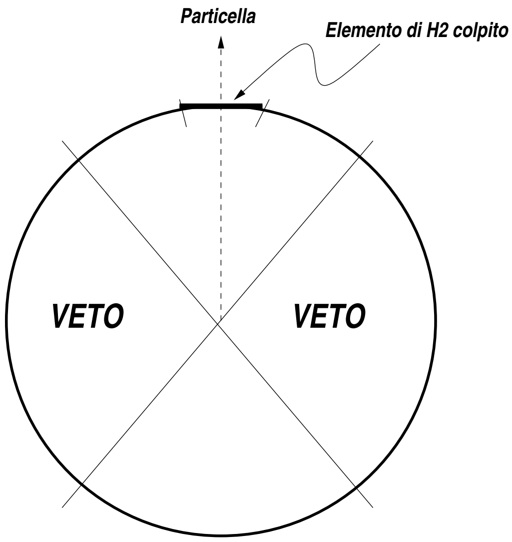

Figura 5.1: Pricipio di funzionamento della logica $H2_{logic1/7}$

occorre porre in veto 9 scintillatori per ogni settore, corrispondenti appunto ad un angolo di circa 100°.
Si è provato ad aumentare la ampiezza delle suddette regioni fino ad un valore di $\simeq 120°$ (ciascuna), ponendo in veto 11 scintillatori anzichè 9. Ma in questo modo l'efficienza per la $\phi\phi$ diminuiva molto, passando dal 99.8% all'87% (non si è studiato il comportamento del fondo). Questa seconda opzione è perciò stata scartata.
I dati relativi a questo taglio sono riassunti in tabella 5.4

La logica $H2_{cluster}$

Discutendo del TRIG91 era stato detto che la causa principale della sua bassa efficienza era la logica $H2_{cluster}$. Per il TRIG95 tale logica è stata, come vedremo, notevolmente migliorata.
Questa logica basa la propria selezione sulla caratteristica chiusura angolare dei Kaoni provenienti dal decadimento del mesone ϕ (vedi fig. [4.3÷4.6] del cap.4) Il principio di funzionamento è il seguente.
La logica è divisa in tre *sub-logiche*, ognuna delle quali fornisce una diversa informazione circa le modalità con cui il rivelatore è stato colpito. Queste sub-logiche sono:

$NH2$

$NH2_{cluster}$

$NH2_{Altcluster}$

Dove: $NH2$ è la già vista molteplicità di $H2$, $NH2_{cluster}$ è il numero di gruppi di scintillatori adiacenti colpiti (ogni scintillatore rappresenta, se isolato, un "cluster") , ed

$NH2_{Altcluster}$ indica la stessa quantità relativa però ai soli scintillatori pari e dispari, separatamente.
Vista la chiusura angolare della coppia di mesoni K, saranno possibili, per questa reazione, soltanto determinate combinazioni di queste tre molteplicità (vedi fig.5.2). La logica $H2_{cluster}$ seleziona gli eventi le cui molteplicità formano una di queste combinazioni.

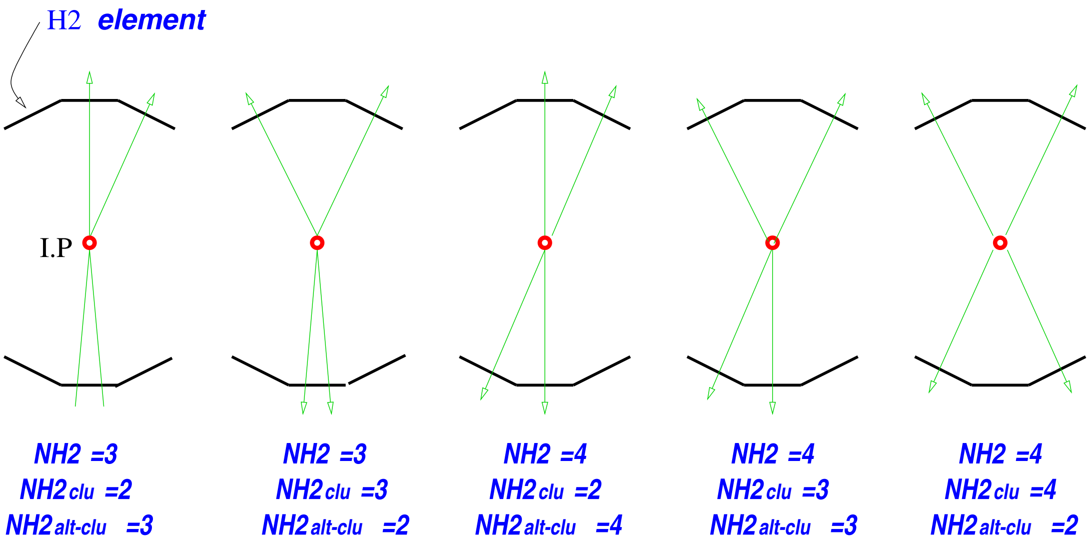

Figura 5.2: Possibili configurazioni delle sub-logiche che costituiscono $H2_{cluster}$

L'equazione logica è la seguente:

$$\begin{aligned} H2_{cluster} \quad = \quad & NH2 = 3 \times NH2_{cluster} = 2 \times NH2_{Altcluster} = 3.OR. \\ & NH2 = 3 \times NH2_{cluster} = 3 \times NH2_{Altcluster} = 2.OR. \\ & NH2 = 4 \times NH2_{cluster} = 2 \times NH2_{Altcluster} = 4.OR. \\ & NH2 = 4 \times NH2_{cluster} = 3 \times NH2_{Altcluster} = 3.OR. \\ & NH2 = 4 \times NH2_{cluster} = 4 \times NH2_{Altcluster} = 2 \end{aligned}$$

Facciamo ora alcune osservazioni.
Notiamo anzitutto che, come si può vedere dalla figura 5.2, non è previsto il caso in cui i mesoni K colpiscono due soli scintillatori. Questo serve a tagliare via, assieme alla già vista *logica* ($NH2 = 3, 4$), tutte quelle reazioni di fondo che generano due sole particelle cariche.
Una considerazione di carattere strettamente pratico è invece la seguente : questa logica risulta essere piuttosto scomoda da realizzare (soprattutto la sub-logica $NH2_{Altcluster}$) a causa di non facili connessioni necessarie tra i primi e gli ultimi canali. Sarebbe perciò auspicabile escludere questa logica dal trigger finale e tenerla come logica di riserva, da implementare in caso di necessità.
I valori delle efficienze di questa logica, assieme ai dati relativi a tutte le altre logiche finora descritte, sono riportati in tabella 5.4.

$Efficienze\,(\%)$	$NH2 = 3,4$	$H2_{copl1/3}$	$H2_{logic1/7}$	$H2_{cluster}$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	95.7	99.9	99.8	87.1
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	51.3	35.5	39.5	11.9
$\varepsilon_{4\pi}$	64.2	43.9	37.8	13.3
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	65.8	45.1	38.4	13.2
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	65.7	40.0	27.7	15.9
$\varepsilon_{4\pi2\pi^0}$	67.3	38.7	24.4	17.3

Tabella 5.4: Efficienze dei tagli singoli per le logiche basate su H2

5.5.2 Logiche basate sul rivelatore a fibre

Le logiche basate sul rivelatore a fibre sono quelle che maggiormente hanno contribuito al miglioramento del trigger $\phi\phi$ rispetto a quello di E760. Vedremo in questa sezione quali sono i motivi.
Queste logiche, nessuna delle quali era presente nel TRIG91, sono:

$\overline{SF \geq 55^\circ}$

$(NSF = 3,4)$

$(NSF + NH2) = 7,8$

$SF_{up} \geq 2$

$KIN_{twobody}$

La logica $\overline{SF \geq 55^\circ}$

La condizione in esame sfrutta la caratteristica della reazione $\phi\phi$ di produrre tracce ad angoli θ relativamente piccoli (vedi grafici [4.1÷4.2] del cap.4).
Come si intuisce dal nome, questa logica elimina tutti quegli eventi in cui almeno una particella ha angolo superiore a 55°. Ciò avviene ponendo in veto il primo gruppo di fibre che, come vedremo, copre un angolo θ fino a 55° (per informazioni riguardanti la segmentazione delle fibre vedi i paragrafi sucessivi).
La scelta di questo angolo è avvenuta dopo un breve studio sull'efficienza di questo taglio per la reazione $\phi\phi$ e per alcune reazioni di fondo (vedi tabella 5.5).

Le logiche NSF=3,4 e (NH2+NSF)=7,8

Queste due logiche sono basate sulla topologia della nostra reazione. La prima, basata esclusivamente sul rivelatore a fibre, seleziona tutti quegli eventi che colpiscono 3 o 4 gruppi di fibre diversi; la seconda, utilizzante sia l'odoscopio H2 che il suddetto rivelatore, richiede che la somma delle loro molteplicità sia pari a 7 o 8.
Osserviamo che questa seconda condizione ammette i seguenti valori per le molteplicità singole:

$Efficienza\,(\%)$	$\theta_0 \leq 50°$	$\theta_0 \leq 55°$	$\theta_0 \leq 60°$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	85.0	95.6	99.2
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	76.0	85.9	93.0
$\varepsilon_{4\pi}$	56.9	69.4	86.5
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	75.5	84.6	92.8
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	58.5	70.7	86.7
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	60.0	70.5	85.3

Tabella 5.5: Valori dell'efficienza, a diversi angoli per la logica $\overline{SF \geq 55°}$

- NH2=3 e NSF=4
- NH2=4 e NSF=3
- NH2=4 e NSF=4

Notiamo anzitutto che anche la logica NSF=3,4 contribuisce, assieme ad altre già descritte, ad eliminare gli eventi con due sole tracce cariche. La logica (NSF+NH2=7,8) elimina invece, e questa è una cosa nuova, gli eventi che generano tre perticelle cariche; è infatti richiesto, come si può vedere dalle tre condizioni sopra, che almeno un rivelatore abbia molteplicità 4.
Su queste due logiche è stato effettuato uno studio più approfondito di quelli eseguiti sulle precedenti poichè su di esse (e sulla logica $KIN_{twobody}$, che vedremo in seguito) si è basata la scelta della segmentazione delle fibre.
Questo studio, che verrà descritto nel paragrafo successivo, indicherà una possibile segmentazione alla quale sono riferiti i valori delle efficienze riportati nella tabella 5.11.
Nei due grafici 5.4 e 5.5 in fondo al capitolo sono invece riportate, rispettivamente, le distribuzioni della molteplicità di fibre (NSF) e, in un grafico bidimensionale, NSF in funzione della molteplicità di H2 ($NH2$).
Questi grafici, e i dati della tabella, mettono in luce un problema della logica $(NSF + NH2) = 7,8$: la bassa efficienza per la reazione $\phi\phi$.
Anche dopo l'ottimizzazione infatti tale valore non raggiunge l'80%, contro un valore medio per le altre logiche superiore al 90%.
Anticipo sin da ora che questo problema ci obbligherà, per non diminuire troppo l'efficienza complessiva, a cercare di eliminare se possibile questa logica dal trigger finale.

