Sede Amministrativa: Università degli Studi di Padova
Dipartimento di Fisica "Galileo Galilei"

Dottorato di Ricerca in Fisica

Ciclo XIV

Studio del processo $B_s \to J/\psi\eta$ a CDF

Coordinatore: Ch.mo Prof. Attilio Stella

Supervisore: Ch.mo Prof. Dario Bisello

Dottorando: Dott. Roberto Rossin

31 dicembre 2002

Studio del processo $B_s \to J/\psi\eta$ a CDF

Roberto Rossin

31 dicembre 2002

Indice

Introduzione

Il settore della fisica del "beauty" si rivela ricco di aspetti importanti per la descrizione del mondo subnucleare. Dallo studio della fauna di particelle che compongono questo mondo si possono indagare fenomeni come la creazione di stati di quarkonio, la oscillazione di sistemi quantistici, la violazione di simmetrie discrete. Dal 1977, anno della prima osservazione della risonanza ora nota come $\Upsilon(1S)$, si è affrontato lo studio di questi diversi aspetti. Tale sforzo è recentemente culminato nella misura della violazione della simmetria CP in sistemi $B^0 - \overline{B}^0$ che rappresenta l'unica misura di violazione di questa simmetria dopo quella osservata nel sistema $K^0 - \overline{K}^0$ nel 1964.

Da diversi anni l'esperimento CDF al Tevatron (Fermilab) produce risultati di rilievo anche per questo tipo di fisica; misure di mescolamento $B^0 - \overline{B}^0$, di vite medie delle specie $B^{\pm}$, B^0, Λ_b^0, nonchè la osservazione e misura delle caratteristiche del mesone con stranezza B_s e di quello con "charm" B_c.
Dopo la chiusura di LEP la fisica dei barioni con "beauty", del B_s e del B_c risulta dominio esclusivo di collisori adronici come il Tevatron, che con i due apparati di rivelazione presenti nell'anello di collisione, CDF e D0, rappresenta l'unico laboratorio in cui si stanno raccogliendo nuovi dati per questo tipo di fisica.

I contributi di LEP e CDF nel settore della fisica del B_s hanno portato alla misura della massa e della vita media di questa particella, ma nonostante gli sforzi profusi non si è riusciti a mettere in evidenza alcun fenomeno di mixing nel sistema $B_s - \overline{B}_s$ né a raggiungere una misura di $\Delta\Gamma_s$. Le ricerche di fenomeni di violazione di CP in tali sistemi sono ancora da venire e potranno iniziare solo con la nuova presa dati in corso al Tevatron.

La misura di una asimmetria CP nel sistema B_s permetterebbe di migliorare la conoscenza dei parametri della matrice CKM e in particolare la misura di un angolo del secondo triangolo di unitarietà. Le previsioni teoriche su questa grandezza risultano affette da piccole incertezze e quindi uno scostamento da tali valori fornirebbe un segnale immediato di nuova fisica. I canali di decadimento $B_s \to J/\psi\eta^{(\prime)}$ rappresentano dei canali privilegiati per lo studio di fenomeni di violazione di CP anche se le loro segnature caratteristiche non sono così favorevoli come possono essere quelle del decadimento $B_s \to J/\psi\phi$. I primi però presentano il vantaggio di essere stati finali che sono autostati di CP; tali decadimenti non sono tuttavia ancora stati osservati e ad oggi esiste solo un limite superiore sul loro *branching ratio* posto dall'esperimento L3.

Si presenta qui una ricerca che ha come scopo la osservazione del decadimento $B_s \to J/\psi\eta$ e la misura del suo *branching ratio*. Tale lavoro si basa sui dati raccolti nel periodo 1994-1995 a CDF, corrispondenti a una luminosità integrata di circa 90 pb^{-1}. In base alle previsioni teoriche della frazione di decadimento la misura sul *branching ratio* risulterà in questo studio molto difficile e di conseguenza l'indagine sulla simmetria CP sarà argomento di studi futuri basati sui dati del Run2 ora in corso di acquisizione a CDF.

Nel presentare il lavoro si è seguita la seguente struttura.
Nel capitolo 1 si presenta una panoramica sui fenomeni di mescolamento e di violazione di CP all'interno del Modello Standard, con un accento sui canali di decadimento $B_s \to J/\psi\eta^{(\prime)}$.
Il capitolo 2 descrive l'apparato sperimentale, dall'acceleratore Tevatron al rivelatore CDF, ponendo attenzione agli apparati di misura maggiormente coinvolti in questo studio.
Il terzo capitolo viene dedicato alla descrizione della strategia di analisi adottata e dei simulatori Monte Carlo utilizzati.
Nel capitolo 4 si presentano le selezioni del campione di partenza e la ricostruzione del segnale di J/ψ, passaggio fondamentale per questa analisi.
Il capitolo 5 è dedicato alla ricostruzione del segnale di η mediante il suo decadimento in due fotoni. Questo ha rappresentato lo sforzo maggiore vista la limitata risoluzione energetica del calorimetro di CDF per particelle di basso impulso.
Nel capitolo 6 si conclude la ricostruzione del canale B_s e si ricostruisce anche un segnale di riferimento $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ per poter procedere alla stima del *branching ratio.*
Il capitolo 7 infine presenta la misura del limite sul *branching ratio.*

Capitolo 1

Mixing e violazione di CP nel Modello Standard

In questo capitolo verranno presentati alcuni aspetti relativi ai fenomeni di mescolamento di sapore e di violazione della simmetria CP nell'ambito del Modello Standard (SM) di unificazione delle interazioni elettrodeboli. Particolare attenzione verrà rivolta a questi fenomeni nel campo della fisica del B. Sarà infine introdotto il canale di decadimento $B_s \to J/\psi\eta^{(\prime)}$, descrivendone l'importanza e lo stato attuale della situazione sperimentale.

1.1 Le simmetrie discrete

Lo studio delle proprietà di simmetria caratteristiche dei fenomeni descritti dalla fisica è di grande importanza perché legato a leggi di conservazione o regole di selezione. Nella Meccanica Quantistica, considerazioni basate sulla simmetria delle interazioni da indicazioni sulla struttura dell'Hamiltoniana. In questo contesto, particolare rilievo è assunto da alcune trasformazioni discrete:

- inversione spaziale, descritta dall'operatore di parità P
- inversione del tempo, descritta dall' operatore T
- scambio particella-antiparticella, descritta dall'operatore C di coniugazione della carica.

Il teorema CPT impone che, in una teoria quantistica relativistica, l'invarianza rispetto alla trasformazione combinata dei tre operatori C, P e T debba essere esatta. Una immediata conseguenza di questa proprietà è che la massa e la vita media di particella e antiparticella sono eguali. Tutte le osservazioni sperimentali fino ad oggi ottenute nel campo della fisica subnucleare sono consistenti con questa caratteristica.

Le tre simmetrie discrete C, P e T sono singolarmente esatte per le interazioni forti ed elettromagnetiche, mentre nelle interazioni deboli le osservazioni sperimentali mettono in chiara evidenza la violazione delle simmetrie di parità spaziale e di coniugazione di carica, non solo singolarmente, ma anche nella loro combinazione CP. Quest'ultimo aspetto in particolare è stato messo in evidenza solamente in particolari sistemi nel campo della fisica subnucleare, come i mesoni K neutri, la cui prima osservazione risale al 1964 [10] e, più di recente, per i mesoni B neutri [11].

Pur non arrivando a toccare questo argomento, lo studio affrontato in questa tesi è un primo passo verso analisi future che toccheranno il tema della violazione di CP nel settore del B_s. Nei paragrafi successivi verrà descritto il panorama fenomenologico.

1.2 La produzione di "beauty" ai collisori adronici

La fisica del "beauty", dopo la scoperta della Υ [3] nel 1977, si è sviluppata sia con esperimenti ai collisori e^+e^- sia con esperimenti agli acceleratori e collisori adronici. A questa linea di ricerca sono oggi completamente dedicati due esperimenti, BaBar e Belle, ai collisori e^+e^- di SLAC e KEK rispettivamente. Per quanto riguarda i collisori adronici, la collaborazione UA1, già nella metà degli anni '80, aveva dimostrato come molti temi nel settore del "beauty" potevano essere affrontati anche nelle interazioni protone-antiprotone ad alta energia. I rivelatori degli esperimenti al collider $p\bar{p}$ del CERN non erano però stati progettati pensando a tali applicazioni e nemmeno il disegno iniziale degli esperimenti al collider Tevatron di Fermilab lo era. Solo successivamente il sistema di tracciatura, soprattutto con lo sviluppo dei rivelatori a microstrip su silicio posti vicino alla zona di interazione, fu migliorato pensando all'identificazione di particelle con "beauty". Tale è stato il successo di queste innovazioni che ora gli esperimenti al Tevatron in questo settore sono per certi aspetti in concorrenza e per altri complementari agli esperimenti ai collider e^+e^-.

I motivi per affrontare la fisica del "beauty" negli esperimenti ai collider $p\bar{p}$ sono molti. Innanzitutto la sezione d'urto di produzione di "beauty" al Tevatron è σ_b è $\sim 50\mu b$, in una regione di rapidità $|y| \leq 1$, circa 10^4 volte più elevata rispetto ai collisori e^+e^- dove la sezione d'urto è circa $1nb$ all'energia della $\Upsilon(4S)$ e circa $6nb$ al polo della Z^0. Nonostante la sezione d'urto sia così elevata che $100pb^{-1}$ di luminosità integrata corrispondono a $5 \cdot 10^9$ coppie $b\bar{b}$ prodotte, la sezione d'urto totale anelastica è circa tre ordini di grandezza più elevata e di conseguenza i modi di identificazione a livello di trigger di eventi che contengono particelle con "beauty" sono estremamente difficili. È comunque importante notare altri aspetti favorevoli che caratterizzano i collider adronici in questo settore.

- diversamente dalle macchine e^+e^- all'energia della $\Upsilon(4S)$, le particelle con "beauty" vengono prodotte in tutte le specie, in particolare mesoni B_s e B_d neutri, B_u e B_c carichi e barioni Λ_b.

- l'impulso trasverso caratteristico degli adroni è più elevato nella produzione di adroni B che non per adroni leggeri. La distribuzione in impulso degli adroni B può essere quindi sfruttata per migliorare il rapporto segnale-rumore nell'identificazione dei loro prodotti di decadimento. Inoltre gli adroni B sono prodotti in ampie regioni di rapidità, ed in particolare nella zona centrale dei rivelatori, strumentata con opportuni sistemi di tracciatura.

  La distribuzione in impulso degli adroni B può essere quindi sfruttata per migliorare il rapporto segnale-rumore nell'identificazione dei loro prodotti di decadimento

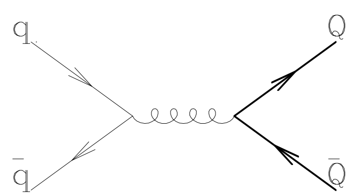
- infine, analogamente ai collisori e$^+$e$^-$, anche da uno stato iniziale $p\bar{p}$, simmetrico rispetto a CP, ci si aspettano eguali probabilità di produzione per adroni B e $\bar{B}$.

1.2.1 Modello a partoni e funzioni di distribuzione partoniche

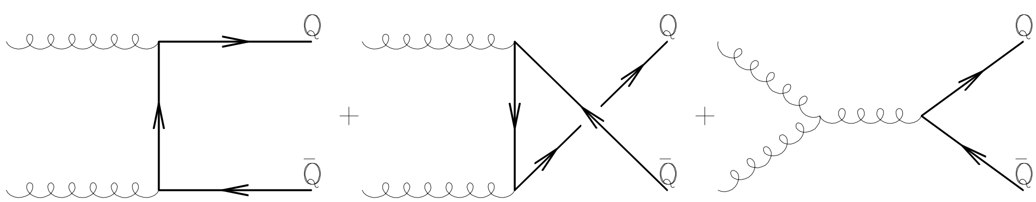
In un modello statico, un protone è uno stato legato di tre quark $|uud\rangle$, con un raggio caratteristico di circa 1 fm. Tuttavia nelle collisioni adroniche alle energie del Tevatron, un protone deve essere descritto come un fasci di partoni: tre quark di valenza, il mare di coppie quark-antiquark e gluoni virtuali. I partoni non condividono in modo eguale l'impulso del protone. La distribuzione dei partoni nel protone è descritta dalle funzioni di distribuzione partoniche (PDF) $F_i^a(x, Q^2)$, che rappresentano per ogni specie partonica i, gluone o quark, la densità di probabilità in funzione del momento frazionario x rispetto al protone, ad un dato momento trasferito Q caratteristico dell'interazione. Le funzioni PDF, misurate a particolari valori di Q^2 in processi specifici, soprattutto di deep-inelastic scattering, possono essere calcolate come funzioni continue di Q^2, utilizzando opportune equazioni di evoluzione come quelle DGLAP [1] sviluppate nell'ambito della Cromodinamica Quantistica (QCD).

1.2.2 La produzione di $b\bar{b}$

In QCD nelle interazioni protone-antiprotone la produzione di heavy flavour, in particolare di b quark, è descritta all'ordine fondamentale da processi di annichilazione quark-antiquark $q + \bar{q} \to Q\bar{Q}$, come mostrato in Fig. 1.1(a) e da processi $2 \to 2$ di fusione guone-gluone $g + g \to Q\bar{Q}$ come mostrato in Fig. 1.1(b).



(a)



(b)

Figura 1.1: *Grafici di produzione di quark pesanti al Leading Order*

In particolare, all'energia del Tevatron di $\sqrt{s} = 2$TeV, è dominante il processo di fusione di gluoni. All'ordine $O(\alpha_s^2)$, questi processi mostrano alcune caratteristiche degne di nota, in particolare:

- la sezione d'urto $\hat{\sigma}$ a livello partonico è proporzionale ad α_s^2/m_Q^2

- l'impulso trasverso P_T medio dei quark pesanti cresce approssimativamente con la loro massa $\langle P_T(Q) \rangle \sim m_Q$, il che significa che l'impulso trasverso medio dei quark b è dell'ordine di $4 - 5\ GeV/c$. Inoltre la distribuzione in P_T si smorza rapidamente per valori superiori alla massa del quark.

- il quark e l'antiquark sono prodotti uno opposto all'altro nel centro di massa del sistema e risultano anche uno opposto all'altro nel piano trasverso alla direzione dei fasci.

- infine, la distribuzione in rapidità della coppia $Q\bar{Q}$ è caratterizzata da un comportamento relativamente uniforme in una regione che si estende a valori sempre più alti in rapidità al crescere dell'energia nel centro di massa dei partoni. Questo significa che la sezione d'urto di produzione di quark pesanti è alta nella regione centrale del rivelatore e si smorza a valori alti di rapidità.

Si potrebbe pensare che i contributi di ordine superiore nell'espansione in α_s nella descrizione del processo siano solo delle "correzioni" a quelli all'ordine fondamentale (LO). In realtà contributi all'ordine successivo (NLO), ad esempio il processo $g + g \to g + Q + \bar{Q}$ possono essere altrettanto inportanti di quelli dell'ordine fondamentale.

Esempi di diagrammi all'ordine α_s^3 sono mostrati in Fig. 1.2. Questi processi includono gli elementi di matrice relativi all'emissione di gluoni sia reale che virtuale. Ulteriori contributi sono dovuti a diagrammi di "gluon splitting", dove Q e $\bar{Q}$ vengono prodotti vicini nello spazio delle fasi, oppure di "flavour excitation" dove un quark b viene estratto dal mare nel protone o nell'antiprotone.

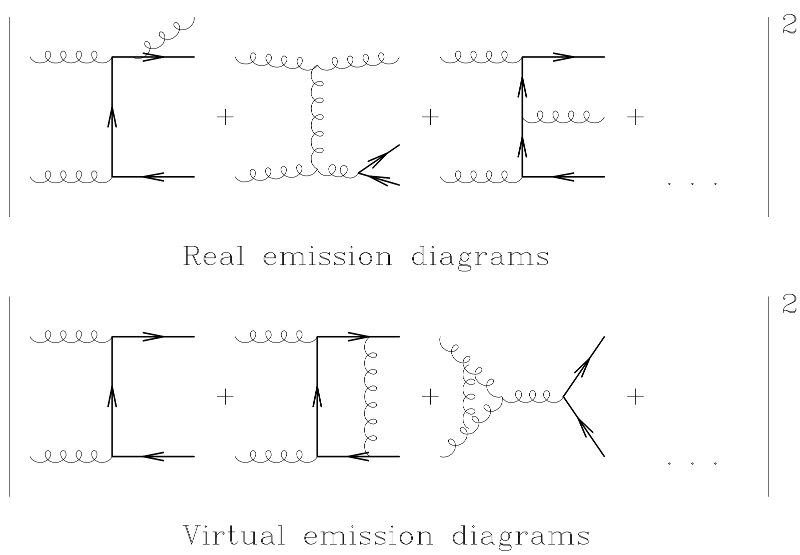


Figura 1.2: *Grafici di produzione di quark pesanti al Next to Leading Order.*

I contributi NLO sono dunque molto importanti nel calcolo della sezione d'urto di produzione di b quark nelle collisioni $p\bar{p}$ e modificano le topologie ben definite all'ordine fondamentale, rendendo in generale più difficile l'identificazione degli eventi.