La segmentazione delle fibre

Il raggruppamento delle fibre è stato ottimizzato, come è già stato detto, sulle logiche $(NSF = 3,4)$ e $(NSF + NH2) = 7,8$, ma cosiderando anche la logica $KIN_{twobody}$ (di questo si parlerà più in dettaglio nel relativo paragrafo).
Il numero complessivo di fibre da raggruppare è NF=428 per ogni cilindro (gruppi corrispondenti, tra cilindro interno ed esterno, sono messi in OR). Queste fibre andranno divise in un numero di gruppi che sia il più piccolo possibile, compatibilmente con dei buoni valori di efficienza e reiezione del fondo.

Il primo gruppo, come è stato detto nel paragrafo dedicato alla logica $\overline{SF \geq 55°}$, servirà da veto per angoli superiori a 55°. Affinchè questo gruppo copra gli angoli che vanno da 65° (angolo massimo coperto dal rivelatore) a 55° occorre che sia formato da 32 fibre.
La prima segmentazione considerata è quella più semplice: gruppi di "larghezza" costante, pari a 32 fibre.
Questo numero è stato scelto perchè comodo: infatti, i moduli elettronici che dovranno trattare il segnale (discriminatori, OR etc ...), sono proprio a 32 canali.
Il raggruppamento a 32 fibre è il seguente (si riportano i numeri della prima fibra di ogni gruppo; la fibra numero 1 è quella ad angolo maggiore)[2]:

$$NF = (1, 32, 44, 76, 108, 140, 172, 204, 236, 268, 300, 332, 364, 396, 428)$$

Il numero di gruppi (o "bundles"), con questa segmentazione è: $13+1$ (cioè 13 più il veto) e verrà perciò chiamata:"a 13 bundles".
Purtroppo con un simile raggruppamento si ottengono dei valori di efficienza e reiezione bassi, che ci obbligano a cercare un raggruppamento migliore.
Si è pensato di provare allora con dei gruppi, sempre di larghezza costante, ma formati da 28 fibre anzichè 32. Questo secondo raggruppamento, che non verrà riportato in quanto non molto significativo, non ha fornito valori molto migliori del precedente (questo secondo raggruppamento verrà indicato, nella tabella dei dati, con: "14 bundles", dal numero di gruppi che lo formano).
È stato necessario, per ottenere dei risultati accettabili, dividere in due parti vari gruppi, che nel precedente raggruppamento erano formati da 28 fibre. Osserviamo che i gruppi da dividere sono quelli posti ad angoli corrispondenti al massimo della distribuzione in θ della reazione $\phi\phi$ ($\simeq 30°$, vedi figura 4.1 del cap.4); questo perchè ivi è massimo il flusso dei mesoni K e dunque sarà massimo l'effetto della suddivisione.
Il miglior raggruppamento di fibre, cioè quello con efficienza per la $\phi\phi$ alta e con una buona reiezione del fondo, è stato ottenuto dopo tre tentativi: nel primo di essi si è provato a dividere in due un solo bundle, ottenendone cosi $15+1$ (che al solito daranno il nome a questo raggruppamento); nel secondo, i cui dati cominciavano ad essere buoni, due gruppi sono stati divisi, ottenendo $16+1$ gruppi di fibre.
Il raggruppamento migliore è invece il segunte:

$$\begin{aligned} NF = {} & (1, 32, 60, 88, 102, 116, 130, 144, 158, 172, 186, 214, 242, 270, 300, \\ & 332, 364, 396, 428) \end{aligned}$$

Questa segmentazione è formata da gruppi di 32, 28, 14 fibre.
I gruppi a 32 fibre sono posti ad angoli θ piccoli, cioè, nella parte finale del rivelatore, quelli a 14 sono nella zona attorno ai 30°, quelli a 28 fibre sono nelle zone rimanenti.
Nella scelta di questo raggruppamento si è pensato anche alla logica $KIN_{twobody}$: questa infatti richiederebbe, per motivi che vedremo in seguito, gruppi larghi ad angoli piccoli, e

[2]Siccome il numero di fibre non era multiplo di 32, si è deciso di mettere il gruppo più piccolo in seconda posizione; lasciandolo come ultimo gruppo infatti avrebbe coperto un angolo molto piccolo.

stretti ad angoli grandi.
I risultati di questo studio sono riportati nelle tre tabelle: 5.6, 5.7 e 5.8. Nelle prime due sono riassunti i valori delle efficienze, per le varie segmentazioni, relative alle logiche $NSF = 3,4$ e $(NSF + NH2) = 7,8$; nella terza sono riportati, per la segmentazione migliore, i numeri della prima fibra di ogni bundle e l'angolo θ a cui corrisponde.

$Efficienza\,(\%)$	$13\,bundles$	$14\,bundles$	$15\,bundles$	$16\,bundles$	$17\,bundles$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	87.8	89.4	89.9	90.9	91.6
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	33.2	34.3	34.6	34.9	35.5
$\varepsilon_{4\pi}$	43.1	44.0	44.5	44.7	45.5
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	44.0	44.3	44.8	45.3	46.0

Tabella 5.6: Valori dell'efficienza della logica $NSF = 3,4$, per le varie segmentazioni

$Efficienza\,(\%)$	$13\,bundles$	$14\,bundles$	$15\,bundles$	$16\,bundles$	$17\,bundles$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	72.2	75.1	76.5	77.9	79.4
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	10.3	10.5	10.5	10.5	10.8
$\varepsilon_{4\pi}$	23.1	23.3	23.5	23.5	24.2
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	19.9	20.0	20.2	20.3	20.5

Tabella 5.7: Valori dell'efficienza della logica $(NSF + NH2) = 7,8$, per le varie segmentazioni

La logica $SF_{up} \geq 2$

La logica che andiamo ad esaminare richiede, affinchè l'evento sia considerato "buono", che vi siano almeno due gruppi di fibre colpiti ad angoli maggiori di un certo valore θ_0.
Vediamo di motivare questa richiesta.
Il principio fisico su cui si basa è il fatto che la reazione $\phi\phi$ è costituita da una serie di due reazioni a due corpi. Supponiamo infatti di essere nel riferimento del centro di massa e consideriamo solo l'angolo polare θ; allora, nel decadimento delle ϕ, le rispettive coppie di mesoni K saranno opposti nel piano xy.
Questo significa anche che una delle due coppie avrà un angolo polare $\theta_{cm} \geq 90°$ mentre per l'altra sarà $\theta_{cm} \leq 90°$.
Se ora torniamo nel riferimento del laboratorio, una coppia avrà sempre un angolo θ_{lab} maggiore di un certo angolo θ_0 mentre l'altra avrà $\theta_{lab} \leq \theta_0$.
Questo spiega la richiesta della nostra logica, se con θ_0 indichiamo l'angolo che nel riferimento del laboratorio corrisponde a $\theta_{cm} = 90°$.
La regione che indichiamo con "up" sarà allora riferita ad angoli polari maggiori di questo θ_0.
L'angolo θ_0, per una energia (nel centro di massa) di 2.990 GeV è circa 30°.
Da un punto di vista più pratico, come è già stato detto, si richiede che, a partire da un

# *Fibra*	$\theta\,(^\circ)$	# *Bundle*
1	65.0	1
33	54.9	2
61	47.5	3
89	41.5	4
103	38.9	5
117	36.6	6
131	34.6	7
145	32.7	8
159	31.0	9
173	29.4	10
187	28.0	11
215	25.5	12
243	23.4	13
271	21.6	14
301	20.0	15
333	18.5	16
365	17.1	17
397	16.0	18
428	15.0	

Tabella 5.8: Numeri della prima fibra di ogni bundle e angolo θ corrispondente

certo gruppo (individuato dal numero N_{up}) in poi, almeno due "bundles"siano colpiti.
È stato effettuato un breve studio per stabilire quale debba essere il primo gruppo di questa regione (ovviamente i gruppi candidati sono quelli i cui angoli sono prossimi a 30°) e i valori delle efficienze corrispondenti ai vari casi sono riportati nella tabella 5.9.
Da questa tabella si nota che i valori migliori corrispondono a $N_{up} = 10$; infatti per $N_{up} = 9$ si ha una buona reiezione del fondo ma una bassa efficienza, per $N_{up} = 11$ invece avviene il contrario.
Questi valori sono riportati, assieme a tutti gli altri, anche nella tabella riassuntiva 5.11.

$Efficienza\,(\%)$	$N_{up} = 9\,(\theta_0 = 29.4)$	$N_{up} = 10\,(\theta_0 = 28.0)$	$N_{up} = 11\,(\theta_0 = 25.5)$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	83.4	88.6	92.4
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	35.2	39.6	47.1
$\varepsilon_{4\pi}$	47.5	51.5	57.1
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	29.8	34.8	45.0
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	48.9	52.7	59.1
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	49.6	53.8	61.0

Tabella 5.9: Valori dell'efficienza della logica $SF_{up} \geq 2$, per diversi valori di θ_0

La logica $KIN_{twobody}$

Questa logica è quella che utilizza al massimo le potenzialità offerte dal rivelatore a fibre. Anch'essa, il nome lo lascia intuire, utilizza la caratteristica della reazione di essere una catena di due decadimenti a due corpi.
In realtà con questo nome si indicano due diverse logiche, che chiamerò $KIN2B_1$ e $KIN2B_2$, le quali appaiono molto simili, ma utilizzano diverse caratteristiche della reazione:

$KIN2B_1$ Utilizza il fatto che, se una coppia di mesoni K viene emessa ad un angolo θ piccolo allora l'altra sarà emessa con un angolo grande, e viceversa (vedi grafico [4.13] del cap.4)

$KIN2B_2$ Utilizza la chiusura angolare dei K provenienti dal decadimento della stessa ϕ (anche questo un decadimento a due corpi): se un K viene emesso ad un angolo θ l'altro K avrà un angolo molto prossimo al primo (vedi grafico [4.11] del cap. 4).

Nel capitolo 4 entrambe queste proprietà sono state indicate con il termine: "correlazione in θ". Vediamo come questa correlazione viene utilizzata per selezionare gli eventi (per i numeri e gli angoli corrispondenti ai vari gruppi si veda il paragrafo sulla segmentazione delle fibre).
Entrambe le suddette logiche richiedono che, se viene colpito un bundle n, venga colpito anche un altro appartenente all'insieme di gruppi G(n). La dipendenza di G da n dipende dal tipo di correlazione che si intende utilizzare, quindi sarà diversa per $KIN2B_1$ e $KIN2B_2$.
Ad esempio, per $KIN2B_1$ ad n=2 (il primo è messo in veto) corrisponde G(2)=14 $\div$ 18 in quanto, come è stato detto, se una coppia di K ha angoli piccoli l'altra avrà angoli θ grandi.
Al contrario per $KIN2B_2$, che sfrutta la chiusura dei K, si ha: G(2)=(5 $\div$ 7).
L'insieme di tutte le corrispondenze n $\longrightarrow$ G(n), può essere riassunto in una "matrice" che chiamerò *matrice di coincidenza*. Le due logiche $KIN2B_1$ e $KIN2B_2$ saranno quindi distinte da due diverse matrici di coincidenza.
Queste matrici sono ottenute dagli istogrammi bidimensionali di fig. 5.6 riportati a fine capitolo che, lo ricordo, rappresentano l'angolo θ_1 di un mesone K in funzione dell'angolo θ_2 di un secondo K, nel caso di uguali e diverse ϕ rispettivamente.
Lungo gli assi di questi istogrammi, come si può vedere, sono stati tracciati dei segmenti che delimitano i vari gruppi di fibre.
Le matrici di coincidenza sono ottenute assegnando, per ogni gruppo in una coordinata, in quali gruppi dell'altra coordinata sono presenti degli eventi.
In questo modo si ricavano le matrici di figura 5.7 (in fondo al capitolo), per $KIN2B_1$ e $KIN2B_2$ rispettivamente.
Notiamo che nelle varie matrici non si richiede mai la coincidenza tra un gruppo e se stesso, questo perchè se lo facessimo, la coincidenza darebbe sempre il valore 1 e la logica accetterebbe dunque tutti gli eventi.
I valori delle efficienze sono riportati nella tabella riassuntiva 5.11.