1.2.3 L' adronizzazione dei quark b

Una volta prodotti nel processo a livello partonico, i quark b formano adroni B in una fase successiva di frammentazione e/o adronizzazione. Questo è un processo a valori di Q^2 caratteristico molto bassi, e per questo è difficilmente descrivibile nell'ambito della QCD. La descrizione avviene piuttosto con modelli semiempirici. Molto noti sono il modello di Feynman e Field [4] oppure il modello di frammentazione a stringa [5]. In una visione semplice di quest'ultimo caso, ci si può immaginare una nuvola di gluoni che agiscono come una stringa nella coppia b e $\bar{b}$, il cui potenziale di interazione cresce linearmente con la distanza relativa. Nella fase si allontanamento, alla coppia $b\bar{b}$ si affiancano nuove coppie $q\bar{q}$ create dal vuoto. Il processo continua fino a che non c'e' più energia sufficiente per la creazione di nuove coppie $q\bar{q}$. I quark si legano in stati privi di colore, producendo le particelle osservabili nel rivelatore. La frazione z dell'impulso del quark b iniziale che viene ceduta all'adrone B viene descritta da una funzione di frammentazione, suggerita originariamente da Peterson et al.[6] nel caso di quark pesanti legati ad antiquark leggeri di tipo u, d ed s:

$$\frac{dN}{dz} = \frac{1}{z}\,(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_b}{1-z})^{-2} \tag{1.1}$$

Il parametro ϵ_b dipende dal rapporto tra le masse dei quark $\epsilon_b \approx (m_{\bar{q}}/m_Q)^2$ ed il suo valore è legato in modo importante alla distribuzione in impulso delle particelle pesanti prodotte. Il confronto delle sezioni d'urto di produzione di b quark e di mesoni B è stato da tempo affrontato dall'esperimento CDF. Sono stati studiati sia i comportamenti della sezione d'urto totale che della sezione d'urto differenziale in funzione dell'impulso trasverso P_T, mostrati rispettivamente in Fig. 1.3 e 1.4. Risulta chiaro dal confronto tra dati sperimentali e previsioni che esistono tuttora consistenti discrepanze, nonostante da diversi anni questo problema venga studiato sia dal punto di vista delle tecniche di analisi che dal punto di vista dei modelli teorici e dei loro parametri caratteristici. Un'analisi recente [7] attribuisce la discrepanza osservata all'uso non ottimale dei parametri caratteristici nella funzione di frammentazione, che diventa quindi uno dei fattori più importanti nella stima delle sezioni d'urto in questo campo.

1.2.4 Le misure di f_s ed f_u

Nel processo di frammentazione i quark b si vestono in diverse specie di barioni o mesoni. In quest'analisi risulterà importante conoscere la probabilità f_s con cui un quark b prodotto al Tevatron si associa ad antiquark di tipo s per formare principalmente mesoni B_s^0. Più in particolare interesserà la probabilità relativa f_s/f_u rispetto alla formazione di mesoni $B_u^\pm$.

Gli esperimenti a LEP da misure all'energia della Z^0 hanno ottenuto per tali frazioni i valori [8] $f_s = 0.106 \pm 0.013$ e $f_d = f_u = 0.388 \pm 0.013$.

Anche l'esperimento CDF ha sviluppato simili analisi [9], basandosi su molti decadimenti semileptonici e non, caratteristici delle diverse specie di adroni, ottenendo $f_u = f_d = 0.375 \pm 0.015$ e $f_s = 0.160 \pm 0.025$, risultato che si discosta per circa due deviazioni standard da quello ottenuto a LEP. Se tale risultato nasconda una dipendenza

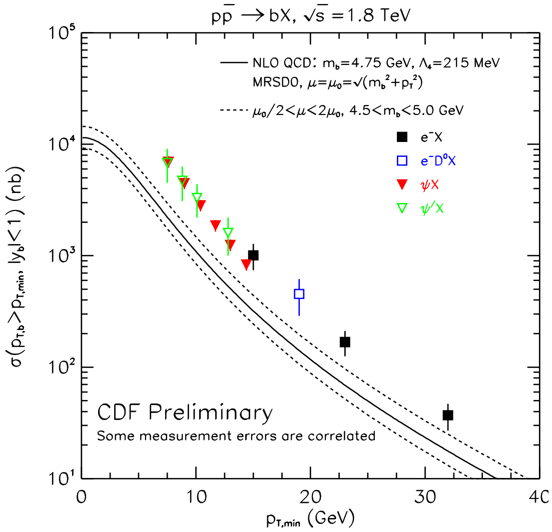


Figura 1.3: *La sezione d'urto di produzione di quark bè espressa in funzione di un valore minimo di P_T del quark b.*

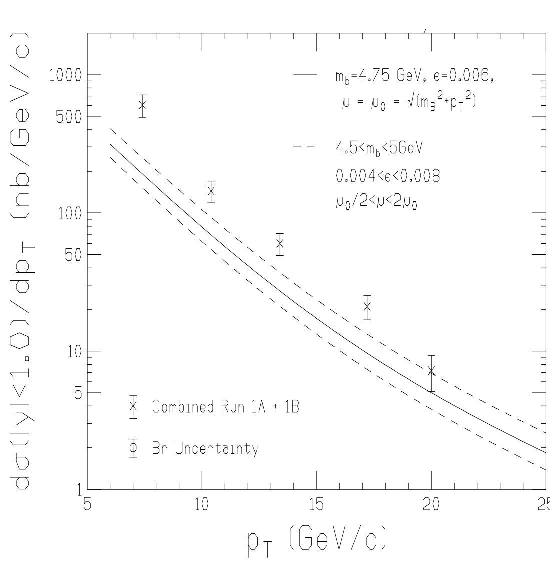


Figura 1.4: *La figura mostra la sezione d'urto differenziale in P_T di produzione di adroni B, dallo studio del processo $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$*

dal tipo di interazione o dal Q^2 caratteristico del processo, certamente diverso tra LEP e Tevatron, ancora non è chiarito.

1.3 La matrice CKM

Nella descrizione dei quark e del sapore, il Modello Standard distingue tra autostati di massa e autostati di interazione; il passaggio tra le due basi è descritto da opportune matrici di trasformazione. Nel costruire il termina di interazione debole carica, gli autostati di sapore di tipo "down" interagiscono con gli autostati di tipo "up" in combinazioni descritte da una matrice V unitaria di dimensione 3×3. Una parametrizzazione esplicita di questa matrice di mescolamento nel caso di sei sapori fu introdotta da Kobayashi e Maskawa nel 1973 [17], estendendo la descrizione del mescolamento tra quark d ed s descritto da un unico parametro, l'angolo di Cabibbo [16].

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L ,$$

La matrice unitaria V_{CKM} è descritta da quattro parametri liberi che possono essere identificati in tre angoli e una fase. La violazione della simmetria CP è introdotta nell'interazione debole attraverso la fase complessa. La parametrizzazione "standard" di questa matrice [18], riportata qui di seguito, fa riferimento esplicito ai tre angoli di mescolamento tra le diverse generazioni

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

dove $c_{ij} = cos(\theta_{ij})$ e $s_{ij} = sen(\theta_{ij})$ con $i, j = 1, 2, 3$ indici relativi alle tre generazioni. Anche altre parametrizzazioni sono possibili, ma questa presenta alcune caratteristiche di interesse, in particolare:

- s_{13} corrisponde a $|V_{ub}|$, termine dell'ordine di 10^{-3}. Ciò implica che $c_{13} \sim 1$ è una buona approssimazione ed i termini V_{ud}, V_{us}, V_{cb} e V_{tb} sono determinati da un solo parametro fino all'ordine di 10^{-4}. Questa comportamento semplifica molto l'estrazione dei valori dei parametri dai dati sperimentali e il confronto con i valori attesi.

- s_{23} è collegato direttamente alla transizione $b \rightarrow c$

- la violazione di CP, introdotta dalla fase δ, è soppressa dal fattore s_{13}.

Per descrivere in modo più quantitativo queste caratteristiche è utile introdurre la parametrizzazione di Wolfenstein [19] della matrice CKM. Definiti $\lambda = s_{12}$, $A\lambda^2 = s_{23}$, e $s_{13}e^{-i}\delta = A\lambda(\rho - i\eta)$, l'ordine di grandezza di questi termini è determinato da $\lambda \sim 0.22$. In uno sviluppo in serie rispetto al parametro λ, fino al terzo ordine, la matrice assume la forma:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \tag{1.2}$$

L'unitarietà della matrice espressa in questa forma è verificata all'ordine $O(\lambda^3)$. La correzione più interessante all'ordine $O(\lambda^4)$ è $\Im V_{ts} = -A\lambda^4\eta$. È uso comune ridefinire i parametri

$$\bar{\rho} = \rho(1-\lambda^2/2)\ ,\ \bar{\eta} = \eta(1-\lambda^2/2) \tag{1.3}$$

in modo che $\bar{\rho} + i\bar{\eta} = -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}$. La condizione di unitarietà della matrice V_{CKM} permette un' interpretazione geometrica che verrà esposta nel paragrafo successivo.

1.3.1 I triangoli di unitarietà

L' unitarietà della matrice V_{CKM} porta a 6 equazioni indipendenti che ne legano i valori dei parametri:

$$\sum_k V_{ki}V_{kj}^* = \delta_{ij} \tag{1.4}$$

Queste equazioni, nel caso $i \neq j$ diventano ad esempio:

$$(a)\quad ds\quad \underset{\lambda}{V_{ud}V_{us}^*} + \underset{\lambda}{V_{cd}V_{cs}^*} + \underset{\lambda^5}{V_{td}V_{ts}^*} = 0 \tag{1.5}$$

$$(b)\quad sb\quad \underset{\lambda^4}{V_{us}V_{ub}^*} + \underset{\lambda^2}{V_{cs}V_{cb}^*} + \underset{\lambda^2}{V_{ts}V_{tb}^*} = 0 \tag{1.6}$$

$$(c)\quad db\quad \underset{\lambda^3}{V_{ud}V_{ub}^*} + \underset{\lambda^3}{V_{cd}V_{cb}^*} + \underset{\lambda^3}{V_{td}V_{tb}^*} = 0 \tag{1.7}$$

L'ordine di grandezza di ogni termine nelle potenze di λ, è indicato sotto ad ogni equazione (relazione di ortogonalità). Solamente nel caso dell'equazione 1.7 i tre angoli sono dello stesso ordine in λ come si può vedere in Fig. 1.5. Negli altri casi invece uno degli angoli del triangolo sarà molto più piccolo degli altri due. Nel caso 1.7, dividendo i termini dell'equazione per $V_{cd}V_{cb}^*$ e rappresentando i tre contributi in un piano complesso, il triangolo che ne risulta è completamente determinato dai valori delle quantità $\bar{\rho}$ ed $\bar{\eta}$, come mostrato in Fig.1.6.

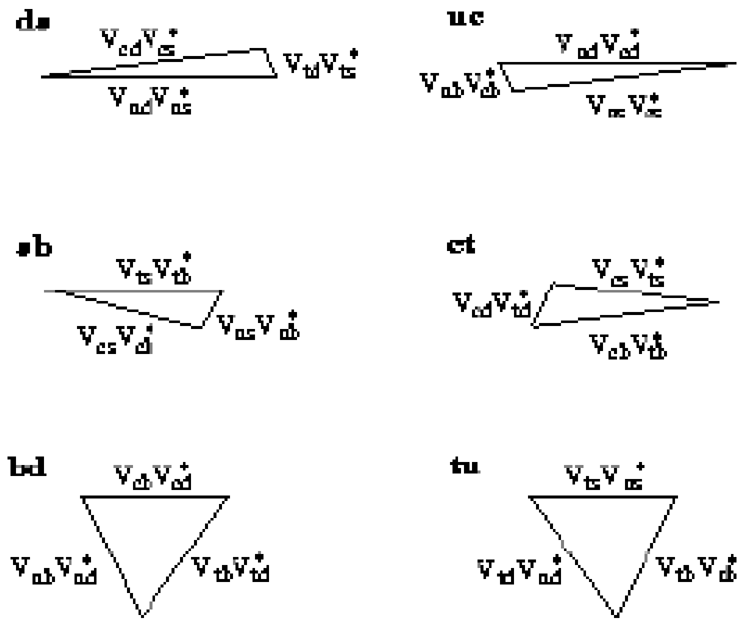


Figura 1.5: *Triangoli di unitarietà.*

Gli angoli del triangolo, indicati usualmente con α, β e γ sono legati ai parametri della matrice nel modo seguente:

$$\alpha \equiv \arg\left[-\frac{V_{td}V_{tb}^\star}{V_{ud}V_{ub}^\star}\right]$$

$$\beta \equiv \arg\left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^\star}{V_{td}V_{tb}^\star}\right]$$

$$\gamma \equiv \arg\left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^\star}{V_{cd}V_{cb}^\star}\right]$$

È chiaro che ogni possibile misura di questi angoli che indichi valori diversi da 0^o o 180^o si traduce in un valore non nullo della fase della matrice V_{CKM} indice della violazione della simmetria CP. Anche per le equazioni 1.6 e 1.5 possono essere definiti gli angoli caratteristici dei triangoli di unitarietà; in particolare vengono considerati gli angoli χ del triangolo **sb** e χ' relativo al triangolo **ds** definiti come

$$\chi \equiv \arg\left[-\frac{V_{cb}V_{cs}^\star}{V_{tb}V_{ts}^\star}\right] = \lambda^2\eta + O(\lambda^4), \qquad \chi' \equiv \arg\left[-\frac{V_{us}V_{ud}^\star}{V_{cs}V_{cd}^\star}\right] = O(\lambda^4) \qquad (1.8)$$

rispettivamente di ordine $O(\lambda^2)$ e $O(\lambda^4)$. È interessante notare come siano state proposte [20] anche delle parametrizzazioni della matrice V_{CKM} in termini dei soli angoli β e γ relativi al triangolo **db** e χ and χ' relativi ai triangoli **sb** e **ds** rispettivamente.

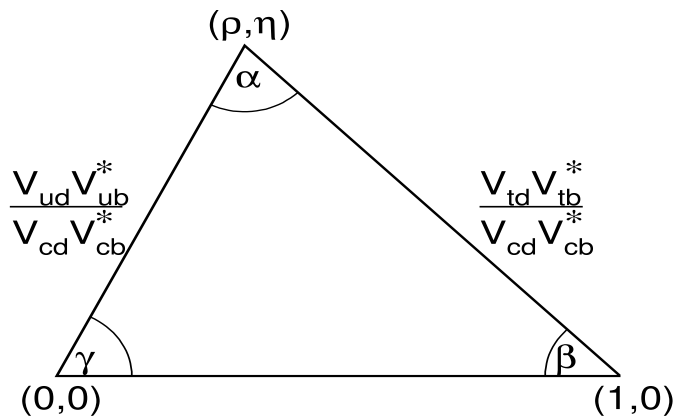


Figura 1.6: *Triangoli di unitarietà.*

1.3.2 Le misure dirette dei parametri di V_{CKM}

I moduli $|V_{u_i d_j}|$ degli elementi della matrice V_{CKM}, inteso $u_i = u, c, t$ e $d_j = d, s, b$, sono misurati soprattutto attraverso i processi di decadimento semileptonico ($d_j \rightarrow u_i e^- \bar{\nu}_e$). Nel caso di contributi al processo dovuti ad un unico diagramma a livello fondamentale, la larghezza del decadimento dipende solamente da uno dei parametri della matrice. È necessario però considerare che nelle previsioni di tali larghezze di decadimento i contributi di natura non perturbativa al processo possono introdurre incertezze rilevanti.

Riassumiamo qui di seguito l'attuale stato di conoscenza degli elementi della matrice, accennando alla base sperimentale delle misure.

- $|V_{ud}|$ - Nei processi di decadimento β nucleari le transizioni coinvolte a livello partonico sono del tipo $d \rightarrow u e^- \bar{\nu}_e$. Dal confronto dei decadimenti descritti da correnti vettoriali con il processo di decadimento del μ, considerando le correzioni radiative all'elemento di matrice, viene estratto per $|V_{ud}|$ il valore:

$$|V_{ud}| = 0.97400 \pm 0.00014 \pm 0.00048 \tag{1.9}$$

Anche dalla misura della vita media del neutrone si estrae il valore $|V_{ud}|$; in questo caso, se da un lato l'incertezza teorica risulta inferiore, dall'altro la precisione nella misura del rapporto g_V/g_A si riflette in modo significativo sul risultato:

$$|V_{ud}| = 0.9725 \pm 0.0013 \tag{1.10}$$

- $|V_{us}|$ - L'analisi dei decadimenti semileptonici di iperoni e mesoni K permette la misura di questo parametro. Ad esempio dai decadimenti K_{e3} si ottiene un valore:

$$|V_{us}| = 0.2196 \pm 0.0026 \tag{1.11}$$

- $|V_{ub}|$ - Questo parametro può essere stimato dallo studio di decadimenti inclusivi $b \to ul^- \bar{\nu}_l$ ad esempio caratterizzando la parte alta dello spettro in energia del leptone, al di sopra del limite dei canali $b \to cl^- \bar{\nu}_l$, oppure attraverso lo studio di processi esclusivi, ad esempio $B \to \pi l \nu$ o $B \to \rho l \nu$, dove però la descrizione dell'elemento di matrice della corrente debole introduce incertezze rilevanti. Dalle misure degli esperimenti a LEP e dell'esperimento CLEO questo parametro viene stimato [12] in:

$$|V_{ub}| = (3.6 \pm 0.7) \times 10^{-3}$$

- $|V_{cb}|$ - Come nel caso di $|V_{ub}|$, il parametro $|V_{cb}|$ può essere misurato studiando processi esclusivi come ad esempio $B^0 \to D^{*-} l^+ \nu_l$ oppure in modo inclusivo $B \to X_c l \bar{\nu}_l$. Il valore oggi stimato è:

$$|V_{cb}| = (41.0 \pm 1.6) \times 10^{-3} \tag{1.12}$$

- $|V_{cd}|$ - I processi che permettono la misura di $|V_{cd}|$ sono soprattutto legati alla produzione di "charm" nelle interazioni di neutrino e antineutrino ad alta energia con quark di valenza, in esperimenti come CDHS del CERN. La misura della sezione d'urto di produzione di coppie di μ in queste interazioni deboli, nota la frazione di decadimenti semileptonici degli stati con "charm", permette di estrarre la stima attuale:

$$|V_{cd}| = 0.224 \pm 0.014 \tag{1.13}$$

- $|V_{cs}|$ - Misure di questo parametro possono essere ottenute dallo studio dal decadimento semileptonico di particelle con "charm" prodotte nelle interazioni di neutrino. Come nel caso di $|V_{cd}|$, queste misure sono affette da consistenti incertezze teoriche, dell'ordine del 10%. Un nuovo approccio consiste invece nell'identificazione di "charm" nei decadimenti del bosone vettore W. Questa tecnica affrontata dagli esperimenti a LEP, ha portato al risultato seguente:

$$|V_{cs}| = 0.97 \pm 0.09 \pm 0.07 \tag{1.14}$$

Anche l'utilizzo delle condizioni di unitarietà della matrice V_{CKM}, ossia $\sum_{i,j} |V_{ij}|^2 = 2$, $(i = u, c$ and $j = d, s, b)$, può essere verificata sperimentalmente dal rapporto tra le probabilità di decadimento del W in adroni e leptoni. Dalla misura, ottenuta a LEP, $\sum_{i,j} |V_{ij}|^2 = 2.032 \pm 0.025$, e considerando le misure di cinque dei sei parametri, può essere estratto il valore:

$$|V_{cs}| = 0.996 \pm 0.013 \tag{1.15}$$

- $|V_{tb}|$ - L'identificazione di eventi di produzione di quark top negli esperimenti al Tevatron, ha considerato anche i decadimenti semileptonici $t \to b, s, dl^+\nu_l$. Da una stima della frazione di decadimenti $t \to bl^+\nu_l$ rispetto a tutti i decadimenti semileptonici, l'esperimento CDF ha pubblicato una prima stima diretta di $|V_{tb}|$ ottenendo:

$$|V_{tb}| = 0.99 \pm 0.15 \tag{1.16}$$

1.4 Mixing dei mesoni B neutri

In un sistema composto dalla sovrapposizione di stati di mesoni B neutri, possono essere individuati due configurazioni di base

- due autostati di sapore con uno specifico contenuto di quark di valenza, caratteristici dei fenomeni di produzione;
- due autostati dell'Hamiltoniano, di massa e vita media, che hanno caratteristiche di evoluzione ben definite.

Gli autostati di massa dovrebbero essere anche autostati di CP con autovalori definiti, se questa fosse una vera simmetria. Tuttavia la simmetria CP è violata ed il formalismo che descrive l'evoluzione degli stati fisici deve prevedere che gli autostati di massa possano essere diversi dagli autostati di CP. Inoltre gli autostati di massa e di sapore sono diversi, cosa che comporta un mescolamento di sapore nell' evoluzione degli autostati di massa. Nel caso dei mesoni B neutri esistono due specie di mesoni, i B_d e i B_s dove l'antiquark b è legato rispettivamente ad un quark di tipo d ed s, ossia gli autostati di sapore nel caso del B_d sono $B^0 = \bar{b}d$ e $\bar{B}^0 = \bar{d}b$, mentre nel caso del B_s sono $B^0 = \bar{b}s$ e $\bar{B}^0 = \bar{s}b$. La descrizione che segue riguarda indistintamente le due specie di mesoni.

Una combinazione qualsiasi di autostati di sapore si può esprimere come

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle \tag{1.17}$$

ed è governata da una equazione di Schrödinger dipendente dal tempo

$$i\frac{d}{dt}|\psi(t)\rangle = H^{eff}|\psi(t)\rangle \equiv (M - \frac{i}{2}\Gamma)|\psi(t)\rangle \tag{1.18}$$

dove M e Γ sono entrambe matrici 2×2 Hermitiane, mentre l'Hamiltoniano effettivo H_{eff} è in genere non Hermitiano per considerare i processi di decadimento. Più in dettaglio

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} \qquad \Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

L'invarianza CTP garantisce $H_{11} = M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} = H_{22} = M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22}$.
I termini non diagonali di queste matrici, M_{12} e Γ_{12}, rappresentano rispettivamente la componente dispersiva e assorbitiva dell'ampiezza di transizione da stati B^0 a stati $\bar{B}^0$ e sono particolarmente importanti nella discussione sulla violazione della simmetria CP. Nel Modello Standard questi contributi nascono dai diagrammi a "box" con lo scambio di due bosoni W virtuali. Nel caso dei mesoni B, la massa elevata rende il calcolo nell'ambito

della QCD più affidabile che non nel caso del mixing dei mesoni K. Gli autostati di massa "light" B_L e "heavy" B_H sono dati da:

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \tag{1.20}$$
$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle. \tag{1.21}$$

ed i coefficienti p e q complessi obbediscono alla condizione di normalizzazione $|q|^2+|p|^2 = 1$.

La differenza di massa Δm_B e e la differenza di larghezza $\Delta\Gamma_B$ tra gli autostati $B_{L,H}$ sono cosi definiti:

$$\Delta m_B \equiv M_H - M_L, \qquad \Delta\Gamma_B \equiv \Gamma_H - \Gamma_L, \tag{1.22}$$

Da calcolo degli autovalori dell'equazione (1.18), si ottiene

$$(\Delta m_B)^2 - \frac{1}{4}(\Delta\Gamma_B)^2 = 4(|M_{12}|^2 - \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2), \tag{1.23}$$
$$\Delta m_B \Delta\Gamma_B = 4\Re(M_{12}\Gamma_{12}^*). \tag{1.24}$$

Mentre il rapporto q/p è dato da:

$$\frac{q}{p} = -\frac{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B}{2(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})} = -\frac{2(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B} \tag{1.25}$$

Nella descrizione del Modello Standard con la matrice V_{CKM}, il contributo dispersivo M_{12} ed assorbitivo Γ_{12} dell'elemento di matrice risultano:

$$|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}| \tag{1.26}$$

Questa relazione è empiricamente valida per entrambi i sistemi di mesoni B^0. Innanzitutto $|\Gamma_{12}| \leq \Gamma$ perché Γ_{12} nasce dai decadimenti in stati finali comuni a B^0 ed $\bar{B}^0$. Inoltre le misure indicano che $\Gamma_s \ll \Delta m_s$ e quindi ne deriva che $\Gamma_{12}^s \ll \Delta m_s$ e, dalle equazioni 1.24, si ottiene

$$\Delta m_s \approx 2|M_{12}|, \ \ |\Delta\Gamma_s| \leq 2|\Gamma_{12}^s. \tag{1.27}$$

Nel caso del mesone B_d^0 gli esperimenti indicano che $\Delta m_d \approx 0.75\Gamma_d$ e il Modello Standard prevede che $|\Gamma_{12}^d|/\Gamma_d \approx O(1\%)$ a causa della frazione di canali di decadimento comuni che sono tutti soppressi dai termini di V_{CKM}. In queste condizioni, il rapporto q/p può essere espresso come

$$\frac{q}{p} = -\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} \tag{1.28}$$

1.4.1 Le convenzioni sulle fasi

Gli stati B^0 e $\bar{B}^0$ sono legati dalla trasformazione di CP :

$$CP|B^0\rangle = e^{2i\xi_B}|\bar{B}^0\rangle, \quad CP|\bar{B}^0\rangle = e^{-2i\xi_B}|B^0\rangle. \tag{1.29}$$

in cui la fase ξ_B è arbitraria. Una trasformazione di fase infatti,

$$|B_\zeta^0\rangle = e^{-i\zeta}|B^0\rangle, \quad |\bar{B}_\zeta^0\rangle = e^{i\zeta}|\bar{B}^0\rangle, \tag{1.30}$$

non ha effetti misurabili. Nella nuova base le trasformazioni di CP diventano

$$(CP)_\zeta|B^0_\zeta\rangle = e^{2i(\xi_B-\zeta)}|\bar{B}^0_\zeta\rangle, \quad (CP)_\zeta|\bar{B}^0_\zeta\rangle = e^{-2i(\xi_B-\zeta)}|B^0_\zeta\rangle \tag{1.31}$$

e le diverse quantità presentate nei paragrafi precedenti diventano:

$$M^\zeta_{12} = e^{2i\zeta}M_{12}, \quad \Gamma^\zeta_{12} = e^{2i\zeta}\Gamma_{12}, \quad (q/p)_\zeta = e^{-2i\zeta}(q/p). \tag{1.32}$$

così come le ampiezze di decadimento definite da

$$A_f = \langle f|H|B^0\rangle, \quad \bar{A}_f = \langle f|H|\bar{B}^0\rangle \tag{1.33}$$

si trasformano in (1.30):

$$(A_f)_\zeta = e^{-i\zeta}A_f, \quad (\bar{A}_f)_\zeta = e^{i\zeta}\bar{A}_f. \tag{1.34}$$

Un analoga arbitrarietà nella scelta della fase esiste nella definizione degli autostati di massa $|B_L\rangle$ e $|B_H\rangle$ e nella definizione della trasformazione rispetto a CP di un possibile stato finale $|f\rangle$ ed il suo coniugato CP $|f\rangle = e^{2i\xi_f}\bar{f}$. In questa ridefinizione, mentre (q/p) ed A_f acquistano una fase, la quantità

$$\lambda_f = \frac{q}{p}\frac{\bar{A}_f}{A_f} \tag{1.35}$$

la cui fase non è arbitraria ma ha significato fisico, come si vedrà nei paragrafi successivi.

1.4.2 L'evoluzione temporale

Supponiamo che uno stato B^0 ($\bar{B}^0$) sia stato creato al tempo $t = 0$. Indicando con $B^0(t)$ ($\bar{B}^0(t)$) lo stato nella sua evoluzione temporale, e considerando l'evoluzione caratteristica degli autostati di massa (1.20)

$$|B_i(t)\rangle = e^{-im_Ht-\frac{\Gamma_H}{2}t|B_i\rangle}, \quad i = H, L \tag{1.36}$$

si ottiene:

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0\rangle - \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0\rangle \tag{1.37}$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = -\frac{p}{q}g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0\rangle \tag{1.38}$$

dove

$$g_\pm(t) \equiv \frac{1}{2}\left(e^{-iM_Ht-\frac{\Gamma_H}{2}t} \pm e^{-iM_Lt-\frac{\Gamma_L}{2}t}\right). \tag{1.39}$$

La probabilità che al tempo t lo stato iniziale B^0 si sia trasformato in uno stato $\bar{B}^0$ sarà dunque

$$|\langle\bar{B}^0|B^0(t)\rangle|^2 = |g_+(t)|^2 = \frac{1}{4}(e^{-\Gamma_L} + e^{-\Gamma_H} + 2e^{-\frac{\Gamma_L+\Gamma_H}{2}t}cos(\Delta Mt)) \tag{1.40}$$

funzione modulata con un periodo caratteristico pari a $T = \frac{2\pi}{\Delta M}$. Il paragrafo successivo verrà dedicato al significato e alla misura del parametro ΔM. Quando il sapore del mesone neutro B all'istante della produzione è stato identificato, ad esempio ricostruendo il decadimento dell'adrone prodotto in associazione e con sapore opposto, lo studio delle larghezze di decadimento in uno specifico stato finale, in particolare la differenza tra le larghezze, mette in evidenza i parametri caratteristici del fenomeno di oscillazione:

$$\begin{aligned} \Gamma[B^0(t) \to f] &= |A_f|^2 \big\{ |g_+(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_-(t)|^2 - 2\Re\left[\lambda_f g_+^*(t) g_-(t)\right] \big\}, \\ \Gamma[\bar{B}^0(t) \to f] &= |A_f|^2 \left|\frac{q}{p}\right|^2 \big\{ |g_-(t)|^2 + |\lambda_{\bar{f}}|^2 |g_+(t)|^2 - 2\Re\left[\lambda_f g_+(t) g_-^*(t)\right] \big\}. \end{aligned} \tag{1.41}$$

Si vedrà nel seguito come la quantitá $1 - |q/p|$ sia legata a fenomeni di violazione della simmetria CP nel fenomeno di mescolamento. Assumendo che l'effetto sia qui comunque piccolo in modo da assimilare $|q/p|$ a 1, l'asimmetria tra le larghezze di decadimento di B^0 e $\bar{B}^0$ diventa:

$$\frac{\Gamma[B^0(t) \to f] - \Gamma[\bar{B}^0(t) \to f]}{|A_f|^2 e^{-\Gamma t}} = \left(1 - |\lambda_f|^2\right) cos(\Delta m_B t) + 2\Im\lambda_f sin(\Delta m_B t) \tag{1.42}$$

L'identificazione del sapore è comunque una condizione che pesa molto nell'efficienza di selezione dei campioni e nella loro purezza. Inoltre, ad esempio nel caso del mesone B_s, il rapporto $\Delta m_B/\Gamma_B$, che corrisponde al rapporto tra la vita media ed il periodo di oscillazione, può essere troppo elevato per la sensibilità che gli esperimenti possono raggiungere. In tal caso, studiando uno specifico stato finale, senza legarlo all'identificazione del sapore, si ottiene:

$$\frac{\Gamma[B^0(t) \to f] + \Gamma[\bar{B}^0(t) \to f]}{|A_f|^2 e^{-\Gamma t}} = \left(1 + |\lambda_f|^2\right) cosh\frac{\Delta\Gamma_B t}{2} - 2\Re\lambda_f sinh\frac{\Delta\Gamma_B t}{2}. \tag{1.43}$$

Le dipendenze temporali dei decadimenti dei mesoni B^0 sono regolate dalle due scale, $1/\Delta m_B$ e $1/\Delta\Gamma_B$. La equazione 1.43 tuttavia mostra che la rapida dipendenza dal tempo dovuta a $\Delta m_B t$ si cancella e rimane la dipendenza dei due esponenziali dal solo $\Delta\Gamma_B t$. In questo modo lo studio di campioni di eventi con sapore in produzione non identificato, potrebbe permettere una misura di $\Delta\Gamma_B$, misura complementare a Δm_B, come si vedrà nel paragrafo successivo.