Facciamo alcune osservazioni: si può notare anzitutto l'efficienza molto elevata della logica $KIN2B_1$, che però è accompagnata da una reiezione del fondo piuttosto scarsa. Migliori sono invece i dati relativi alla $KIN2B_2$, soprattutto per la migliore reiezione dei fondi.
Come vedremo meglio nel prossimo capitolo a causa dei costi di realizzazione soltanto una di queste due logiche potrà essere utilizzata , dopo essere stata opportunamente ottimizzata, nel TRIG95.
Da quanto detto sopra si capisce che la logica scelta è: $KIN2B_2$, che chiameremo con il nome di $KIN_{twobody}$.

Ottimizzazione della logica $KIN_{twobody}$

La matrice relativa alla logica $KIN2B_2$ in figura 5.7 è utilizzata come punto di partenza per uno studio più approfondito, che andremo ora ad illustrare.
Si sono considerate, in questo studio, tre matrici di diversa "selettività", illustrate in figura 5.6.2; ad ognuna di queste corrisponde, nel grafico di figura 5.8, una diversa regione della distribuzione di particelle.
La prima matrice è quella già vista in figura 5.7, e copre la regione della distribuzione di particelle delimitata dalla linea più esterna. Come si può notare con questa matrice si cerca di coprire quasi completamente la distribuzione, quindi verrà raccolto anche molto fondo.[3]
La seconda matrice si ottiene dalla figura 5.6.2 escludendo tutti i punti cerchiati e la regione che ad essa corrisponde è quella che si ottiene togliendo le zone a tratti obliqui. Questa matrice, più selettiva della precedente, ha una efficienza per la $\phi\phi$ più bassa, ma anche una migliore reiezione del fondo.
La terza matrice infine è quella che opera la selezione più severa; questa si ottiene dalla solita figura 5.6.2 togliendo, oltre ai punti cerchiati anche quelli contenuti in un quadratino e ad essa corrisponde la regione che si ottiene togliendo anche la zona a tratti verticali (fig. 5.8).
Per ognuna di queste matrici si è vista, come al solito, l'efficienza per la reazione $\phi\phi$ e per alcune reazioni di fondo. I dati, riportati in tabella 5.10, mostrano che le matrici 2 e 3 sono decisamente migliori della 1. È stata scelta la matrice 3 come matrice che ottimizza la logica $KIN_{twobody}$.

5.5.3 Logiche basate sui calorimetri e sull'odoscopio in avanti

Descriviamo infine le logiche che effettuano la selezione degli eventi in base alle informazioni fornite dall'odoscopio in avanti (FCH) e dai calorimetri: CCAL (centrale) e FCAL (in avanti).
Le logiche sono:

- $\overline{FCAL}$ (già presente nel TRIG91)

[3] La zona centrale della distribuzione deve essere tolta perchè, se non lo facessimo richiederemmo la coincidenza tra un gruppo e se stesso, che ovviamente darebbe sempre il valore 1.

$Efficienza\,(\%)$	$Matrice\,1$	$Matrice\,2$	$Matrice\,3$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	91.9	90.1	87.9
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	45.5	40.8	39.5
$\varepsilon_{4\pi}$	45.4	40.7	39.2
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	55.2	51.8	49.7
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	47.4	42.6	41.1
$\varepsilon_{4\pi2\pi^0}$	49.2	44.8	43.1

Tabella 5.10: Valori delle efficienze per l'ottimizzazione della logica $KIN_{twobody}$

$Efficienza\,(\%)$	$\overline{SF \geq 55^\circ}$	$NSF = 3,4$	$NH2 + NSF = 7,8$	$SF_{up} \geq 2$	$KIN2B_1$	$KIN2B_2$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	95.6	91.6	79.3	88.6	96.8	91.9
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	85.9	35.7	10.8	39.6	55.7	45.5
$\varepsilon_{4\pi}$	69.4	45.5	24.2	51.5	57.4	45.4
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	84.6	46.0	20.5	34.8	60.6	55.2
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	70.7	46.5	23.9	52.7	58.8	47.4
$\varepsilon_{4\pi2\pi^0}$	70.5	48.4	24.9	53.8	60.4	49.2

Tabella 5.11: Valori dell'efficienza, per le logiche basate sul rivelatore a fibre

- $\overline{FCH}$ (anch'essa già presente nel TRIG91)
- $\overline{CCAL\,1:4}$
- $\overline{CCAL\,18:20}$

Le logiche $\overline{FCAL}$ ed $\overline{FCH}$

Queste due logiche eliminano tutti quegli eventi che generano particelle ad angoli polari piccoli. Gli OR dei segnali dei due rivelatori vengono inviati come veto al resto della logica. I valori dell'angolo θ a cui effettuano questo veto sono:

- $\overline{FCAL}$ $2^\circ < \theta < 12^\circ$
- $\overline{FCH}$ $2^\circ < \theta < 10^\circ$

Questo taglio ad angoli piccoli viene effettuato poichè la maggior parte delle reazioni di fondo è piccata in avanti; inoltre questa è una regione non coperta dal rivelatore di tracce cariche.
I valori delle efficienze, relativi a queste logiche, operanti singolarmente, sono riportati nella tabella 5.12.

le logiche $\overline{CCAL\,1:4}$ e $\overline{CCAL\,18:20}$

Le logiche qui descritte pongono in veto, come le precedenti, due regioni polari di scarsa importanza per la reazione $\phi\phi$.

Vengono questa volta scartati gli eventi le cui particelle colpiscono gli anelli (ring) $1 \div 4$ per la prima e $18 \div 20$ per la seconda.
Le regioni messe in veto da queste logiche sono allora:

- $\overline{CCAL\,1:4}$ $\quad (50.4^\circ \,<\, \theta \,<\, 70^\circ)$
- $\overline{CCAL\,18:20}$ $\quad (10.6^\circ \,<\, \theta \,<\, 14.4^\circ)$

La logica $\overline{CCAL\,18:20}$ completa il veto sulla regione polare in avanti non coperta dal rivelatore di tracce cariche, la cui copertura ricordo, parte da 15°.
Per quanto riguarda invece gli anelli 1:4, questi coprono una zona in cui, come si può osservare dalla distribuzione in θ delle particelle (fig. 4.1 del cap.4), ci sono pochi eventi per la nostra reazione, dunque di scarsa importanza.
I dati riguardanti questi tagli sono riportati, assieme a quelli delle logiche precedenti, nella tabella 5.12.

$Efficienza\,(\%)$	$\overline{FCAL}$	$\overline{FCH}$	$\overline{CCAL\,1:4}$	$\overline{CCAL\,18:20}$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	100	100	87.0	100
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	31.7	31.8	72.5	67.5
$\varepsilon_{4\pi}$	72.7	72.7	47.7	80.7
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	49.8	49.8	72.0	65.6
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	62.9	71.8	36.9	72.9
$\varepsilon_{4\pi2\pi^0}$	54.6	71.5	26.2	64.5

Tabella 5.12: Valori delle efficienze per le logiche basate sui calorimetri e sull'odoscopio in avanti.

Alcune considerazioni sulle logiche descritte

Nella sezione precedente sono state descritte tutte le logiche prese in esame per il progetto del TRIG95.
Lo studio effettuato, tramite simulazione al computer, della efficienza per varie reazioni è riferito al comportamento del taglio singolo. Questo studio mostra che il fattore di reiezione[4] della singola logica è in genere piuttosto basso.
Con riferimento alla tabella 5.13, ove sono riassunti efficienze e fattori di reiezione per le varie logiche esaminate, possiamo ad esempio notare che tagli come $\geq\, 2h$ o $\overline{CCAL\,18:20}$ hanno fattori di reiezione poco più grandi di uno.
Questo è il motivo principale che ci obbliga a porre in cascata più tagli, così da aumentare il suddetto fattore; purtroppo questo provoca anche una inevitabile diminuzione dell'efficienza per la reazione che intendiamo selezionare.
Nella sezione successiva verranno esaminate varie combinazioni di questi tagli e, tra queste, sarà scelta come trigger finale la migliore.

[4]Con fattore di reiezione si intende il rapporto tra il numero totale di eventi e il numero di tali eventi che soddisfa la logica, cioè l'inverso dell'efficienza.

$Efficienza\,(\%)$	$\geq 2h$	$NSF = 3,4$	$NH2 = 3,4$	$(NSF + NH2) = 7,8$	$\overline{SF \geq 55^\circ}$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	100	91.6	95.7	79.3	95.6
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	83.7	35.7	51.3	10.8	85.9
$\varepsilon_{4\pi}$	86.5	45.5	64.2	24.2	69.4
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	89.3	46.0	65.8	20.5	84.6
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	88.0	46.5	65.8	23.9	70.7
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	88.8	48.4	67.3	24.9	70.5

$Efficienza\,(\%)$	$\overline{FCAL}$	$\overline{FCH}$	$\overline{CCAL\,1:4}$	$\overline{CCAL\,18:20}$	$H2_{copl}$	$H2_{logic}$	$H2_{cluster}$	$SF_{up} \geq 2$	$KIN_{twobody}$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	100	100	87.0	100	99.9	99.8	87.1	88.6	87.9
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	31.7	31.8	72.5	67.5	35.5	39.5	11.9	39.6	39.5
$\varepsilon_{4\pi}$	72.7	72.7	47.7	80.7	43.9	37.8	13.3	51.5	39.2
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	49.8	49.8	72.0	65.6	45.1	38.4	13.2	34.8	49.7
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	62.9	71.8	36.9	72.9	40.0	27.7	15.9	52.7	41.1
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	54.6	71.5	26.2	64.5	38.7	24.4	17.3	53.8	43.1

Tabella 5.13: Tabella riassuntiva di tutte le logiche considerate

5.5.4 La scelta del TRIG95

Lo studio per la scelta del TRIG95 è stato organizzato nel seguente modo.
Per prima cosa, in base ai dati di tabella 5.13, si è stabilito quali di queste logiche avrebbero fatto parte del "trigger minimo". Con trigger minimo, si intende l'insieme costituito da tutte quelle logiche che faranno senz'altro parte del TRIG95.
A questo primo trigger apparterranno: le logiche già esistenti, che non richiedono nuove spese o lavoro per la loro implementazione, le logiche "nuove" aventi efficienza per la $\phi\phi$ molto alta ($\simeq$ 100%), o infine, quelle particolarmente importanti, quale ad esempio $NSF = 3, 4$(per la reiezione degli eventi a due sole tracce cariche).
Si è deciso per il trigger minimo la seguente struttura:

$$\begin{aligned} TRMIN &= (\geq 2h) \times (NH2 = 3,4) \times (NSF = 3,4) \times (H2_{copl1/3}) \times \\ &\quad \times (H2_{logic}) \times (\overline{SF \geq 55^\circ}) \times (\overline{FCAL}) \times (\overline{FCH}) \times (\overline{CCAL\,1:4}) \\ &\quad \times (\overline{CCAL\,18:20}) \end{aligned}$$