1.4.3 La differenza di massa Δm_B

La differenza di massa Δm_B diversa nel caso dei mesoni B_d e B_s può essere misurata dal comportamento delle evoluzioni temporali di decadimenti specifici $B^0 \to f$, in particolare per quegli stati finali accessibili ad uno solo dei due sapori, B^0 o $\bar{B}^0$, dove $\lambda_f = 0$. Un esempio sono i decadimenti semileptonici diretti dove la carica del leptone è legata al sapore del mesone.

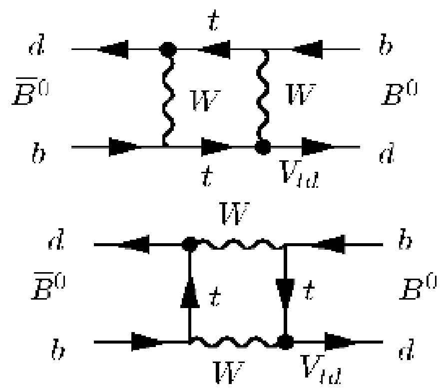


Figura 1.7: *I diagrammi a box rappresentano il contributo principale al fenomeno del mixing.*

Nell'ambito del Modello Standard Δm_B è collegato all'ampiezza di transizione con $|\Delta B| = 2$, responsabile del fenomeno di mixing. Il contributo all'ordine fondamentale è dovuto a diagrammi a box 1.7 con un doppio scambio di bosoni vettori W. Nel costruire l'Hamiltoniano effettivo della transizione bisogna però introdurre i contributi dovuti a effetti non descrivibili in modo perturbativo. Il risultato viene espresso come:

$$\Delta m_q = 2|M_{12}^q| = \frac{|H^{\Delta B=2}|}{m_{B_q}} = \frac{G_F^2}{6\pi^2}\eta_B m_{B_q} \hat{B}_{B_q} f_{B_q}^2 M_W^2 S(\frac{m_t^2}{M_W^2})|V_{tb}V_{tq}^*|^2 \tag{1.44}$$

dove $q = s$ o d. In questo sviluppo, η_B rappresenta il contributo di QCD agli ordini superiori, $S(\frac{m_t^2}{M_W^2})$ è un fattore cinematico calcolato dai diagrammi a box e la quantità $\hat{B}_{B_q} f_{B_q}^2$ rappresenta il valore dell'elemento di matrice. In questa descrizione quest'ultimo fattore rappresenta la sorgente principale d'incertezza che si riflette sulla stima di $|V_{tb}V_{tq}^*|$, qualora venisse estratta da una misura di Δm_B.

Tuttavia il sistema dei mesoni B^0 presenta una particolarità importante: sono due le specie di mesoni che possono mostrare effetti di mixing di sapore. In questo caso il rapporto tra i due parametri caratteristici del mixing, Δm_d e Δm_s risulta legato in modo più semplice ai relativi coefficienti della matrice V_{CKM}:

$$\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} = \frac{m_d}{m_s}\frac{\hat{B}_d f_d^2}{\hat{B}_s f_s^2}|V_{td}/V_{ts}|^2 \tag{1.45}$$

In questo caso il rapporto tra le quantità $\hat{B}_{B_q} f_{B_q}^2$ per le due specie è affetto incertezza notevolmente inferiore.

Le misure di Δm_d oggi sono molte, ottenute dagli esperimenti a LEP, da CDF, da SLD e dagli esperimenti alle "beauty factories" BaBar e Belle. La stima attuale [12] è $\Delta m_d = 0.489 \pm 0.05 \pm 0.07 ps^{-1}$ e corrisponde ad un periodo di oscillazione pari a circa 8.3 vite medie ($x_d = \Delta m_d/\Gamma_B = 0.76$).

Diversa è la situazione sperimentale nel caso del B_s^0, dove non è stato messo in evidenza alcun segnale di oscillazione, entro i limiti di sensibilità degli esperimenti. I risultati pubblicati [12] oggi stimano $\Delta m_s > 13.1 ps^{-1}$($x_s = \Delta m_d/\Gamma_B > 19$) al 95% di livello di confidenza, che corrisponde a circa 0.3 vite medie. Esistono anche altri risultati ancora più stringenti di quello qui riportato [13]. È interessante notare che il rapporto $\Delta\Gamma/\Delta m = |\Gamma_{12}/M_{12}|$ sia lo stesso per i sistemi $B_d^0\bar{B}_d^0$ e $B_s^0\bar{B}_s^0$ e possa essere calcolato ad esempio nell'ambito della QCD su reticolo. Infatti cosi come Δm_q può essere stimato dai contributi dispersivi nei diagrammi a box, anche $\Delta\Gamma$ può essere espresso in una forma analoga:

$$\Delta\Gamma_q = 2|\Gamma_{12}| = \frac{|H^{\Delta B=2}|}{m_{B_q}} = \frac{G_F^2}{4\pi}\eta'_B m_b^2 m_{B_q}\hat{B}_{B_q} f_{B_q}^2 |V_{tb}V_{tq}^*|^2 \tag{1.46}$$

dove i diversi fattori hanno lo stesso significato dell'espressione per Δm.

Il rapporto $\Delta\Gamma/\Delta m$ si può dunque scrivere come

$$\frac{\Delta\Gamma_q}{\Delta m_q} = |\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}| = \frac{3\pi}{2}\frac{m_b^2}{m_W^2}\frac{1}{S(\frac{m_t^2}{M_W^2})} \approx O(\frac{m_b^2}{m_t^2}) \tag{1.47}$$

indipendente dai parametri della matrice V_{CKM}. Questa quantità vale $\approx 5 \times 10^{-3}$, con incertezze stimate attorno al 30%, indipendentemente dalla specie di mesoni. Il limite inferiore su Δm_s indicato precedentemente, si traduce in una condizione sulla differenza di vita media $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s > 10\%$. Diventa dunque importante affrontare sperimentalmente anche la misura di $\Delta\Gamma_s$, nel caso di valori elevati di Δm_s .

1.5 La violazione di CP nel sistema $B^0\bar{B}^0$

Le possibili manifestazioni della violazione della simmetria CP possono essere classificate in maniera "model independent" in questo modo:

- violazione di CP nel decadimento, sia nel caso di mesoni carichi che neutri, quando l'ampiezza relativa a un decadimento e al suo coniugato per CP hanno valori assoluti diversi:

$$|\frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f}| \neq 1 \tag{1.48}$$

- violazione di CP nel fenomeno di mescolamento, che avviene quando gli autostati di massa non possono essere anche autostati di CP:

$$|\frac{q}{p}| \neq 1 \tag{1.49}$$

- violazione di CP nell'interferenza tra decadimenti con e senza mescolamento, che accade nei decadimenti in stati finali comuni a B^0 e $\bar{B}^0$:

$$|\lambda_f| = |\frac{q}{p}\frac{\bar{A}_f}{A_f}| = 1, \quad \Im\lambda_f \neq 0 \tag{1.50}$$

1.5.1 Violazione di CP nei decadimenti

La quantità $|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|$ è sempre indipendente dalla convenzione per le fasi discussa nel paragrafo 1.4.1 ed ha significato fisico. Due sono le fasi che possono comparire in A_f e $\bar{A}_{\bar{f}}$: "fasi deboli", che contribuiscono all'ampiezza con segno opposto nei due casi, che nascono dalla matrice V_{CKM} e riguardano quindi l'aspetto elettrodebole dei processi coinvolti, e "fasi forti" che contribuiscono con lo stesso segno ad A_f e $\bar{A}_{\bar{f}}$, e sono legati a fenomeni di rescattering gestiti da interazioni forti. Risulta utile scrivere ogni contributo all'ampiezza A in tre parti: il suo modulo A_i, il termine legato alla fase debole $e^{i\phi_i}$ ed il termine legato alla fase forte $e^{i\delta_i}$. Nel caso di diversi contributi al decadimento $B^0 \to f$, l'ampiezza A_f e l'ampiezza coniugata rispetto a CP sono date da:

$$A_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i+\phi_i)}, \quad \bar{A}_{\bar{f}} = e^{2i(\xi_f-\xi_B)} \sum_i A_i e^{i(\delta_i-\phi_i)} \tag{1.51}$$

dove ξ_f and ξ_B sono stati definiti in (1.4.1). (Nel caso in cui f sia un'autostato di CP, allora $e^{2i\xi_f} = \pm 1$ è il suo autovalore).
La quantità precedentemente identificata come indipendente dalla convenzione nella scelta delle fasi è:

$$\left|\frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f}\right| = \left|\frac{\sum_i A_i e^{i(\delta_i-\phi_i)}}{\sum_i A_i e^{i(\delta_i+\phi_i)}}\right| \tag{1.52}$$

Questa relazione mostra che qualora il modulo del rapporto tra le ampiezze non fosse eguale all'unità, questo è dovuto alla presenza di fasi deboli e quindi è un segnale di violazione di CP:

$$|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f| \neq 1 \Longrightarrow \textit{ violazione di CP} \tag{1.53}$$

Tale situazione non si può realizzare se non ci sono almeno due termini che abbiano fasi deboli diverse e fasi forti.

Questo tipo di violazione nel decadimento è anche detta violazione diretta. L' asimmetria di CP si può esprimere, in termini delle ampiezze di decadimento, come:

$$a_f = \frac{1-|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2}{1+|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2} \tag{1.54}$$

1.5.2 Violazione di CP nel mixing

Un'altra quantità indipendente dalla scelta nella convenzione delle fasi è

$$\left|\frac{q}{p}\right|^2 = \left|\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right| \tag{1.55}$$

Se la simmetria CP è conservata, gli autostati di massa e di CP coincidono. In tal caso la fase relativa tra M_{12} e Γ_{12} scompare. Questo sigifica che

$$|q/p| \neq 1 \Longrightarrow \textit{ violazione di CP} \tag{1.56}$$

Questo genere di violazione di CP viene chiamato violazione nel mixing o violazione indiretta e nasce dal fatto che gli autostati di massa e di CP non coincidono. Nel caso del sistema dei mesoni B^0, questo effetto può essere osservato studiando le asimmetrie nei decadimenti semileptonici. In termini di $|q/p|$:

$$a_{sl} = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to l^+\nu X) - \Gamma(B^0(t) \to l^-\bar{\nu}X)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to l^+\nu X) + \Gamma(B^0(t) \to l^-\bar{\nu}X)} = \frac{1-|q/p|^4}{1+|q/p|^4} \tag{1.57}$$

Il calcolo della deviazione di $|q/p|$ da 1 è legato alla conoscenza di $\Im(\Gamma_{12}/M_{12})$ che è affetto da importanti incertezze nelle interazioni adroniche. È perciò difficile legare questo tipo di violazione ai parametri della matrice V_{CKM}.

1.5.3 Violazione di CP nell'interferenza tra decadimenti con e senza mixing

Consideriamo ancora decadimenti di mesoni B neutri in stati finali che siano autostati di CP, f_{CP}. Tali stati finali riguardano i decadimenti sia di B^0 che di $\bar{B}^0$. In questo caso la quantità che meglio descrive gli effetti dovuti alla violazione di CP è λ_f, definita in precedenza al paragrafo 1.4.1. La conservazione di CP richiede che non solo sia $|q/p| = 1$ e $|\bar{A}_{\bar{f}_{CP}}/A_{f_{CP}}| = 1$, ma anche che la fase relativa tra q/p e $\bar{A}_{\bar{f}_{CP}}/A_{f_{CP}}$ si cancelli.

Abbiamo già visto nei paragrafi precedenti i casi in cui la violazione si presenta nel decadimento, $|\bar{A}_{\bar{f}_{CP}}/A_{f_{CP}}| \neq 1$, oppure nel mixing, $q/p \neq 1$. Il caso della violazione nell'interferenza tra decadimenti con e senza mixing, riguarda invece la presenza di una fase relativa tra q/p e $\bar{A}_{\bar{f}_{CP}}/A_{f_{CP}}$, ossia

$$|\lambda_f| = 1, \quad \Im\lambda \neq 0 \tag{1.58}$$

L'importanza della violazione di CP con questo meccanismo sta nel fatto che le stime teoriche che possono essere sviluppate nel caso di violazione diretta nel decadimento dove $|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f \neq 1$ soffrono della difficoltà di avere stime ragionevoli delle fasi forti che intervengono nelle diverse ampiezze, cosa che rende quindi impossibile estrarre le fasi deboli.

In questo caso invece, per processi dominati da una sola ampiezza, la fase forte si cancella e l'asimmetria caratteristica può essere scritta come:

$$a_{CP}(t) = \frac{\Gamma[B^0(t) \to f] - \Gamma[\bar{B}^0(t) \to f]}{\Gamma[B^0(t) \to f] + \Gamma[\bar{B}^0(t) \to f]} = \frac{\Im\lambda_f sin(\Delta m_B t)}{cosh(\Delta\Gamma_B t/2) - \Re\lambda_f sinh(\Delta\Gamma_B t/2)} \tag{1.59}$$

che, nel caso $\Delta\Gamma$ possa essere trascurato, diventa:

$$a_{CP}(t) = \Im\lambda_f sin(\Delta m_B t) \tag{1.60}$$

direttamente legato a λ_f. L'esempio più noto di questo tipo di violazione è l'asimmetria nel decadimento $B_d^0 \to J/\psi K_s^0$ dominato dal processo $b \to c\bar{c}s$ e dal suo coniugato rispetto a CP. La misura di $\lambda_{J/\psi K_s^0}$ è legata ai parametri della matrice V_{CKM} ed in particolare all'angolo β del triangolo di unitarietà rappresentato in Fig.1.8 come:

$$\lambda_{J/\psi K_s^0} = -\left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}\right)\left(\frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}}\right)\left(\frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}}\right) = e^{-2i\beta} \tag{1.61}$$

La Fig.1.8 riassume gli attuali risultati sperimentali relativi ai parametri descritti fino a questo punto ed il loro legame con gli elementi della matrice V_{CKM}.

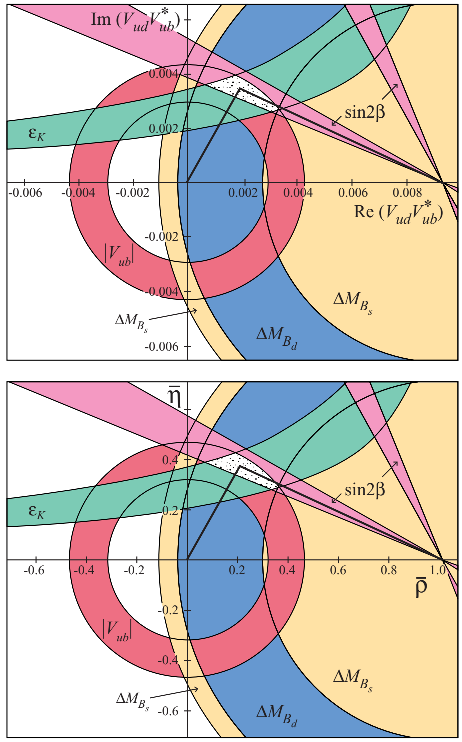


Figura 1.8: *Risultati sperimentali nel piano $\bar{\rho} - \bar{\eta}$.*

1.6 Il settore del B_s

L'identificazione di stati B_s è relativamente recente. L'esperimento CDF ha osservato questo stato per la prima volta nel 1993 [14] misurandone la massa. Successivamente anche gli esperimenti a LEP hanno affrontato lo studio di questo stato, ottenendo negli anni successivi misure della vita media. L'analisi del mixing $B_s\bar{B}_s$, nonostante gli sforzi sia degli esperimenti a LEP che al Tevatron, non è riuscita tuttavia a mettere in evidenza il fenomeno. Inoltre anche la misura di $\Delta\Gamma_s$, fino ad oggi non è stata raggiungibile.

Nei paragrafi precedenti si è anche accennato al fatto che un confronto tra le misure di mixing in questo settore e quelle ottenute per il sistema $B_d\bar{B}_d$, rappresenterà un ulteriore passo avanti nella conoscenza della misura dei parametri della matrice V_{CKM}. Nei prossimi anni solamente gli esperimenti al Tevatron possono affrontare questo settore, poiché le macchine e^+e^- oggi in funzione all'energia della $\Upsilon(4s)$ non producono stati B_s.

Le misure di massa e vita media ottenute dagli esperimenti a LEP e da CDF si sono basate soprattutto su canali semileptonici ed adronici con produzione di mesoni D_s ed in particolare nel canale più raro $J/\psi\phi$ dove il rapporto di decadimento sfavorevole $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi) \approx 10^{-3}$, è compensato a CDF da una segnatura molto chiara ed un favorevole rapporto segnale/rumore.