I risultati della simulazione di questo trigger sono riportati nella tabella: 5.14

Reazione	*Efficienza* (%)	*Fattore di Reiezione*	*Rate* (Hz)
$\phi\phi$	75.9	$---$	$---$
$\Delta\bar{\Delta}$	1.26	79.4	740
4π	2.70	37.0	405
$p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-$	1.89	52.9	660
$4\pi\pi^0$	1.10	90.9	1100
$4\pi 2\pi^0$	0.47	212.7	705

Tabella 5.14: Valori delle efficienze per il trigger minimo

Notiamo dai valori di questa tabella che già con il solo TRMIN si ottiene un notevole incremento dei fattori di reiezione; valori che però non sono ancora sufficienti, in quanto la frequenza totale degli eventi è pari a circa $4000\,Hz$ contro una frequenza massima prefissata di circa $2000\,Hz$. Occorre quindi aggiungere altri tagli, per raggiungere tale scopo.
Le logiche a disposizione sono:

- $KIN_{twobody}$
- $SF_{up} \geq 2$
- $H2_{cluster}$
- $(NSF + NH2) = 7, 8$

Sono state considerate combinazioni che hanno, oltre al trigger minimo rispettivamente una, due, tre logiche, scelte tra le quattro sopraelencate. Nella tabella 5.15 sono riportati i valori delle efficienze, del rate totale e del fattore di reiezione[5] per la reazione $\phi\phi$ e per i vari fondi, relativi alle varie combinazioni.

Osservando questi valori si notano alcune cose.
Anzitutto, per le combinazioni con una sola logica (oltre al trigger minimo) vediamo che i valori delle efficienze sono alti, però la reiezione del fondo è ancora insufficiente. I dati migliori sono quelli relativi alla $SF_{up} \geq 2$, questo ci ha portato a mantenere tale logica per tutte le successive combinazioni.
Per quanto riguarda le combinazioni a due logiche poi, delle tre considerate, la peggiore è quella con $(NSF + NH2) = 7, 8$, a causa della bassa efficienza per il canale $\phi\phi$ (come del resto già visto nel paragrafo [5.5.2]).
Tra le due che rimangono, la migliore è:

$$(SF_{up} \geq 2) \times (KIN_{twobody})$$

Questo per due motivi: per prima cosa ha una efficienza $\varepsilon_{\phi\phi}$ più alta e, in secondo luogo, è più facile da realizzare (ricordo infatti che la logica $H2_{cluster}$ ha una realizzazione pratica più complicata, vedi par.[5.5.1]).
Le rimanenti combinazioni, cioè quelle a tre e, per ultima, a quattro logiche, sono penalizzate da efficienze per la $\phi\phi$ troppo basse, nonostante una buona reiezione del fondo.
Dopo avere esaminato i dati relativi ai vari tagli, possiamo dire che la combinazione migliore è:

$$TRIGMIN \times (SF_{up} \geq 2) \times (KIN_{twobody})$$

e che quindi sarà questa ad essere scelta per il trigger finale.
Il trigger TRIG95, il cui compito è selezionare dal fondo adronico gli eventi della reazione:

$$p\bar{p} \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$$

ha dunque la struttura:

$$\begin{aligned} TRIG95 \;=\; & (\geq 2h) \times (NH2 = 3,4) \times (NSF = 3,4) \times (H2_{copl1/3}) \\ & \times (H2_{logic1/7}) \times (\overline{SF \geq 55^\circ}) \times (\overline{FCAL}) \times (\overline{FCH}) \times (\overline{CCAL\,1:4}) \\ & \times (\overline{CCAL\,18:20}) \times (SF_{up} \geq 2) \times (KIN_{twobody}) \end{aligned}$$

Vista l'importanza di questo trigger, nella tabella 5.16, vengono riportati in dettaglio i valori di efficienza, fattore di reiezione e frequenza degli eventi ottenuti con la nostra simulazione, per molte reazioni di fondo.
Alcune di queste reazioni, ad esempio quelle con sei particelle cariche nello stato finale, non sono state prese in considerazione per le precedenti simulazioni in quanto, come si può notare, non molto importanti.

[5]In questo caso il fattore di reiezione è definito come il rapporto tra il rate che si avrebbe in assenza del trigger in esame e il rate totale con quest'ultimo trigger.

$Efficienza\,(\%)$	$TRMIN$	$\times H2_{cluster}$	$\times SF_{up} \geq 2$	$\times (NSF + NH2) = 7,8$	$\times KIN_{twobody}$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	75.9	69.8	69.1	66.9	71.7
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	1.26	0.83	0.59	0.72	1.12
$\varepsilon_{4\pi}$	2.70	1.90	1.89	0.47	2.2
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	1.89	1.25	0.75	1.03	1.8
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	1.10	0.74	0.69	0.21	0.92
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	0.47	0.34	0.32	0.16	0.41
$Fattore\,di\ reiezione$	87.7	144	168	172	116
$Rate\ totale\,(Hz)$	4035	2455	2100	2060	3040

$Efficienza\,(\%)$	$\times (SF_{up} \geq 2) \times (H2_{cluster})$	$\times (SF_{up} \geq 2) \times (NSF + NH2) = 7,8$	$\times (SF_{up} \geq 2) \times (KIN_{twobody})$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	63.6	61.8	66.0
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	0.40	0.44	0.52
$\varepsilon_{4\pi}$	1.34	0.46	1.45
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	0.50	0.56	0.69
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	0.47	0.18	0.56
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	0.24	0.14	0.28
$Fattore\,di\ reiezione$	246	389	181
$Rate\ totale\,(Hz)$	1440	910	1950

$Efficienza\,(\%)$	$\times (SF_{up} \geq 2) \times (H2_{cluster}) \times \times (KIN_{twobody})$	$\times (SF_{up} \geq 2) \times (NSF + NH2) = 7,8 \times \times (KIN_{twobody})$	$\times (SF_{up} \geq 2) \times (H2_{cluster}) \times \times (KIN_{twobody}) \times (NSF + NH2) = 7,8$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	60.5	59.2	54.5
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	0.34	0.42	0.14
$\varepsilon_{4\pi}$	1.03	0.37	0.28
$\varepsilon_{p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-}$	0.46	0.54	0.35
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	0.39	0.16	0.11
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	0.21	0.13	0.06
$Fattore\,di\ reiezione$	283	402	610
$Rate\ totale\,(Hz)$	1250	880	580

Tabella 5.15: Valori delle efficienze, della frequenza totale e del fattore di reiezione per le varie combinazioni.

Reazione	*Efficienza* (%)	*Fattore di Reiezione*	*Rate* (Hz)
$\phi\phi$	66.02	$---$	$---$
$\Delta\bar{\Delta}$	0.52	192	305
4π	1.45	69.0	218
$p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^-$	0.69	144	242
$4\pi\pi^0$	0.56	178	560
$4\pi 2\pi^0$	0.28	357	420
$4\pi 3\pi^0$	0.10	1000	107
6π	0.19	526	44
$6\pi\pi^0$	0.04	2500	27
$6\pi 2\pi^0$	0.04	2500	24
		RATE TOTALE	1950

Tabella 5.16: Valori delle efficienze per il trigger finale TRIG95 all'energia della η_c

5.6 Il TRIG95 all'energia della $\eta_c^{'}$

Lo studio fino ad ora effettuato è riferito, come abbiamo detto, alla energia di formazione della risonanza η_c: (2.990 GeV). Lo scopo principale di questo lavoro è infatti il progetto di un trigger per lo studio di questa risonanza.
Non è comunque da scartare la possibilità di riuscire a studiare, tramite il canale adronico $\phi\phi$, anche la risonanza $\eta_c^{'}$; ed è per questo che si cercherà di vedere, nel seguito , quali sono le modifiche da apportare al TRIG95 affinchè funzioni discretamente anche a questo valore dell'energia.

5.6.1 Ottimizzazione delle logiche all'energia della $\eta_c^{'}$

Osserviamo per prima cosa che la struttura del trigger, cioè le logiche di cui è formato, la segmentazione delle fibre etc ... , non potrà essere variata durante la presa dati. Questo a causa del fatto che simili variazioni richiederebberò molto lavoro, notevoli perdite di tempo, e aumento dei costi di realizzazione. Le modifiche si dovranno limitare allora a semplici e veloci riprogrammazioni di alcuni moduli elettronici.
Le logiche che permettono simili miglioramenti sono le seguenti:

- $\overline{SF \geq 55^\circ}$
- $SF_{up} \geq 2$
- $KIN_{twobody}$

Vediamo in dettaglio queste modificazioni.

La logica $\overline{SF \geq 55°}$ ell'energia $E_{cm} = 3.595\, GeV$

Dal grafico 4.2 del cap.4 si nota che la distribuzione in θ della reazione $\phi\phi$, all'energia della $\eta_c^{'}$, è ancora più piccata in avanti di quanto non lo sia alla η_c; va infatti a zero ad un angolo prossimo a 50° contro i quasi 65° della energia precedente.
Questo significa che è possibile porre un taglio più severo in θ, cioè accettare ad esempio solamente quegli eventi in cui nessuna particella abbia angoli superiori a 50° (per $E_{cm} = 2.990\, GeV$ il taglio era a 55°).
Ricordo che in pratica questo taglio lo si ottiene ponendo in veto i primi gruppi di fibre (per la η_c solo il primo); occorrerà perciò stabilire quanti dovranno essere questi gruppi affinchè si abbia una buona efficienza per la $\phi\phi$ e una buona reiezione del fondo.
Da un breve studio preliminare si è visto che, i gruppi da mettere in veto sono: o i primi due ($\theta \leq 47.5°$), o i primi tre (($\theta \leq 41.5°$). Infatti per angoli più grandi si avrebbe una pessima reiezione del fondo, ad angoli più piccoli una scarsa efficienza per la $\phi\phi$.
Nella tabella 5.17 sono riportati i valori delle efficienze per le suddette alternative: primi due o primi tre gruppi di fibre in veto; la scelta finale è stata: "tre gruppi in veto" , cioè $\theta \leq 41.5°$, in quanto assicura un migliore reiezione del fondo, piuttosto pericoloso alla luminosità prevista di $5 \times 10^{31}\, cm^{-2} sec^{-1}$.

$Efficienza$	$\theta \leq 41.5°$	$\theta \leq 47.5°$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	96.7	99.8
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	35.7	41.9
$\varepsilon_{4\pi}$	47.9	54.5
$\varepsilon_{p\pi^+\bar{p}\pi^-}$	48.7	55.2

Tabella 5.17: Valori delle efficienze per due (47.5°) o tre (41.5°) gruppi in veto, per la logica $\overline{SF \geq 55°}$

La logica $SF_{up} \geq 2$ all'energia $E_{cm} = 3.595\, GeV$

Nel paragrafo [5.5.2] è stato presentato lo studio per l'ottimizzazione di questa logica, all'energia di 2.990 GeV. La logica $SF_{up} \geq 2$, ricordo, richiede almeno due particelle ad angoli maggiori di un certo valore θ_0 (zona che verrà indicata, per brevità con "up").
Per questo secondo valore dell'energia, si ha un angolo θ_0 di separazione tra zona "up" e zona "down" più piccolo; questo significa che il primo gruppo di fibre della regione *up* avrà un numero N_{up} più grande (ricordo che la numerazione dei gruppi è opposta a θ). Si dovrà dunque cercare questo primo gruppo tra quelli #11, #12, #13 (alla η_c era il # 10).
Per il resto, il lavoro compiuto è del tutto analogo: si sono trovate le varie efficienze (relative al taglio singolo), per ognuno dei suddetti gruppi e il migliore è stato scelto per il trigger finale.
I dati sono riportati in tabella 5.18, dove con N_{up} si indica il numero del primo bundle della regione *up*.

$Efficienza$	$N_{up} = 11$	$N_{up} = 12$	$N_{up} = 13$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	85.7	91.2	94.6
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	45.8	51.2	55.4
$\varepsilon_{4\pi}$	54.6	60.5	64.9
$\varepsilon_{p\pi^+\bar{p}\pi^-}$	38.9	48.8	60.3
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	56.5	62.8	68.4
$\varepsilon_{4\pi2\pi^0}$	56.8	63.8	67.2

Tabella 5.18: Valori delle efficienze relative a varie scelte del primo gruppo per la regione in avanti della logica $SF_{up} \geq 2$

La logica $KIN_{twobody}$ all'energia $E_{cm} = 3.595\,GeV$

L'ottimizzazione di questa logica è stata eseguita proprio come descritto nel paragrafo [5.5.2] dedicato a questa logica per $E_{cm} = 2.990\,GeV$, cioè provando matrici di diversa selettività per il fondo e per la reazione $\phi\phi$.
Come al solito le varie matrici sono ottenute dal grafico bidimensionale che mostra l'angolo θ di un mesone K in funzione dell'angolo dell'altro K, questa volta all'energia della $\eta_c^{'}$ (figura 5.10 in fondo al capitolo).
A proposito di questo grafico, osserviamo che esso è sostanzialmente identico a quello relativo alla η_c (fig.5.8), ma è "ristretto". Anche la matrice che si otterrà sarà perciò molto simile alla precedente.
Le matrici considerate sono quelle disegnate in fig.[5.11] in fondo al capitolo, dove la prima è quella completa (con tutti i pallini neri); la seconda è quella che si ottiene togliendo i punti cerchiati; la terza, infine, si ottiene togliendo anche i punti contenuti da un quadratino.
I valori delle efficienze relativi a queste tre matrici sono riportati nella tabella 5.19.
È stata scelta, per il trigger finale, la matrice 2, poichè ha una buona efficienza ed una discreta reiezione del fondo.

$Efficienza$	$Matrice\,1$	$Matrice\,2$	$Matrice\,3$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	91.5	88.1	85.7
$\varepsilon_{\Delta\bar{\Delta}}$	23.9	19.9	18.1
$\varepsilon_{4\pi}$	40.7	35.2	31.8
$\varepsilon_{p\pi^+\bar{p}\pi^-}$	46.1	40.9	38.5
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	41.9	36.2	33.0
$\varepsilon_{4\pi2\pi^0}$	43.3	37.5	34.4

Tabella 5.19: Valori delle efficienze per le varie matrici della logica $KIN_{twobody}$ all'energia $E_{cm} = 3.595\,GeV$

5.6.2 Il TRIG95 all'energia $E_{cm} = 3.595\,GeV$

Reazione	*Efficienza* (%)	*Fattore di Reiezione*	*Rate* (Hz)
$\phi\phi$	60.7	$---$	$---$
$\Delta\bar{\Delta}$	0.8	125	650
4π	0.9	111	98
$p\pi^+\bar{p}\pi^-$	0.4	250	280
$4\pi\pi^0$	0.25	400	105
$4\pi 2\pi^0$	0.09	1111	170
altre			$\simeq$ 150
		RATE TOTALE	$\approx$1500

Tabella 5.20: Valori delle efficienze per il trigger finale TRIG95 all'energia $E_{cm} = 3.595\,GeV$

Dopo avere ottimizzato le logiche abbiamo simulato, infine, il comportamento del TRIG95 all'energia di formazione della $\eta_c^{'}$.
I risultati ottenuti sono quelli di tabella 5.20.
Notiamo da questi dati che, nonostante l'efficienza per la $\phi\phi$ e i coefficienti di reiezione siano più bassi che all'energia di $2.990\,GeV$, i valori ottenuti sono comunque buoni; la frequenza prevista è persino minore di quella relativa alla η_c, ma questo è dovuto principalmente al fatto che le sezioni d'urto, a questa energia, sono generalmente più piccole che non all'energia precedente (vedi tabella [4.4] del cap. 4).

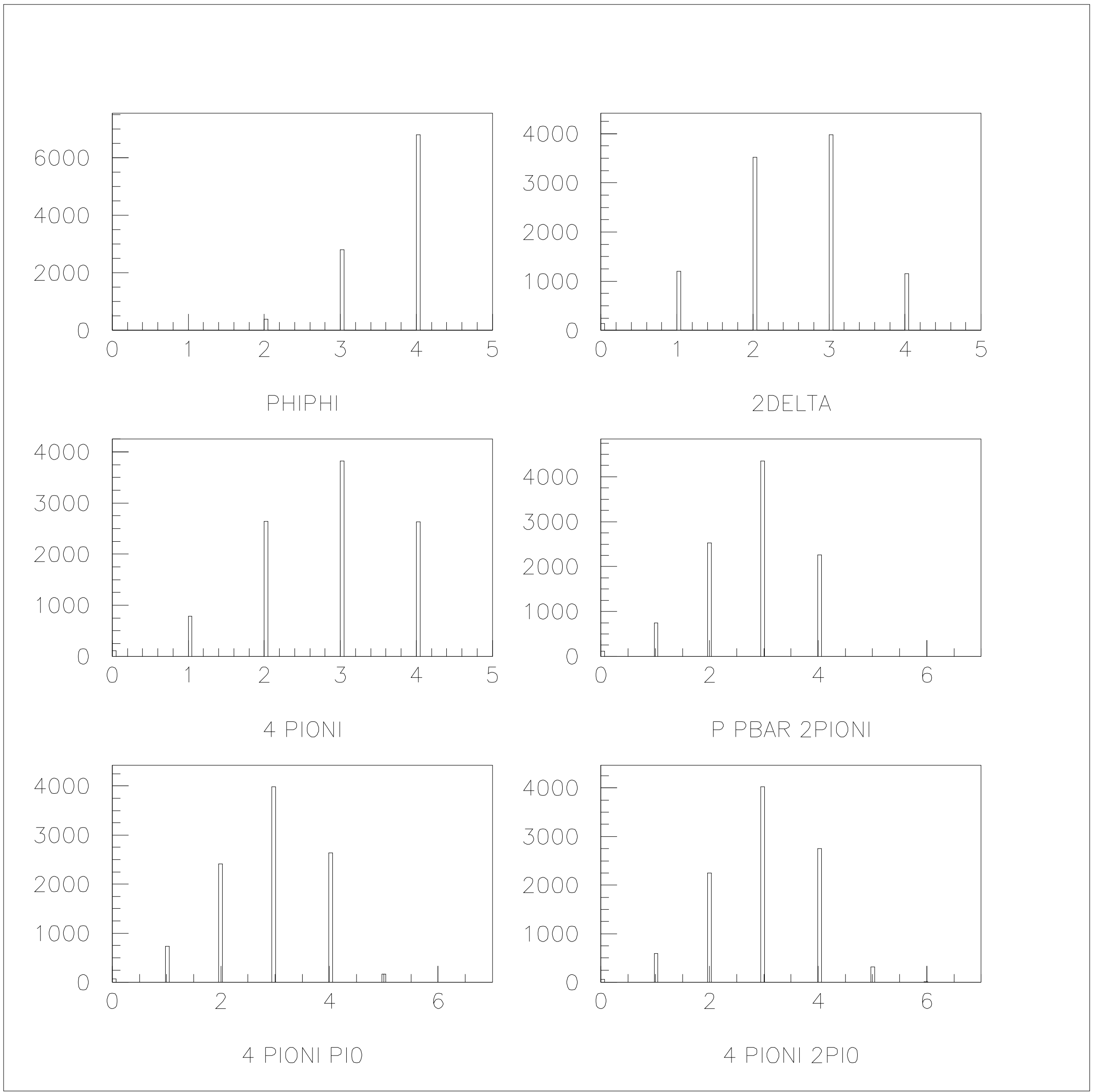

Figura 5.3: Molteplicità NH2 (in ascissa) per la $\phi\phi$ e per le reazioni di fondo più importanti

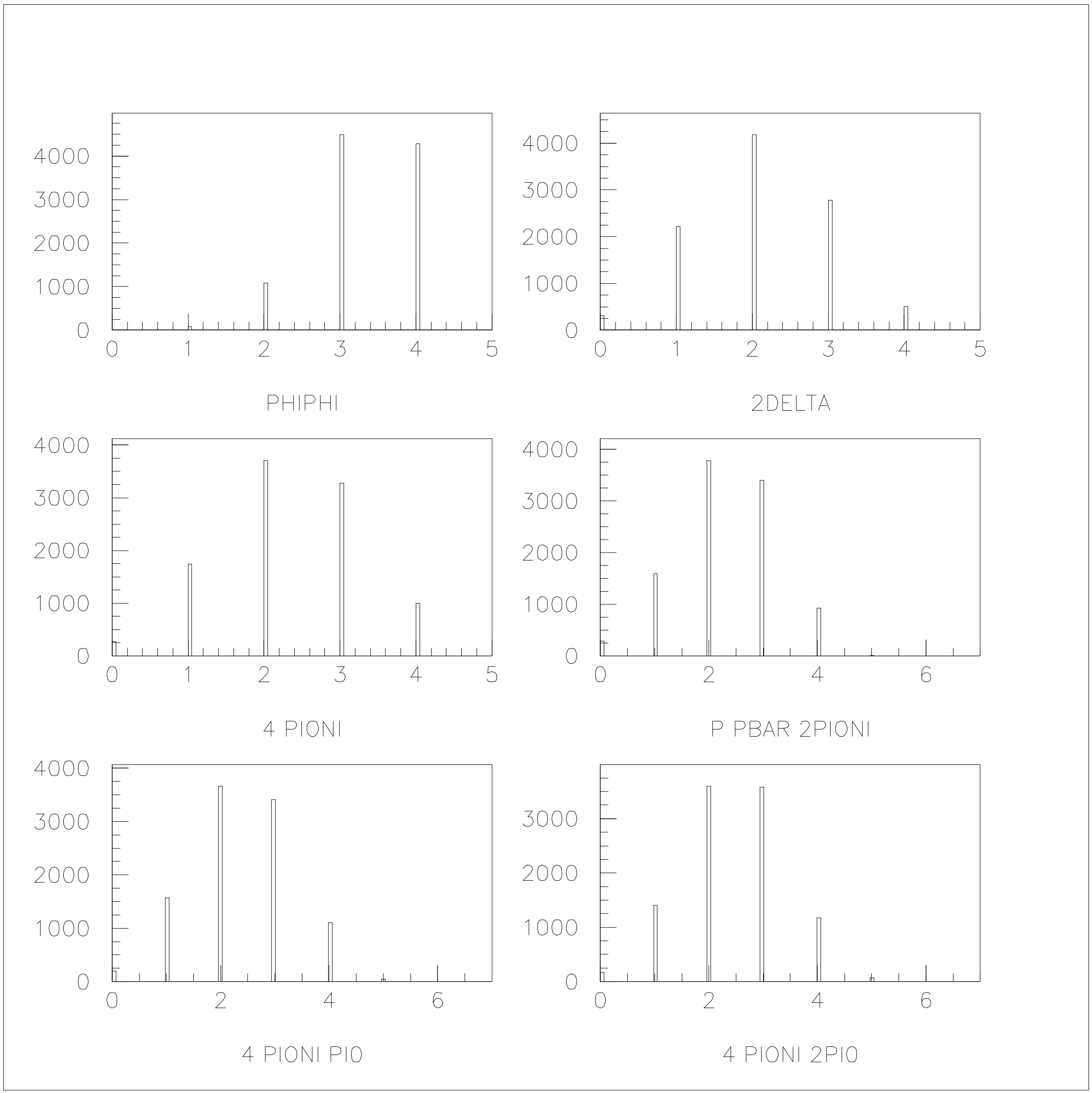

Figura 5.4: Molteplicità NSF (in ascissa) per la $\phi\phi$ e per le reazioni di fondo più importanti