1.6.1 Il canale $J/\psi\eta^{(\prime)}$

I processi di decadimento in stati finali finali $J/\psi\eta^{(\prime)}$ nel settore del B_s rappresentano l'analogo dei decadimenti in $J/\psi K^0$ nel settore del B_d. Lo stato finale è un autostato di CP con autovalore $\eta_{J/\psi\eta} = -1$, diversamente dagli stati finali $J/\psi\phi$ dove, a causa della presenza di due mesoni vettori J/ψ e ϕ, sono presenti entrambi gli autostati di

CP. Il sottoprocesso a livello di quark $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}$ è dominato dal diagramma con emissione di un W. I contributi di diagrammi più complessi arrivano all'ordine $O(\lambda^2)$. Le stime relative al rapporto di decadimento in questi canali [4] si basano sul confronto con il canale $B_d^0 \to J/\psi K_s^0$. Le ampiezze dei due processi differiscono infatti solo per la cinematica e per contributi adronici non perturbativi. Non dipendono invece dagli elementi della matrice V_{CKM} che, all'ordine fondamentale, sono gli stessi. Un ulteriore fattore nasce dall'angolo θ_P di mixing degli stati pseudoscalari η ed η' nella classificazione di SU(3) di sapore, tuttora non ben definito entro un intervallo $-20^o < \theta_P < -10^o$. Con queste ipotesi, il rapporto di decadimento del B_s^0 in $J/\psi\eta$ può essere espresso come:

$$\mathcal{B}(B_s^0 \to J/\psi\eta) = \mathcal{B}(B_d^0 \to J/\psi K^0)|S_\eta|^2(\frac{m_{B_d}^3}{m_{B_s}^3})(\frac{\lambda_{B_s}}{\lambda_{B_d}})^{3/2} \tag{1.62}$$

dove la funzione λ considera gli effetti cinematici nei decadimenti ed $S_\eta = sin(\theta_P)/\sqrt{3}$. Utilizzando per il rapporto di decadimento in $J/\psi K^0$ il valore di 8.7×10^{-4} [12] si ottiene un valore tra 8.3 e 9.5×10^{-4} al variare dell'angolo di mixing θ_P.

L'asimmetria di CP è in questo caso dominata dall'interferenza tra decadimenti con e senza mixing ed è data da:

$$\Im\lambda_{J/\psi\eta^{(\prime)}} = -sin(2\chi) \tag{1.63}$$

dove l'angolo χ è stato definito in precedenza (1.8) e riguarda il triangolo di unitarietà **sb**. Se da un lato questo angolo è atteso dell'ordine $O(\lambda^2)$ e quindi molto più difficile da mettere in evidenza rispetto all'analogo angolo β relativo al triangolo **bd**, dall'altro fenomeni di nuova fisica al di fuori del Modello Standard possono manifestarsi in comportamenti inattesi delle variabili di asimmetria.

1.6.2 Aspetti sperimentali del canale $J/\psi\eta^{(\prime)}$

Il rapporto di decadimento del mesone B_s^0 in questi stati finali non è ancora stato misurato. Esiste un limite superiore $\mathcal{B}(B_s^0 \to J/\psi\eta) < 3.8 \times 10^{-3}$ al 90% di livello di confidenza, ottenuto dall' esperimento L3 al LEP. Come si vedrà nel seguito di questo lavoro, l'identificazione della J/ψ avviene nel canale $J/\psi \to \mu^+\mu^-$, processo molto studiato dall'esperimento CDF ed accessibile con elevate efficienze di identificazione e rapporto segnale/rumore già a livello di trigger di muoni.

Da un punto di vista sperimentale, tra i diversi modi di decadimento dell' η ed η', i tre stati finali più promettenti sono $\eta \to \gamma\gamma$ (39%) , $\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$ (44%) $\to \gamma\gamma\pi^+\pi^-$ ed infine $\eta' \to \rho\gamma$ (31%) $\to \pi^+\pi^-\gamma$. Risulta chiaro dall'elenco dei più probabili stati finali che il punto più delicato di questa ricerca risiede nell' identificazioni di fotoni di energie relativamente basse per CDF, fino a circa 1 GeV. Questo lavoro vuole iniziare un indagine su questi processi, per primo $\mathcal{B}(B_s^0 \to J/\psi\eta \to \mu^+\mu^-\gamma\gamma)$, che possa poi estendersi anche agli altri canali ed ai nuovi dati sperimentali che CDF II sta ora raccogliendo.

È importante ricordare che l'esperimento BaBar ha studiato la produzione di stati finali $\eta \to \gamma\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ ed $\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$ in associazione alla J/ψ ottenendo per il B_d^0 i limiti superiori di $\mathcal{B}(B_d^0 \to J/\psi\eta) < 2.7 \times 10^{-5}$ e $\mathcal{B}(B_d^0 \to J/\psi\eta') < 6.4 \times 10^{-5}$. In questo caso lo stesso modello utilizzato nel caso del B_s^0 per la stima delle probabilità di decadimento forniva valori tra 4.1 e 1.6×10^{-6} essendo il processo soppresso dall' elemento $|V_{cd}|^2 \approx \lambda^2$ della matrice V_{CKM}. Ci possiamo dunque aspettare che in questa ricerca i canali che coinvolgono il B_d^0 siano fortemente soppressi rispetto al caso del B_s^0.

Bibliografia

[1] G. Altarelli, G. Parisi, "Asymptotic freedom in parton language", *Nucl. Phys. B* **126**, 298 (1977)

Y.N. Gribov, L.N. Lipatov, "Deep Inelastic $e-p$ Scattering in Perturbation Theory", *Yad. Fiz.* **15**, 781 (1972)

Y.L. Dokshitzer, "Calculation of structure functions of deep-inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics", *Sov. Phys. JETP* **46**, 641 (1977)

[2] G. Ridolfi, "An Introduction to the Standard Model of Electroweak Interactions", lecture notes.

[3] S.W. Herb, *et al.*, "Observation of Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions", *Phys. Rev. Lett.* **39**, 252 (1977)
W.R. Innes, *et al.*, "Observation of Structure in the Υ Region", *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1240 (1977)

[4] R.D. Field, R.P. Feynman, "Quark elastic scattering as a source of high-transverse-momentum mesons ", *Phys. Rev. D* **15**, 2590 (1977)

[5] B. Andersson, *et al. Zeit. Phys. C* **20**, 317 (1983).

[6] C. Peterson *et al.*, "Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra", *Phys. Rev. D* **27**, 105 (1983)

[7] P. Nason *hep-ph/0207362*
Pres. at: 6th International Workshop on Heavy Quarks and Leptons, Vietri sul Mare, Salerno, Italy, 27 May - 1 Jun 2002

[8] ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD, "Combined results on b-hadron production rates and decay properties", CERN-EP/2001-050, (Jun 2001)

[9] T. Affolder *et al.*, "Measurement of b-Quark Fragmentation Fractions in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1663 (2000)

[10] J.H. Christenson *et al.*, "Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson", *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964)

[11] B. Auber *et al.*, "Observation of CP Violation in the B^0 Meson System", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 091801 (2001)
K. Abe *et al.*, "Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 091802 (2001)

[12] K. Hagiwara *et al.*, "Review of Particle Physics", *Phys. Rev. D* **66**, 010001 (2002)

[13] "31st International Conference on High Energy Physics, ICHEP02, Amsterdam (The Netherlands)", July 24-31, 2002

[14] F. Abe *et al.*, "Observation of the Decay $B_s^0 \to J/\psi\phi$ in $\mathrm{p}\overline{\mathrm{p}}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV ", *Phys.Rev.Lett.* **71**, 1685 (1993)

[15] P. Z. Skands, "Branching ratios for $B_{d,s} \to J/\psi\eta$ and $B_{d,s} \to \eta\ell^+\ell^-$, extracting γ from $B_{d,s} \to J/\psi\eta$, and possibilities for constraining C_{10A} in semileptonic B decays", *J. High Energy Phys*, 01 (2001) 008

[16] N. Cabibbo, "Unitary Symmetry and Leptonic Decays", *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963)

[17] M. Kobayashi, K. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973)

[18] L. Chau, W Keung, "Measurements of Spin-Correlation Parameter A_{NN} and Analyzing Power at 90° for $p_{pol}p_{pol} \to d/\pi^+$ ", *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1802 (1984)
H. Harari, M. Leurer, "Recommending a standard choice of Cabibbo angles and KM phases for any number of generations", *Phys. Lett. B* **181**, 123 (1986)
F. Botella, L. Chao, "Anticipating the higher generations of quarks from rephasing invariance of the mixing matrix", *Phys. Lett. B* **168**, 97 (1986)

[19] L. Wolfenstein, "Final-state interactions and *CP* violation in weak decays", *Phys. Rev. D* **D43**, 151 (1991)

[20] R. Aleksan, B. Kayser, D. London, "Determining of the Quark Mixing from *CP*-violating Asymmetries", *Phys. Rev. Lett.* **73**, 18 (1994)

Capitolo 2

Il rivelatore CDF

Questo capitolo è dedicato alla descrizione di CDF, l'apparato sperimentale con cui sono stati raccolti i dati analizzati nella presente tesi. CDF è uno dei due grandi rivelatori installati presso il Tevatron, il collisionatore protone-antiprotone del Fermi National Accelerator Laboratory di Batavia, Illinois (USA).

L'enfasi maggiore sarà posta sul sistema di tracciatura, incluso il rivelatore di vertici secondari, sulle camere per la rivelazione dei μ, e sul calorimetro elettromagnetico, il cui funzionamento è cruciale in questa analisi. Tale parte sarà preceduta da una descrizione schematica del Tevatron.

I dati qui analizzati si riferiscono al cosidetto Run 1, iniziato nell'agosto 1992 e terminato nel luglio 1995, che è diviso in due distinti periodi Run 1a e Run1b. Nell'intervallo tra i due periodi (dal maggio 1993 al gennaio 1994) sia il Tevatron che CDF sono stati sottoposti ad importanti miglioramenti, che, per CDF, riguardano soprattutto la sostituzione del rivelatore di vertice e la copertura in muoni. Data la gran maggior mole di dati raccolta nel Run 1b (circa 9 volte quella del Run 1a) nel seguito descriveremo il rivelatore com'era funzionante nel secondo periodo, solo ricordando, quando necessario, quali sono state le modifiche apportate.

2.1 Il Tevatron

Il Tevatron è una macchina acceleratrice circolare a fasci simmetrici di protoni e antiprotoni che sono portati a collidere dopo un processo di accelerazione schematizzato in figura 2.1. La necessità di avere alta energia dei fasci in collisione e contemporaneamente alta probabilità di interazione richiede un laborioso processo di preparazione dei fasci di particelle. La prima richiesta scaturisce dall'esigenza di avere a disposizione la massima energia possibile per studiare processi di produzione di *jet*, *quark* pesanti come il *bottom* e il *top*, bosoni elettrodeboli, e nuova fisica. La seconda richesta si ripercuote direttamente sulla statistica raccolta: il numero di eventi prodotti per un processo di sezione d'urto σ in un certo intervallo temporale è infatti:

$$N = \int \mathcal{L} dt \cdot \sigma \quad ,$$

dove $\mathcal{L}$ è la luminosità istantanea. Quest'ultima quantità dipende dalla densità di particelle e dalla frequenza di rotazione dei pacchetti di p e $\bar{p}$ nel modo seguente:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p \cdot N_{\bar{p}} \cdot n \cdot f_0}{4\pi\Sigma} \quad , \tag{2.1}$$

ove N_p ($N_{\bar{p}}$) è il numero di protoni (antiprotoni) in un pacchetto, n è il numero di pacchetti

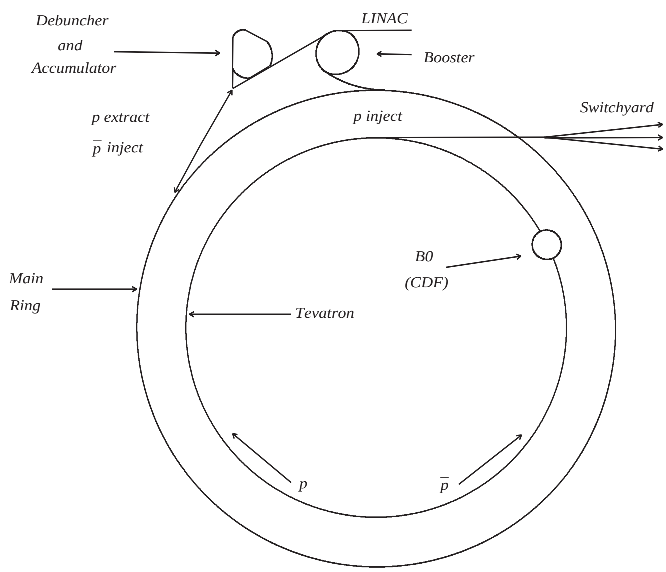


Figura 2.1: *Rappresentazione schematica dell'acceleratore in cui sono evidanziati i dispositivi utilizzati in fase di costruzione dei fasci di particelle.*

circolanti nell'anello, f_0 la frequenza di rivoluzione (per il Tevatron $f_0 \approx 50\ kHz$) e Σ la dimensione trasversa del fascio.

2.1.1 Produzione dei pacchetti di protoni

La sorgente di protoni è costituita da idrogeno gassoso che viene ionizzato negativamente. Un acceleratore elettrostatico (*Cockroft-Walton*) porta il fascio di ioni H^- ad un'energia di 750 keV, successivamente portata a 200 MeV tramite un *linac* lungo 75 m e costituito da 5 moduli. Il fascio viene quindi focalizzato e fatto incidere su un sottile foglio di grafite: gli ioni perdono i due elettroni e i protoni così ottenuti vengono iniettati in un piccolo sincrotrone di raggio 75 m chiamato *Booster*. Dopo circa 2000 giri le cavità risonanti portano i protoni a 8 GeV e conferiscono loro la caratteristica struttura a pacchetti (*bunch*). Ogni *bunch* contiene circa 10^{10} protoni. I pacchetti vengono quindi iniettati nel *Main Ring*, un protosincrotone a magneti convenzionali[1] con un diametro di 2 km alloggiato sopra al Tevatron in un tunnel largo 3 m a 6 m di profondità. I pacchetti vengono accelerati fino a 150 GeV pronti per essere iniettati nel Tevatron per la fase finale.

[1] È il vecchio acceleratore di particelle che poteva fornire un'energia fino a 400 GeV e che ora viene invece usato come macchina preacceleratrice

2.1.2 Produzione dei pacchetti di antiprotoni

Parte dei protoni che circolano nel *Main Ring*, raggiunta l'energia di 120 GeV, vengono estratti e fatti collidere su un bersaglio di Tungsteno, producendo in questo modo antiprotoni. Questa fase è particolarmente delicata poiché si deve cercare di ottenere un grande numero di antiprotoni con minima dispersione angolare e di impulso (cioè bassa emittanza[2]): ciò è essenziale per ottenere pacchetti con piccola sezione trasversa e quindi alta luminosità nelle collisioni.
La dimensione trasversa del fascio Σ che compare nella 2.1 dipende fortemente dalla focalizzazione dei magneti posti lungo l'anello ed in particolare di quelli più vicini al punto di interazione (*low beta quadrupole*). Per diminuire la sezione trasversa, gli antiprotoni vengono focalizzati tramite una lente magnetica di Litio e indirizzati verso un anello chiamato *debuncher* all'interno del quale una opportuna rotazione nello spazio delle fasi disperde la struttura temporale del fascio, migliorando inoltre la monocromaticità dell'impulso longitudinale degli antiprotoni. Essi vengono quindi trasferiti in un anello di accumulazione (*accumulator*) nel quale, tramite raffreddamento stocastico, vengono immagazzinati fino a raggiungere un numero di antiprotoni pari a circa 6×10^{11} con una ulteriore diminuzione della dispersione angolare e dell'impulso (tridimensionale) delle particelle.
Il raffreddamento stocastico sfrutta un complesso sistema di sensori e deflettori posti lungo tutto l'anello dell'accumulatore: i sensori (S) misurano lo spostamento del fascio rispetto alla posizione di equilibrio e comunicano il segnale elaborato ai deflettori (D), generalmente posti ad una distanza alla quale la fase dell'oscillazione è aumentata di $\frac{\pi}{2}$, il cui compito è quello di correggere l'angolo di dispersione annullandolo. Nel caso di spostamento massimo in S, il deflettore correggerà l'orbita completamente, nel caso invece di un generico spostamento in S, la correzione apportata in D avrà l'effetto di ridurre l'ampiezza dell'oscillazione.
Il campo del deflettore agisce però non solo su una particella ma influenza anche il moto e l'orbita delle sue "vicine", introducendo sostanzialmente del rumore nel sistema: per questo il processo è molto lento e sono necessarie parecchie ore per ottenere una buona densità di particelle. A questo punto gli antiprotoni, la cui dispersione in impulso trasverso è stata ridotta dal 3.5% allo 0.2%, sono pronti per l'immissione, sotto forma di 6 pacchetti, nel *Main Ring* dove raggiungono l'energia di 150 GeV prima di essere iniettati nel Tevatron dove già stanno circolando i 6 pacchetti di protoni.