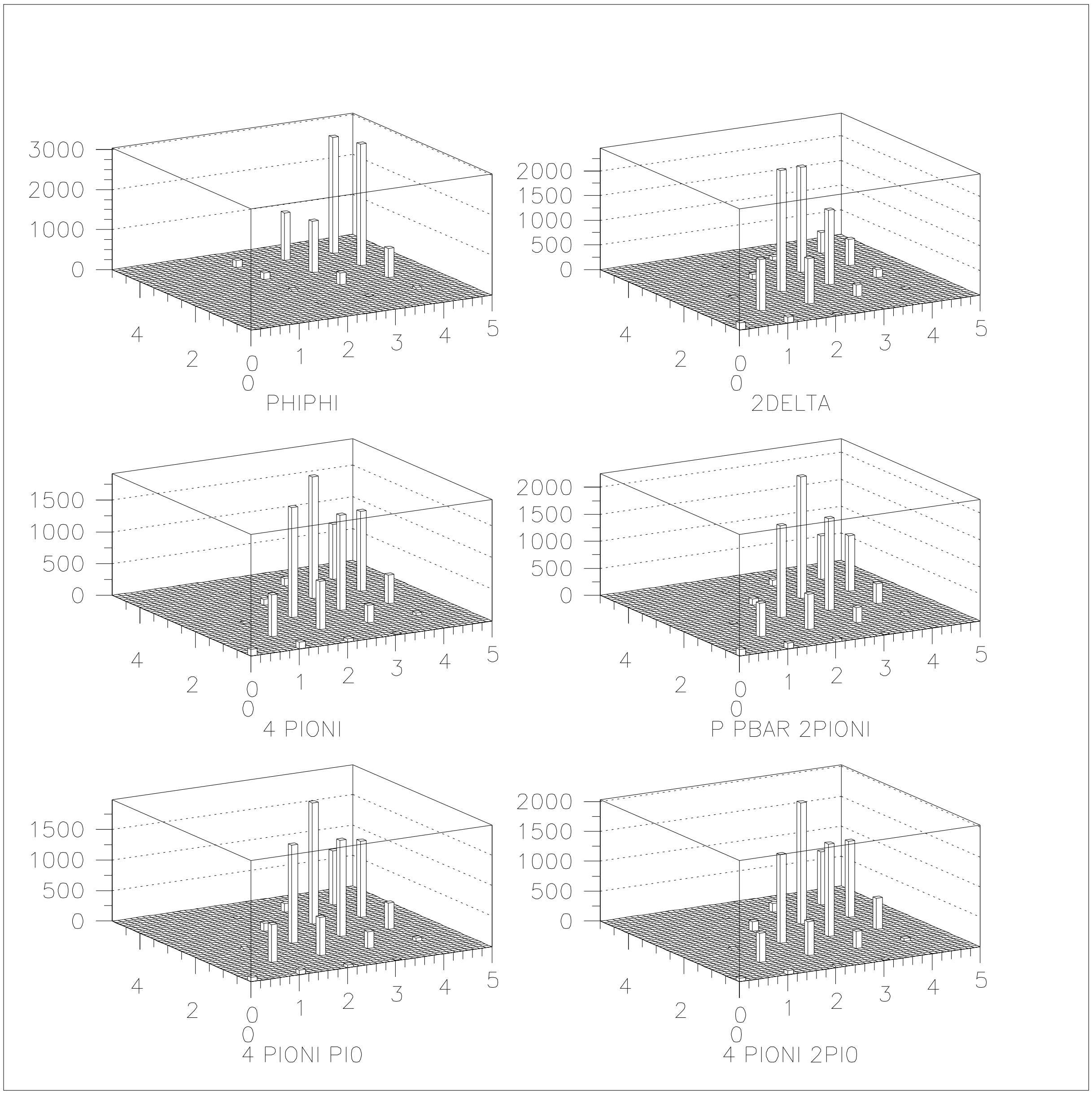

Figura 5.5: Valori di NH2 in funzione di NSF

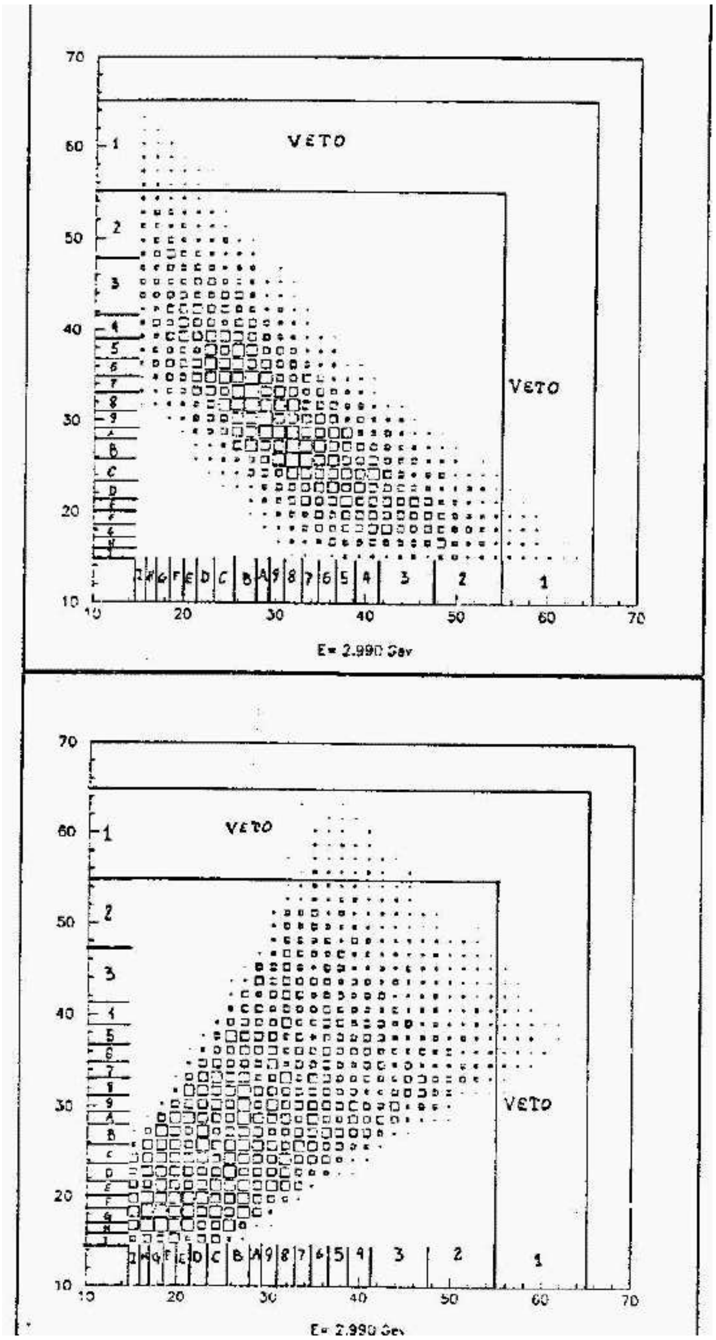

Figura 5.6: Istogrammi utilizzati per ottenere le matrici di coincidenza $KIN2B_1$ (in alto) e $KIN2B_2$ (in basso).

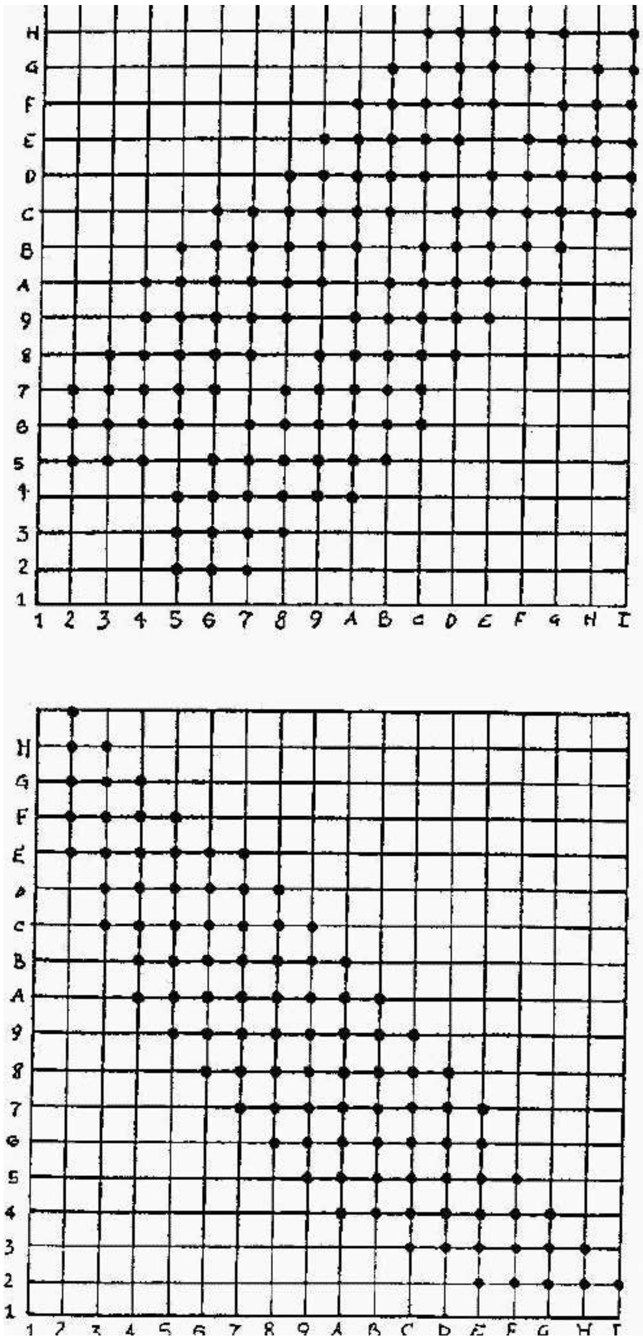

Figura 5.7: Matrici di coincidenza relative alle logiche $KIN2B_1$ (in alto) e $KIN2B_2$ (in basso).

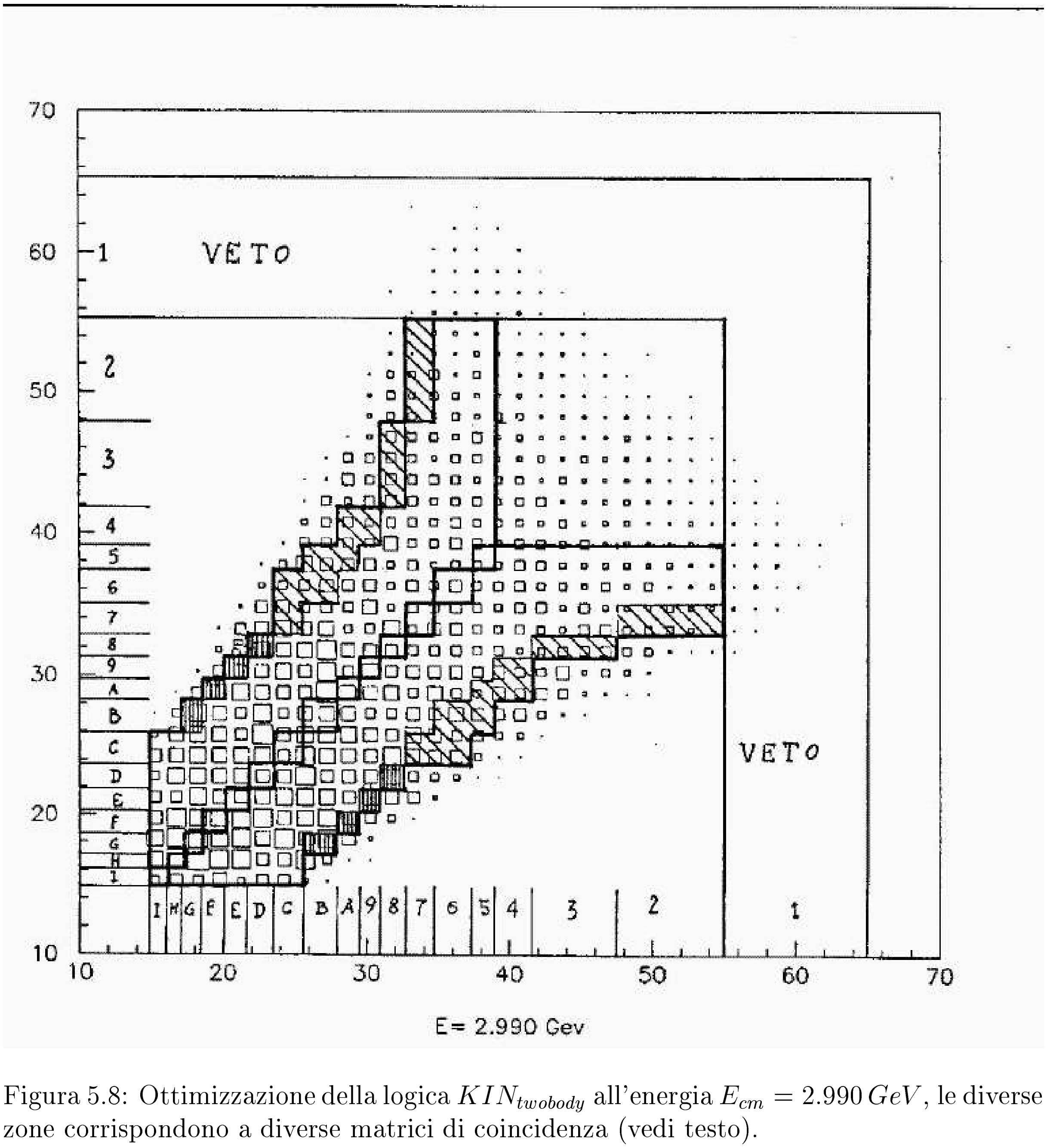

Figura 5.8: Ottimizzazione della logica $KIN_{twobody}$ all'energia $E_{cm} = 2.990\,GeV$, le diverse zone corrispondono a diverse matrici di coincidenza (vedi testo).

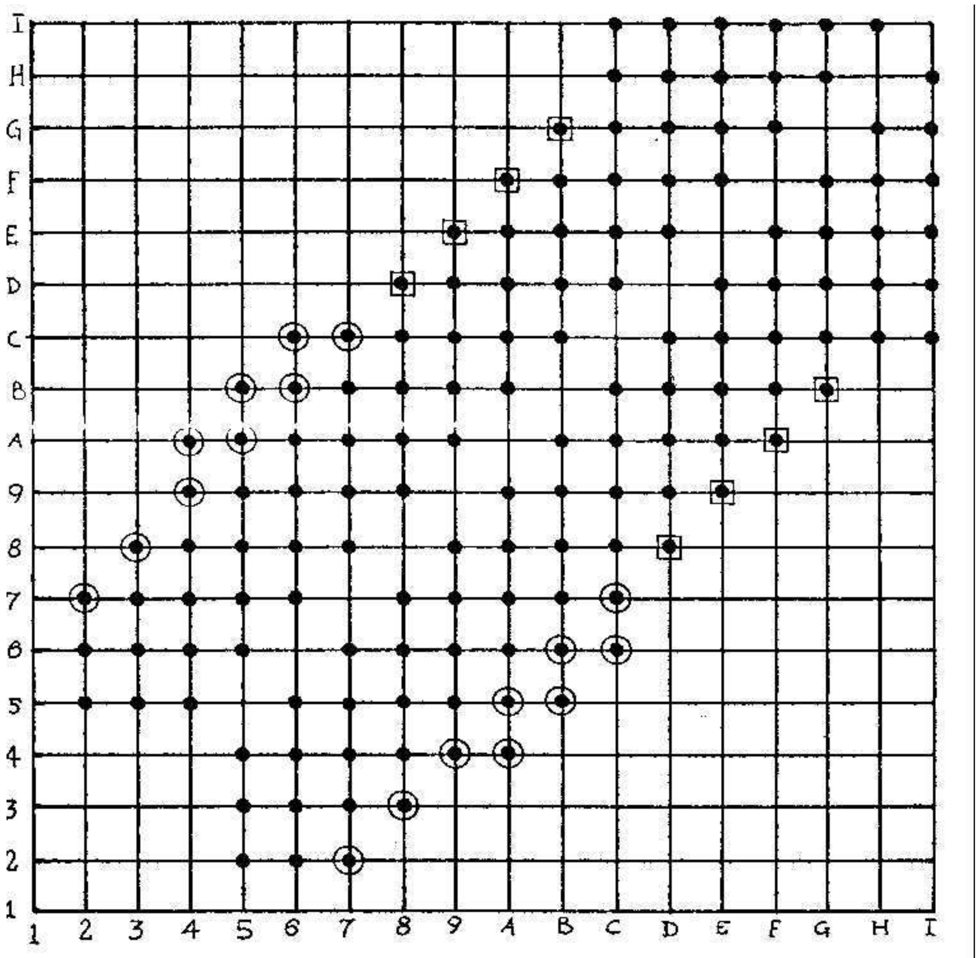

Figura 5.9: Matrici di ottimizzazione per la logica$KIN_{twobody}$ all'energia $E_{cm} = 2.990$ (vedi testo).

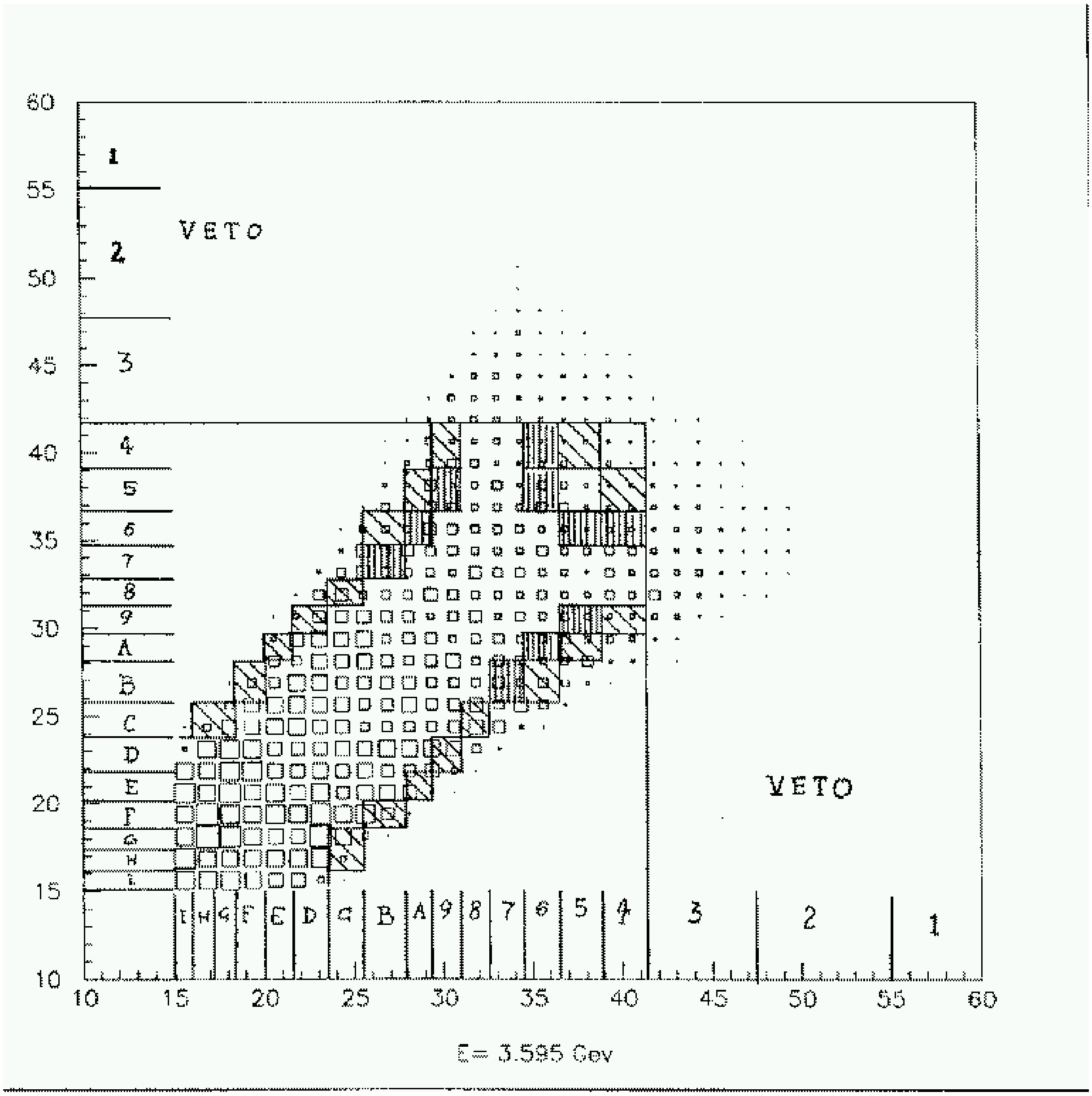

Figura 5.10: Ottimizzazione della logica $KIN_{twobody}$ all'energia $E_{cm} = 3.595\,GeV$, le diverse zone corrispondono a diverse matrici di coincidenza (vedi testo).