2.1.3 Interazioni $p\bar{p}$

Iniettati nel Tevatron, i sei pacchetti di protoni e di antiprotoni (i primi circolano in senso orario, gli altri nel verso opposto) vengono accelerati da 150 a 900 GeV. A questo punto i pacchetti sono portati su orbite di collisione. Le collisioni avvengono ogni 3.5 μs in tre regioni di interazione lungo l'anello di cui due strumentate, ($B0$ e $D0$) in queste sono situati i due apparati sperimentali CDF e D0. Il Tevatron è un sincrotrone a funzioni separate nel quale la curvatura dell'orbita delle particelle viene fornita da magneti dipolari mentre la focalizzazione proviene da coppie di quadrupoli ruotati di 90° tra loro. In tale maniera è possibile avvicinare il più possibile i magneti focalizzanti al punto di interazione

[2]L'emittanza ϵ di un fascio di particelle è definita come il volume dello spazio delle fasi da esse occupato, $\epsilon = \int dxdp$.

Energia nel centro di massa	1.8 TeV
Circonferenza	6.2831 km
Tempo impiegato per un singolo giro	20.9586 μs
Numero di cavità a RF	1113
Periodo delle RF	18.831 ns
Frequenza delle RF	53.105 MHz
Luminosità di picco	2.6×10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$
Luminosità media	8×10^{30} $cm^{-2}s^{-1}$
Intervallo tra i *bunch crossing*	3.5 μs
Numero di pacchetti di p e $\bar{p}$	6
Numero (medio) di protoni per *bunch*	10×10^{10}
Numero (medio) di antiprotoni per *bunch*	5×10^{10}
Emittanza dei protoni, ϵ_p	15π $mm \cdot mr$
Emittanza degli antiprotoni, $\epsilon_{\bar{p}}$	18π $mm \cdot mr$

Tabella 2.1: *Parametri di funzionamento del Tevatron.*

diminuendo le dimensioni trasverse dei pacchetti ed aumentando così la luminosità.
La durata di uno *store*, cioè il tempo in cui si hanno fasci in collisione, è tipicamente di 15-20 ore; durante questo tempo il valore della luminosità diminuisce abbastanza rapidamente nelle prime 4-5 ore a causa delle interazioni fascio-gas, e si stabilizza successivamente, fino a raggiungere un valore di $0.7 - 0.8 \times 10^{30} cm^{-2}s^{-1}$, al di sotto del quale il fascio viene scaricato.
In tabella 2.1.3 sono riassunti i parametri tipici di funzionamento del Tevatron.

2.2 Il rivelatore CDF

Il *Collider Detector at Fermilab* (CDF) [**?**] è un rivelatore magnetico di 5000 tonellate progettato per studiare la fisica delle collisioni "profonde" $p\bar{p}$. Anche se nelle collisioni partoniche il centro di massa non è a riposo, è stato scelto per il rivelatore un disegno che predilige la misura di quantità sul piano trasverso al fascio. Infatti i processi di interazione profonda sono segnati da un caratteristico sviluppo nel piano trasverso.

Direzione ed impulso delle particelle sono misurate da un robusto sistema di tracciatura posto all'interno del solenoide dove è collocato anche il rivelatore di vertice (a microstrip su silicio). La misura della posizione e energia degli sciami elettromagnetici ed adronici è assicurata da un complesso calorimetrico, che copre quasi l'intero angolo solido, con una particolare struttura a celle per una accurata ricostruzione spaziale dei *jet*. L'elevato grado di ermeticità del rivelatore assicura la misura indiretta di particelle non interagenti, come i neutrini, tramite la stima dell'energia trasversa mancante. Infine la copertura esterna con rivelatori dedicati permette la rivelazione di muoni e con essi la segnatura degli eventi più interessanti per la nostra analisi.
Prima di procedere con la descrizione dettagliata dei singoli rivelatori è opportuno definire il sistema di coordinate utilizzato a cui si farà nel seguito riferimento. Il sistema cartesiano ha l'asse z lungo la direzione del fascio con il verso positivo nella direzione di moto dei

protoni. Il piano xy contiene il vertice d'interazione con l'asse x nella direzione radiale verso l'esterno dell'acceleratore, e l'asse y è scelto infine in modo da formare una terna destrogira. Le coordinate polari hanno anch'esse origine nel centro geometrico di CDF con l'angolo azimutale ϕ nel piano xy misurato in senso antiorario a partire dall'asse x, l'angolo polare θ misurato rispetto al verso positivo dell'asse z, e la distanza radiale r è la distanza sul piano xy dall'asse z. Un'altra variabile frequentemente usata nella

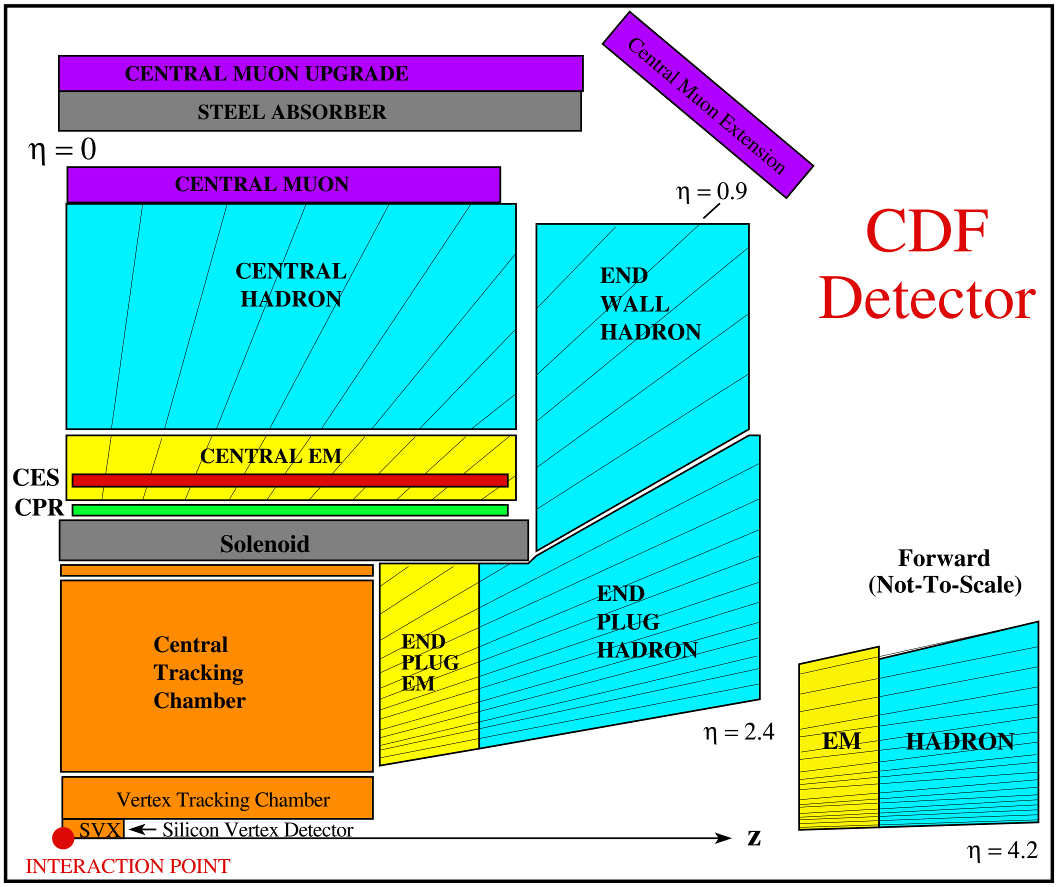


Figura 2.2: *Sezione del rivelatore CDF: sono evidenziati i sottosistemi che lo compongono, il rivelatore è simmetrico rispetto a $\eta = 0$. Il sistema di coordinate è così fissato: l'asse x entra nel foglio, l'asse y punta verso l'alto, l'asse z a destra.*

descrizione geometrica dei rivelatori è la *pseudorapidità*

$$\eta = -\log(\tan\frac{\theta}{2})$$

che nell'approssimazione di particelle a massa trascurabile trasforma linearmente per *boost* di Lorentz lungo l'asse z.

2.3 I dispositivi di tracciamento

La ricostruzione di decadimenti esclusivi di mesoni B dipende pesantemente su una misura precisa dei vertici di decadimento, e degli impulsi e delle cariche delle particelle figlie.

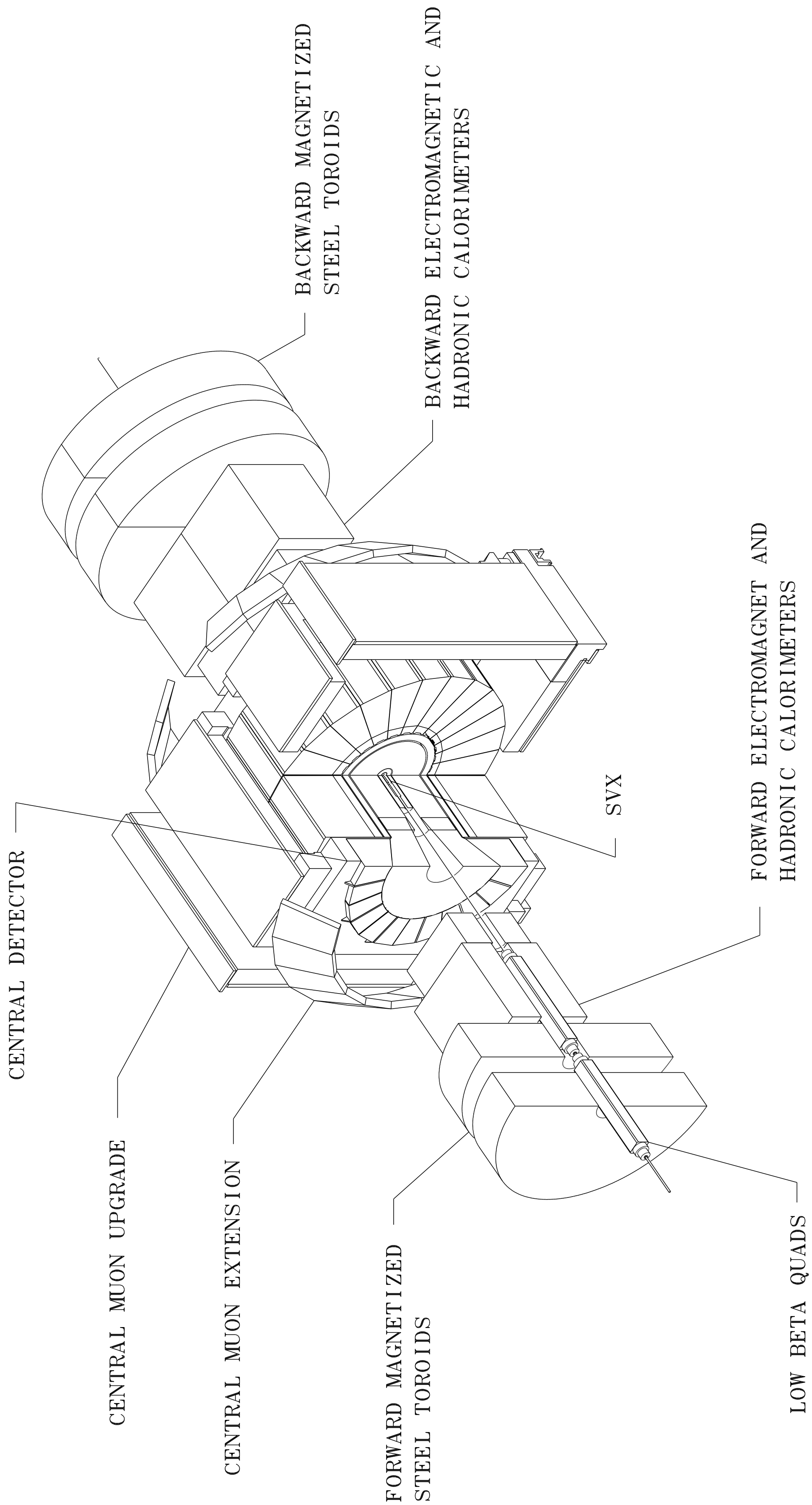


Figura 2.3: *Prospettiva del rivelatore CDF.*

In CDF queste funzioni vengono svolte da ben quattro diversi rivelatori, immersi nel campo magnetico assiale creato da un solenoide superconduttore, lungo 4.8 m e di 1.5 m di raggio, raffreddato ad elio liquido che fornisce un campo magnetico pari a $\simeq 1.4\ T$.

2.3.1 Il rivelatore SVX

Allontanandosi dal vertice d'interazione le particelle incontrano, a 1.9 cm dalla linea dei fasci, il tubo a vuoto di contenimento, realizzato in Berillio spesso 500 μm in modo da minimizzare il materiale inerte attraversato. Subito all'esterno di questo è alloggiato il rivelatore di microvertice SVX (*Silicon VerteX detector*) il cui materiale sensibile è costituito da cristalli di silicio n, con impianti p^+ (*microstrip*) disposti longitudinalmente, organizzati in 4 strati a simmetria cilindrica concentrici alla linea del fascio (vedi fig. 2.4). L'orientazione longitudinale permette una precisa ricostruzione delle tracce nel piano trasverso $r - \phi$ consentendo l'identificazione di vertici secondari di decadimento delle particelle. Ogni strato è suddiviso in 12 unità (*ladder* figura 2.5) organizzate in modo da formare un dodecaedro. Su ogni *ladder* sono alloggiati tre cristalli di silicio con le microstrip microsaldate in serie tra loro.