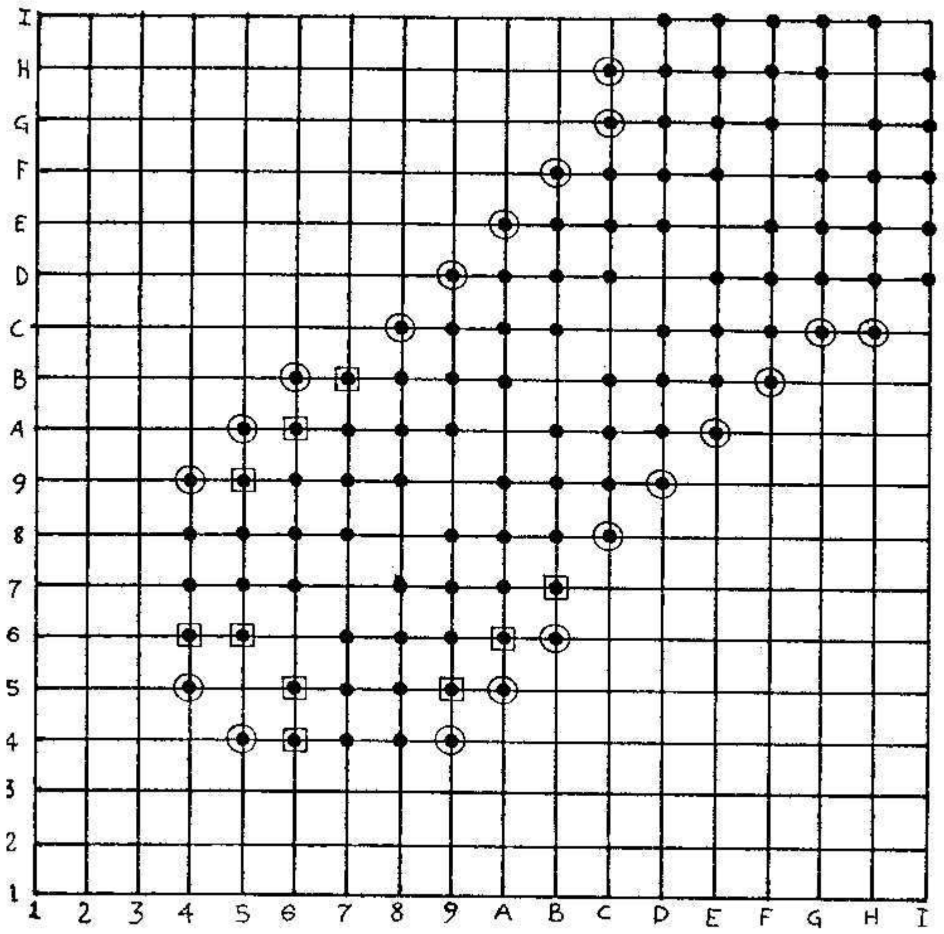

Figura 5.11: Matrici di ottimizzazione per la logica$KIN_{twobody}$ all'energia $E_{cm} = 3.595\, GeV$ (vedi testo).

Conclusioni

Riportiamo, a conclusione di questo lavoro di tesi un riepilogo su quelle che erano le sue finalità e sui risultati ottenuti .

Questo lavoro era volto a dimostrare la possibilità di realizzare un comando elettronico (trigger) per la selezione, da un fondo adronico molto elevato, della reazione

$$p\bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$$

Si intendeva poi studiare ed ottimizzare questo comando elettronico anche alla energia di formazione della risonanza $\eta_c^{'}$ cosı̀ da poter selezionare con esso anche eventi del tipo:

$$p\bar{p} \rightarrow \eta_c^{'} \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$$

Vediamo in breve gli studi che sono stati effettuati.

Sono state studiate le caratteristiche cinematiche che permettono di distinguere le suddette reazioni dall'elevato fondo adronico; in particolare la distribuzione in theta, che presenta un picco molto pronunciato tra 20° e 40°, la chiusura angolare della coppia di mesoni K provenienti dal decadimento di una ϕ, la opposizione degli impulsi trasversi delle due coppie di K e infine la precisa correlazione tra gli angoli θ dei mesoni K.
Queste caratteristiche cinematiche sono state illustrate attraverso degli istogrammi che permettono il confronto tra la reazione $\phi\phi$ e le reazioni di fondo più pericolose: quelle simili alla reazione da selezionare o quelle con sezioni d'urto grandi.
Le reazioni di fondo che sono state considerate in dettaglio sono le seguenti:

$$\begin{aligned} p\bar{p} &\rightarrow \Delta\bar{\Delta} \rightarrow p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^- \\ p\bar{p} &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- \\ p\bar{p} &\rightarrow p\,\pi^+\bar{p}\,\pi^- \\ p\bar{p} &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0 \\ p\bar{p} &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0 \end{aligned}$$

Le reazioni sono state studiate tramite un un Monte Carlo, appositamente sviluppato, che genera gli eventi delle varie reazioni a seconda del loro "spazio delle fasi", che tiene conto della larghezza naturale delle varie particelle e che simula in maniera realistica l'apparato

sperimentale di E835.
Per avere una indicazione circa la bontà di questo programma, si è simulato con esso il trigger $\phi\phi$ di E760, ottenendo valori che eccedono quelli reali del 25%, questo ad entrambe le energie: $2.990\,GeV$ e $3.595\,GeV$.
Si è poi passati a descrivere le varie logiche, che utilizzano le caratteristiche cinematiche e topologiche della reazione $\phi\phi$ per effettuare la loro selezione.
Di particolare importanza si sono rivelate quelle basate sul rivelatore a fibre scintillanti poichè permettono di utilizzare in maniera molto flessibile le caratteristiche della distribuzione in θ e la precisa correlazione che c'è tra gli angoli polari dei mesoni K.
La segmentazione delle fibre è stata scelta in modo da ottimizzare le efficienze delle logiche $NSF = 3,4$ e $KIN_{twobody}$ pur mantenendo un numero di gruppi ragionevole (17+1).
Una attenzione particolare è stata dedicata alla logica $KIN_{twobody}$ in quanto è quella che utilizza al massimo le potenzialità offerte dal rivelatore a fibre; per questa sono state studiate matrici di coincidenza a diversa selettività ed è stata scelta quella che garantisce una elevata efficienza ed una buona reiezione del fondo.
È quindi stato studiato il comportamento di varie combinazioni delle suddette logiche ed è stata scelta quella che garantiva una elevata efficienza per la reazione $\phi\phi$ e contemporaneamente una reiezione del fondo efficace. La logica scelta è la seguente:

$$\begin{aligned} TRIG95 \;\; = \;\; & (\geq 2h) \times (NH2 = 3,4) \times (NSF = 3,4) \times (H2_{copl1/3}) \times \\ & \times (H2_{logic1/7}) \times (\overline{SF \geq 55^\circ}) \times \times (\overline{FCAL}) \times (\overline{FCH}) \times (\overline{CCAL\,1:4}) \\ & \times (\overline{CCAL\,18:20}) \times (SF_{up} \geq 2) \times (KIN_{twobody} \end{aligned}$$

Come ultima cosa è stato ottimizzato il comportamento di questa logica all'energia di formazione della risonanza $\eta_c^{'}$.

Alla fine di questo lavoro possiamo affermare che è possibile realizzare un trigger dotato di buona efficienza (66 %), che riesce a mantenere il livello di fondo entro un valore accettabile(*frequenza degli eventi* $\simeq 2000\ Hz$) e che richiede, a livello di realizzazione, solo la duplicazione di alcuni moduli elettronici rispetto al trigger già presente.
Questo trigger mantiene delle prestazioni buone anche ad una energia di $3.595\,GeV$: $\varepsilon_{\phi\phi} \simeq 61\,\%$, *frequenza degli eventi* $\simeq 1500\ Hz$.

Elenco delle tabelle

Elenco delle figure

Bibliografia

[1] M.Aguillar , R.M.Barnett *et al.* : *"Particle Physics Databooklet"* (July 1994)

[2] G.Borreani , A.Ceccucci , M.G.fabbri , F.Marchetto : *"Trigger studies for reactions* $p\bar{p} \rightarrow \phi\phi$ *and* $p\bar{p} \rightarrow \phi\phi + \gamma$ *in the proposed P835 experiment"* (Oct. 1992).

[3] D.Bettoni , R.Calabrese *et al* : *"A proposed trigger scheme for* $p\bar{p} \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$*"* (Oct. 1994).

[4] J.Davidson *et al.* : *"*$p\bar{p}$ *annichilation into four charged mesons from 1.6 to 2.2* GeV/c*"* Phys. Rev. (Jan. 1974).

[5] T.A.Armstrong *et al.* : *"Precision measurement of Charmonium states formed in* $p\bar{p}$ *annichilations"* Phys. Lett. (March 1992).

[6] T.A.Armstrong *et al.* : *"Proposal to continue the study of Charmonium spectroscopy in* $p\bar{p}$ *annichilations"* (Sept. 1992).

[7] V.Flaminio , W.G.Moorhead , D.R.O.Morrison , N.Rivoire : *"Compilation of cross-section III :* p *and* $\bar{p}$ *induced reactions"* (Apr. 1984).

[8] T.A.Armstrong et Al : *"Study of the* η_c *state of Charmonium formed in* $p\bar{p}$ *annichilations and search for the* $\eta_c^{'}$*"*.

[9] D.H.Perkins : *"Introduction to high energy physics"* Addison-Wesley (1987).

[10] F.J.Gilman : *"An introduction to Charm and heavy quarks physics"* SLAC-PUB. (June 1987).

[11] W.R.Leo : *"Tecnique for Nuclear and Particle Physics"* Springer-Verlag (1987).

[12] E.Leader , E.Predazzi : *"An introduction to Gauge Theories and the New Physics"* (1983).

[13] P.Dalpiaz : CERN-$p\bar{p}$ note 06 , $p\bar{p}$ First study Week , CERN (1977).
P.Dalpiaz : Proceedings of the joint CERN-KFK Workshop on Physics with cooled low energy antiprotons (1979) , 111.
P.Dalpiaz , V.Gracco , M.Macrì : CERN/ISRCI 79-23 (1979).

A termine di questo mio lavoro tengo molto a ringraziare tutte le persone che mi hanno aiutato.
Vorrei ringraziare il Prof. Roberto Calabrese per avermi guidato con sicurezza, capacità, e con molta pazienza.
Ringrazio il Dott. Diego Bettoni per i molti consigli utili e la Dott.ssa Eleonora Luppi per la assistenza informatica, ma soprattutto per la sua premura quasi materna.
Grazie alla Dott.ssa Claudia Patrignani dell'università di Genova per le molte spiegazioni fornitemi.
Vorrei ringraziare poi la Dott.ssa Barbara Camanzi e Mauro Bombonati per la parte grafica.
Un ringraziamento particolare va a tutti gli amici della sala laureandi: Giulio Stancari, Giulio Menegatti, Chiara (e la nonna per le ottime torte), Andrea, Michele, Sergio, Nino, per la loro compagnia e la loro disponibilità.
Vorrei infine ringraziare mia madre, mio padre e tutta la mia grande e bella famiglia, per avermi dimostrato anche nei momenti più difficili una grande fiducia.

A tutti loro, e a tutte le persone che mi vogliono o che mi hanno voluto bene, dedico questa tesi.