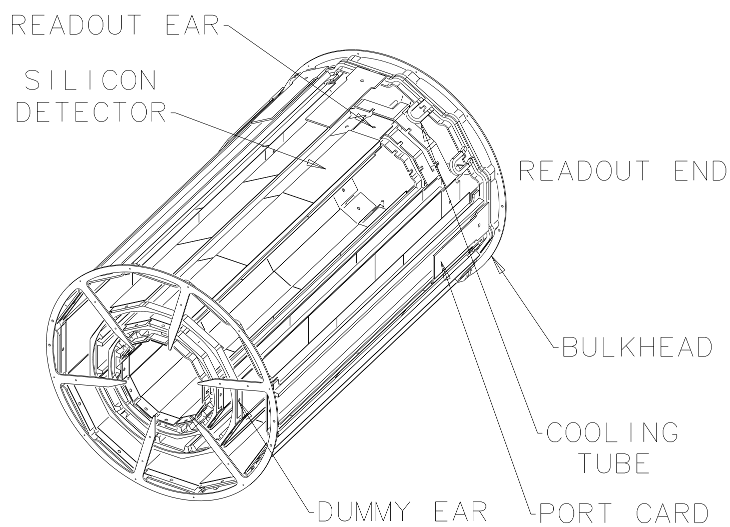


Figura 2.4: *Struttura di uno dei due moduli (barrel) del rivelatore di vertice, è mostrata la disposizione delle ladder all'interno.*

Le *micro strip* sono spaziate di 60 μm (55 μm per lo strato più esterno) mentre la distanza radiale tra gli strati e il fascio va da 3 a 7.9 cm. La lettura delle *strip* è analogica ossia viene registrata la quantità di carica depositata dalla particella. A seconda che la particella interagente interessi una o più *strip* si hanno in corrispondenza risoluzioni differenti, in quanto l'uso del "baricentro di carica" inizialmente migliora la risoluzione: per una 1 *strip* si ha 15 μm di risoluzione, per 2 *strip* si ha 13 μm mentre nel caso di 3

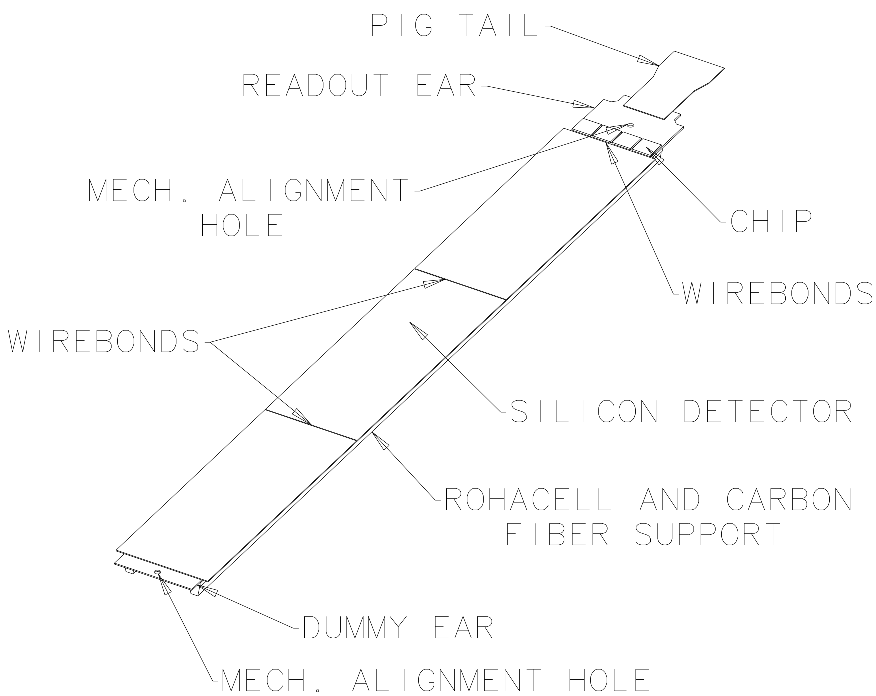


Figura 2.5: *Struttura di una singola ladder del rivelatore di vertice, sono mostrati i chip per la lettura del segnale ed i tre cristalli di silicio microsaldati.*

strip interessate la risoluzione peggiora fino a 25 μm. L'elevata radiazione assorbita dal rivelatore durante il *Run* "1A" ha reso necessario la sostituzione dell'intero rivelatore con un altro, SVX', d'identica struttura ma dotato di elettronica resistente alle radiazioni e con cristalli accoppiati in AC con l'elettronica stessa. Nella tabella 2.2 sono riassunte le caratteristiche principali di SVX. Attualmente non esiste un sistema di *trigger* basato sulle informazioni raccolte da SVX che quindi vengono utilizzate solo in sede di analisi; un tale sistema è in funzione nel *Run II*.

Strato	Larghezza (μm)	Zona attiva (μm)	Raggio (cm)	Passo (μm)	Canali
0	16040	15300	3.005	60	256
1	23720	22980	4.256	60	384
2	31400	30660	5.687	60	512
3	42925	42185	7.866	55	768

Tabella 2.2: *Parametri degli strati di silicio di SVX.*

2.3.2 Il rivelatore VTX

Esternamente a SVX è situato il secondo volume sensibile utilizzato per la ricostruzione delle tracce. Tale dispositivo è denominato VTX (*Vertex Time Projection chamber*) e sopperisce all'impossibilità di SVX di stimare la coordinata longitudinale del vertice. Si tratta di una camera a deriva veloce che fornisce informazioni fino ad un raggio di 22 cm dalla linea del fascio nel piano $r - z$ e copre una regione in pseudorapidità di $|\eta| \leq 3.5$ se la particella è prodotta in $z = 0$. La risoluzione sulla coordinata z delle tracce è pari a circa 0.2 cm, ed è limitata dalla diffusione multipla che le particelle cariche subiscono nell'attraversamento di SVX. Nella tabella 2.3 sono elencate le caratteristiche tecniche della VTX.

Lunghezza	3.2 m
Diametro	50 cm
Copertura in pseudorapidità	$\|\eta\| \leq 3.5$
Numero di moduli	28
Numero di fili sensibili	8412
Distanza di *deriva* massima	4 cm
Campo elettrico	1.6 kV/cm
Guadagno elettronica di lettura	5×10^3
Gas	*Argon/Etano/Etanolo* (49.6%:49.6%:0.8%)
Risoluzione spaziale in z	200 μm
Risoluzione in z estrapolata al vertice	2 mm

Tabella 2.3: *Caratteristiche della VTX.*

2.3.3 Il rivelatore CTC

Il terzo dispositivo dedicato alla ricostruzione delle tracce è la CTC (*Central Tracking Chamber*) [1]. Questo rivelatore occupa gran parte del volume magnetico. È una grande camera a deriva cilindrica, lunga 3.2 m, con raggio interno 227 mm ed esterno 1380 mm, che copre la regione in pseudorapidità $|\eta| < 1.0$. Essa contiene 84 strati a simmetria cilindrica di fili sensibili di Tungsteno (40 μm). Gli strati sono raggruppati in 9 "super-strati" (*superlayer*), immersi in una miscela di Argon/Etano/Etanolo ed in un campo elettrico di deriva pari a 1350 V/cm.
I *superlayer* sono a loro volta divisi in celle all'interno delle quali la distanza di deriva massima $(r \cdot \Delta\phi)$ è inferiore a 4 cm (corrispondenti ad un tempo tipico di 800 ns). Ogni cella è inclinata rispetto alla direzione radiale di un angolo pari a 45° per compensare l'angolo di Lorentz dovuto all'effetto del campo magnetico rendendo la traiettoria di deriva perpendicolare al raggio della camera. La ricostruzione della traiettoria nelle tre dimensioni è assicurata dalla particolare disposizione dei fili all'interno della camera: dei 9 *superlayer* 4 hanno i 6 fili inclinati di 3° rispetto alla direzione assiale (*stereo layer*); gli altri 5 (*axial layer*) hanno 12 fili disposti parallelamente all'asse z e forniscono una determinazione della posizione nel piano perpendicolare $(r - \phi)$.
La risoluzione in posizione è pari a 220 μm in $r - \phi$ per tracce con impulso maggiore di 800 MeV/c, mentre peggiora a 250 μm se si considera l'intero spettro dell'impulso. Si deve comunque tener presente che a causa del campo magnetico solo le particelle con $P_T \gtrsim 300\ MeV/c$ attraversano tutti e nove i *superlayer*, mentre le altre spiraleggiano all'interno della camera. La risoluzione in impulso trasverso P_T è, nella regione di pseudorapidità $-1 < \eta < 1$, pari a $\delta P_T/P_T^2 \leq 0.002$, e diminuisce a $\delta P_T/P_T^2 \approx 0.004$ per angoli, rispetto al fascio, minori $(20° < \theta_s < 40°)$. Ciò è dovuto al fatto che in questa regione angolare la particella non attraversa tutti i *superlayer* e quindi la determinazione della curvatura della traccia peggiora sensibilmente.
L'alta velocità di raccolta del segnale ed efficienza di rivelazione della camera di tracciamento centrale ne permette l'utilizzo anche come dispositivo di *trigger*. Un processore

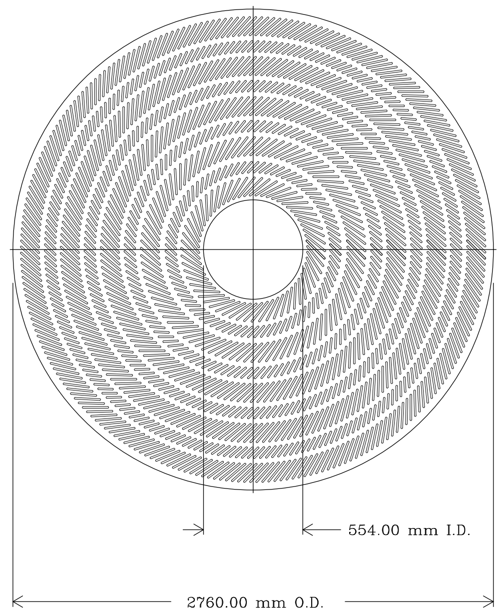


Figura 2.6: *Vista in sezione della CTC.*

veloce, CFT (*Central Fast Tracker*), individua le tracce ad alto P_T: il segnale in uscita, in combinazione con i segnali sui calorimetri o nel rivelatore di muoni, permette così di selezionare eventi con muoni e/o elettroni ad alto P_T.
Durante la più recente presa dati (*Run IB*), a 54 strati è stata aggiunta l'elettronica necessaria per la misura delle perdite di energia per ionizzazione (dE/dx), con una risoluzione di $\sim 15\%$, migliorando così la separazione tra elettroni e pioni carichi fino a $P_T < 4\ GeV/c$, e di quest'ultimi da $K^{\pm}$ fino a $P_T < 700\ MeV/c$. In tabella 2.4 sono riportate caratteristiche e prestazioni della CTC.

2.3.4 Central Drift Tube Array

È una camera costituita da tre strati di tubi a deriva posizionati tra la CTC ed il solenoide; essa copre la regione di pseudorapidità $-1 < \eta < 1$. I tubi, che operano in regime di *streamer limitato*, usano una miscela al 50 % di Argon ed Etano, fornendo, ad una distanza di 1.4 m dal punto di interazione, una ulteriore stima delle coordinate delle tracce. La particolare configurazione geometrica dei tubi assicura che ciascuna particella attraversi almeno due dei tre strati. Per ognuno dei 2016 fili sensibili, lunghi 3 m e contenuti in celle di acciaio di diametro 12.7 mm, si misurano il tempo di deriva e la divisione di carica. Da queste due misure è possibile ricavare l'informazione in z ed in r–ϕ, con risoluzione pari rispettivamente a 2.5 mm e 200 μm.

Diametro interno	55.4 cm
Diametro esterno	276 cm
Lunghezza	3214 cm
Numero totale di fili	30504
Numero di strati di fili sensibili	84
Numero di *superlayer*	9
Spaziatura tra i fili sensibili	10 *mm nel piano dei fili*
Angolo stereo dei fili sensibili	$0^\circ\ +3^\circ\ 0^\circ\ -3^\circ\ 0^\circ\ +3^\circ\ 0^\circ\ -3^\circ\ 0^\circ$
Inclinazione delle celle	45°
Diametro fili sensibili	40 μm *Tungsteno dorato*
Diametro fili di potenziale	140 μm *acciaio inossidabile*
Gas	*Argon/Etano/Etanolo* (49.6%:49.6%:0.8%)
Uniformità del campo elettrico	$dE_o/E_o \sim 1.5\%$ (rms)
Risoluzione spaziale in r–ϕ	200 μm
Risoluzione spaziale in z	4 mm
Risoluzione sul P_T	$\delta P_T/P_T^2 \leq 0.002\ (GeV/c)^{-1}$

Tabella 2.4: *Caratteristiche della CTC.*

2.3.5 La ricostruzione delle tracce

In un campo magnetico omogeneo una particella carica si muove lungo un'elica con asse parallelo al campo magnetico. Tale traiettoria viene descritta a CDF utilizzando i seguenti 5 parametri:

$cot\theta$, cotangente dell'angolo polare nel punto di minima distanza dall'asse z;
C , curvatura (stesso segno della carica elettrica);
z_0 , coordinata z nel punto di minima distanza dall'asse z;
d , parametro d'impatto (minima distanza tra l'elica e l'asse z nel piano trasverso);
ϕ_0 , direzione azimutale nel punto di minima distanza dall'asse z.

Passiamo ora a descrivere il funzionamento dell'algoritmo usato per la ricostruzione delle tracce. Si inizia con il risultato del fit nella CTC, e intorno alla traccia viene definita una strada di dimensioni basate sulla sua matrice di covarianza; all'interno di questa strada si cercano gli *hit* misurati da SVX, cioè i *cluster* di carica ricostruiti. Ogni volta che si trova un *hit*, partendo dal *layer* più esterno, viene rifatto il fit della traccia calcolandone i nuovi parametri, e la nuova traccia candidata viene propagata all'interno di SVX fino allo strato successivo.
Particolarmente importante per questa analisi è la misura del parametro d'impatto delle tracce per evdenziare l'eventuale presenza di vertici secondari.. L'errore su questa variabile ha due contributi: uno che dipende dall'imprecisione con cui si determina il vertice primario; l'altro dovuto alla risoluzione dell'apparato di rivelazione. Quest'ultimo è mostrato nella figura 2.7, in funzione dell'impulso trasverso della traccia. Si noti l'allargamento della distribuzione a bassi valori di p_t a causa dello *scattering* multiplo. Facendo un *fit* con la funzione:

$$\sigma_d(p_t) = A + B \cdot \frac{1}{p_t}$$

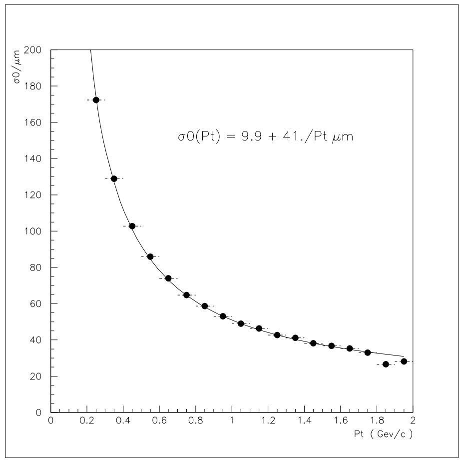


Figura 2.7: *Risoluzione del parametro d'impatto, ottenuto con il rivelatore di vertice SVX, in funzione dell'impulso trasverso della traccia.*

risulta: $A \approx 10\ \mu m$ e $B \approx 41\, \mu m GeV/c$.
La risoluzione asintotica ($p_t \to \infty$), A, dipende dalla distanza del primo piano di misura dal punto di interazione e dalla risoluzione intrinseca del rivelatore. La pendenza B dipende dalla quantità di materiale che causa lo *scattering* multiplo.

2.4 I calorimetri

Al di fuori del solenoide sono posizionati i calorimetri che forniscono la misura dell'energia di particelle e *jet* prodotti nell'interazione. Il sistema calorimetrico, composto da una parte elettromagnetica seguita da una parte adronica, è diviso in celle proiettive rispetto al centro geometrico del rivelatore. Poiché i prodotti delle interazione di adroni ad alta energia hanno una distribuzione pressoché uniforme in η, la segmentazione uniforme in pseudorapidità permette una ricostruzione dei *jet* indipendente dal loro angolo polare.
I calorimetri di CDF sono divisi in tre zone, centrale, intermedia e in avanti, definite secondo la zona di pseudorapidità da essi coperta (vedi figura 2.2). La zona centrale, a pseudorapidità $|\eta| \leq 1.1$, comprende i calorimetri *Central* ed *EndWall*. Quest'ultimo è costituito da unità di rivelazione perfettamente uguali, a parte dettagli geometrici, a quelle del calorimetro centrale che saranno descritte nella sezione successiva. I calorimetri *End Plug* si inseriscono ai lati della CTC, fornendo una copertura fino a $\eta = 2.4$. Sono anch'essi divisi in celle a segmentazione uniforme in pseudorapidità, con una parte a campionamento elettromagnetico, con lastre di piombo come assorbitore, e una parte a campionamento adronico, ove l'assorbitore è ferro. Il mezzo attivo in questo caso è costituito dal gas dei tubi proporzionali, una miscela di argon ed etano al 50 %.
Infine i calorimetri in avanti (*Forward*) formano due strutture separate dalla parte centrale del rivelatore, a una distanza di 6.5 m dal vertice di interazione. Essi coprono la zona di pseudorapidità fino a $\eta = \pm 4.2$, con assorbitori e mezzo attivo eguali a quelli dei calorimetri *End Plug*. A causa dell'ingombro dovuto ai quadrupoli di focalizzazione dei

fasci, per $|\eta| \geq 3.6$ alcune zone del piano η-ϕ sono però cieche [3].
Le principali caratteristiche dei vari calorimetri sono riassunte in tabella 2.5.

Calorimetri Elettromagnetici			
	Central	End Plug	Forward
Copertura in $\|\eta\|$	$0 - 1.1$	$1.1 - 2.4$	$2.2 - 4.2$
Dimensione torri $\Delta\eta \times \Delta\phi$	$\sim 0.1 \times 15^o$	0.09×5^o	0.1×5^o
Mezzo attivo	*Scintillatore*	*Tubi proporzionali*	
Dimensioni del mezzo attivo	$0.5\ cm$	$0.7 \times 0.7\ cm^2$	$1.0 \times 0.7\ cm^2$
Assorbitore	Pb	Pb	$94\% Pb, 6\% Sb$
Spessore dell'assorbitore	$0.32\ cm$	$0.27\ cm$	$0.48\ cm$
Risoluzione in energia a 50 GeV(σ/E)	2%	4%	4%

Calorimetri Adronici				
	Central	End Wall	End Plug	Forward
Copertura in $\|\eta\|$	$0 - 0.9$	$0.7 - 1.3$	$1.3 - 2.4$	$2.3 - 4.2$
Dim. Torri $\Delta\eta \times \Delta\phi$	$\sim 0.1 \times 15^o$	$\sim 0.1 \times 15^o$	0.09×5^o	0.1×5^o
Mezzo attivo	*Scintillatore*		*Tubi proporzionali*	
Dimensioni	$1.0\ cm$	$1.0\ cm$	$1.4 \times 0.8\ cm^2$	$1.5 \times 1.0\ cm^2$
Assorbitore	Fe	Fe	Fe	Fe
Spessore	$2.5\ cm$	$5.1\ cm$	$5.1\ cm$	$5.1\ cm$
Ris. in energia a 50 $GeV(\sigma/E)$	11%	14%	20%	20%

Tabella 2.5: *Caratteristiche dei calorimetri elettromagnetici e adronici di CDF.*

2.5 Il calorimetro elettromagnetico centrale

Il calorimetro elettromagnetico centrale (CEM) è di fondamentale importanza per questa analisi in quanto è lo strumento utilizzato per identificare e ricostruire i fotoni provenienti dal decadimento $\eta \to \gamma\gamma$.
Il CEM ha una geometria a simmetria cilindrica con un raggio interno di $\simeq 172$ cm e una profondità radiale di 32 cm ($\simeq 18X_0$), sufficiente per contenere gli sciami elettromagnetici generati da elettroni e fotoni (vedi anche figura 5.12). Il calorimetro garantisce una copertura azimutale pressoché completa e, al fine di rendere possibile la rapida localizzazione delle particelle incidenti, è diviso in 48 settori (*wedge*), ognuno di copertura 15° in ϕ. Le

[3] Questo implica che nel computo dell'energia mancante dal bilancio (*missing* E_t) si consideri la risposta dei calorimetri solo nell'intervallo $|\eta| \leq 3.6$.

wedge sono raggruppate in 4 archi; due archi di 12 settori ciascuno coprono la regione a z positivi, i rimanenti due archi la regione a z negativi. Ogni *wedge* è segmentata in 10 torri, ognuna di dimensioni ~ 0.11 unità in pseudorapidità e 15° in ϕ, come si può vedere nelle figure 2.2 e 2.8. Le torri seguono una geometria proiettiva puntante in direzione della regione nominale di impatto, questo poiché si vuole ottenere il contenimento dell'energia di fotoni, elettroni e dei *jet*, provenienti dal punto di collisione $p\overline{p}$, nel minimo numero di torri possibile in modo da evitare la perdita di energia relle regioni di bordo delle torri stesse. Il calorimetro elettromagnetico centrale è un calorimetro a campionamento (come

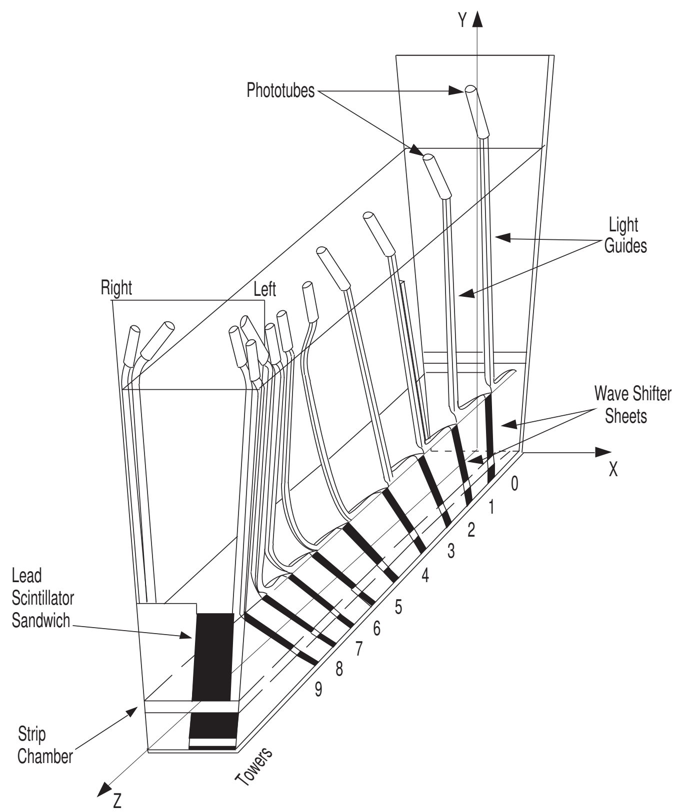


Figura 2.8: *settore del calorimetro elettromagnetico centrale. Si vedono anche i fotomoltiplicatori, i WLS, le guide di luce e le camere proporzionali.*

tutti i calorimetri di CDF). Le torri sono strutture composte da 31 strati di 5 mm di polistirene scintillatore di 5 mm di spessore, intervallati con 30 strati di piombo di 0.318 cm di spessore ciascuno. Il piombo è stato scelto per la sua elevata densità e numero atomico, da cui deriva una lunghezza di radiazione (~ 1.8) cm che consente di costruire un rivelatore compatto. Per mantenere una lunghezza di radiazione totale costante al variare dell'angolo polare, strati di acrilico sono sostituiti al piombo per le torri a $|\eta| > 0.2$.

Gli elettroni dello sciame elettromagnetico eccitano le molecole nel materiale scintillatore che conseguentemente emette luce blu raccolta dai fogli di *wave length shifters* (WLS) di spessore di 3 mm. Ci sono due WLS per torre, uno per lato ϕ; raccolgono la luce da tutti i 31 strati di scintillatore di quella torre e la trasportano ai due fotomoltiplicatori. Questi tubi (un totale di 956) lavorano ad una tensione di 1 kV garantendo un guadagno di circa 10^5. Per la lettura dei fototubi si impiegano dei moduli amplificatori a 12 canali che integrano la carica; questi raggiungono la saturazione a circa 350 GeV e garantiscono un guadagno elevato per la rivelazione di particelle al minimo di ionizzazione (un μ deposita circa 300 MeV nel CEM).

Ogni lato ϕ di una *wedge* è ricoperto da uno strato di 4.76 mm di acciaio, inoltre tra *wedge* e *wedge* c'è uno spazio vuoto di 6.4 mm. I fogli WLS, gli strati di acciaio e gli spazi tra le *wedge* corrispondono a circa il 4.8% della copertura azimutale. Per rivelare i fotoni e gli elettroni che attraversano queste regioni sono stati posti dei *crack detector* di fronte ai bordi ϕ costituiti da un pre-radiatore (una barra di uranio corrispondente a 9 lunghezze di radiazione) e da una camera proporzionale che registra il passaggio delle particelle nel crack. Questa informazione viene utilizzata come veto.

È utile notare come il disegno del CEM, con gli strati di acciaio tra le *wedge*, non è ottimizzata per avere una frazione significante di energia degli sciami elettromagnetici condivisa tra settori vicini. Lo sviluppo trasverso degli sciami elettromagnetici è caratterizzato dal raggio di Moliere, R_M, con $\sim$ 95% dell'energia dello sciame contenuto in un cilindro di raggio $2R_M$. Per il CEM si ha $R_M \simeq 3.53$ cm, questo porta ad avere gli sciami elettromagnetici contenuti principalmente in una singola torre. Questo, unito alla buona ermeticità longitudinale (18 X_0) porta ad una risoluzione energetica parametrizzabile con:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{13.5\%}{\sqrt{E \cdot \sin\theta}}\right)^2 + (2\%)^2}.$$

Il CEM è seguito da una parte adronica, con segmentazione in $\eta - \phi$ analoga ma copertura limitata a $|\eta| < 0.9$. Ogni torre del calorimetro adronico centrale (CHA) è costituita da 32 strati di acciaio e scintillatori. La luce prodotta negli scintillatori viene raccolta da WLS e convogliata a fotomoltiplicatori. La lunghezza totale di interazione è, per particelle incidenti normalmente, di $\sim 5\lambda$. La risoluzione in energia per il calorimetro adronico centrale è stata misurata su un $test - beam$ con fasci di π carichi e risulta pari a:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{75\%}{\sqrt{E \cdot \sin\theta}}\right)^2 + (3\%)^2}.$$

2.5.1 Camere proporzionali, *CES*

All'interno delle *wedge* del calorimetro elettromagnetico centrale, tra l'ottavo e il nono strato di scintillatori, sono inserite delle camere proporzionali. Questa posizione corrisponde ad una profondità di $\sim 5.9X_0$ dal punto di interazione e $\sim 5X_0$ dalla faccia del CEM. A tale profondità lo sciame elettromagnetico di una particella di energia $\sim 1 \div 10$ GeV (vedi figura 5.12) raggiunge il suo massimo sviluppo. Le CES [6] consentono di determinare la posizione dello sciame all'interno della torre e inoltre di distinguere tra sciami indotti da elettroni o fotoni rispetto a quelli dovuti a π^0, mediante la caratterizzazione del profilo trasversale dello sciame stesso.

Le CES sono camere proporzionali con fili orientati in direzione z e strisce orientate in direzione ϕ, quindi perpendicolarmente ai fili; questa configurazione permette alle CES di localizzare lo sciame elettromagnetico in entrambe le direzioni. Il gas usato è formato da una miscela al 95% di argon e 5% di anidride carbonica; le camere operano ad una tensione di 1420 V (corrispondente a un guadagno di 10^3) in modo che i canali giungano a saturazione occasionalmente (pochi %) per elettroni di 150 GeV/c ad incidenza normale.

Un sistema di coordinate locali ($x_{CES}, y_{CES}, z_{CES}$) è definito per ogni settore del CEM nel modo seguente: la coordinata z_{CES} coincide con la z globale, le coordinata x_{CES} è parallela al piano delle CES, vale $x_{CES} = 0$ al centro della camera e ha verso crescente per angoli ϕ crescenti. La coordinata y_{CES} è ortogonale al piano delle camere. Le camere proporzionali sono fisicamente suddivise in due sezioni per ogni *wedge*, una a $6.2 < |z_{CES}| < 121.2$ cm (che corrisponde alle torri da 0 a 4) e la seconda a $121.2 < |z_{CES}| < 239.6$ cm (torri da 5 a 9). Ognuna di queste *half-wedge* ha 32 fili spaziati di 1.45 cm che coprono la regione $-22.5 < x_{CES} < 22.5$ cm. Ci sono 128 strisce per *wedge*, tutte di larghezza $\simeq 0.159$ cm; 69 nella prima *half-wedge*, 59 nella seconda, spaziate rispettivamente di 1.677 e 2.01 cm.

La risposta delle CES in funzione della energia della particella incidente non è lineare in quanto anche la profondità del massimo aumenta con l'energia (vedi figura 5.12) del fotone o dell'elettrone incidente. La risposta delle CES (sia in energia che in posizione) è funzione di $\sin\theta$ a causa dell'allargamento della sezione dello sciame nella vista delle strisce, come esemplificato in figura 2.9.

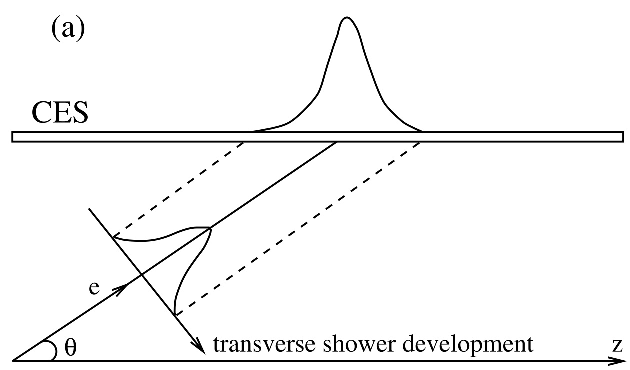


Figura 2.9: *Allargameto di un fattore* $1/\sin\theta$ *dello sciame in direzione delle strisce.*

La forma dello sviluppo trasverso dello sciame può essere utilizzata per distinguere tra sciami indotti da singoli elettroni o fotoni o da un π^0 (o anche una η). I decadimenti $\pi^0 \to \gamma\gamma$ e $\eta \to \gamma\gamma$ producono due fotoni che sono tanto più collimati quanto maggiore è l'energia iniziale della particella generatrice: questo può portare i due γ a cadere nella stessa torre e a sovrapporre gli sciami sviluppati. Anche per questo la presenza delle camere proporzionali risulta fondamentale (vedi [7]).

La separazione γ/π^0 è stata migliorata con la introduzione, per il Run1b, di uno strato di camere proporzionali a fili nella regione $|\eta| < 0.7$. Tali camere, dette CPR, (*Central PreRadiator*)[2], sono poste immediatamente fuori dalla bobina del magnete, che utilizzano come materiale radiatore. L'utilità di queste camere si fa sentire soprattutto quando il π^0 (o la η) che decade in una coppia di fotoni ha un momento iniziale di alcune decine di GeV/c. Per queste energie l'angolo di apertura dei fotoni è talmente ridotto da non consentire la risoluzione dei due sciami nelle camere CES. Il funzionamento del CPR si basa sulla semplice osservazione che due fotoni hanno maggior probabilità di iniziare uno sciame di un solo fotone (quasi doppia). Pur non riuscendo a separare i due sciami, è quindi possibile applicare delle selezioni basate su questo diverso comportamento a livello probabilistico.

2.6 Le camere dei μ

La capacità di identificare i muoni è un elemento essenziale per la presente analisi. La identificazione dei μ sfrutta il fatto che la energia critica[4] per queste particelle è elevata, diverse centinaia di GeV in materiali come il ferro[3], valore significativamente superiore a quello di tutte le altre particelle ionizzanti. La capacità di penetrazione dei μ motiva quindi il posizionamento del sistema di camere per i muoni nelle regioni più esterne del rivelatore CDF. Il materiale interposto, consistente principalmente dei calorimetri, funge da filtro per gli adroni, gli elettroni e i fotoni, che vengono in gran parte assorbiti. In figura 2.2 sono visibili le tre camere centrali con le quali si è raccolto il campione di J/ψ utilizzato per questa analisi. Queste sono il *Central MUon detector* (CMU), il *Central Muon uPgrade* (CMP) e il *Central Muon eXtension* (CMX). Una mappa della copertura $\eta - \phi$ dei vari rivelatori è riportata in figura 2.10. Il sistema di rivelazione dei muoni ad alti valori di η non viene invece utilizzato in questa analisi a causa della scarsa risoluzione in momento e della mancanza di sovrapposizione con i sistemi di tracciatura CTC e SVX.

	CMU	CMP	CMX
copertura in $\|\eta\|$	0–0.63	0–0.60	0.62–1.0
copertura in ϕ	84%	63%	71%
P_T minimo rivelabile (GeV/c)	1.4	2.7	1.6

Tabella 2.6: *Riassunto delle caratteristiche dei rivelatori per μ.*

2.6.1 Il *Central Muon Detector*

Il CMU copre la regione in angolo polare $55^\circ \leq \theta \leq 125^\circ$ ($|\eta| \leq 0.6$) e risiede immediatamente all'esterno del calorimetro adronico centrale, a 347 cm dalla linea di fascio, come indicato in figura 2.11. Il rivelatore mantiene una struttura a 24 *wedge*, ognuna delle quali con una copertura effettiva in ϕ di 12.6° garantito da tre moduli affiancati. Un modulo CMU, visibile in figura 2.12 consiste di 4 torri, ognuna con 4 strati di celle a deriva rettangolari. Lo strato di celle più esterne e il secondo strato sono posizionate in modo che i fili sensibili corrispondenti giacciano su uno stesso piano passante per la linea di fascio. Lo strato più interno e il terzo strato giacciono su un piano traslato di 2 mm rispetto al primo. Tale spostamento permette di capire in quale lato della torre rispetto ai fili sensibili sia passata la traccia. Come indicato in figura 2.12, le differenze assolute dei tempi di deriva degli elettroni per coppie di celle che giacciono nello stesso piano radiale permettono di determinare la direzione della traccia nel rivelatore. La cella di deriva del CMU, visibile in figura 2.13, ha un singolo filo sensibile di 50 μm di diametro posizionato al centro della cella. Queste celle funzionano in regime di *streamer* limitato utilizzando una miscela 50:50 di argon ed etano. I fili sono posti a una tensione di +3.15 kV, mentre le strutture a I sono tenute a -2.5 kV. Le pareti superiori ed inferiori sono elettricamente isolate.

[4]Energia alla quale la perdita di energia per radiazione e per ionizzazione sono uguali.

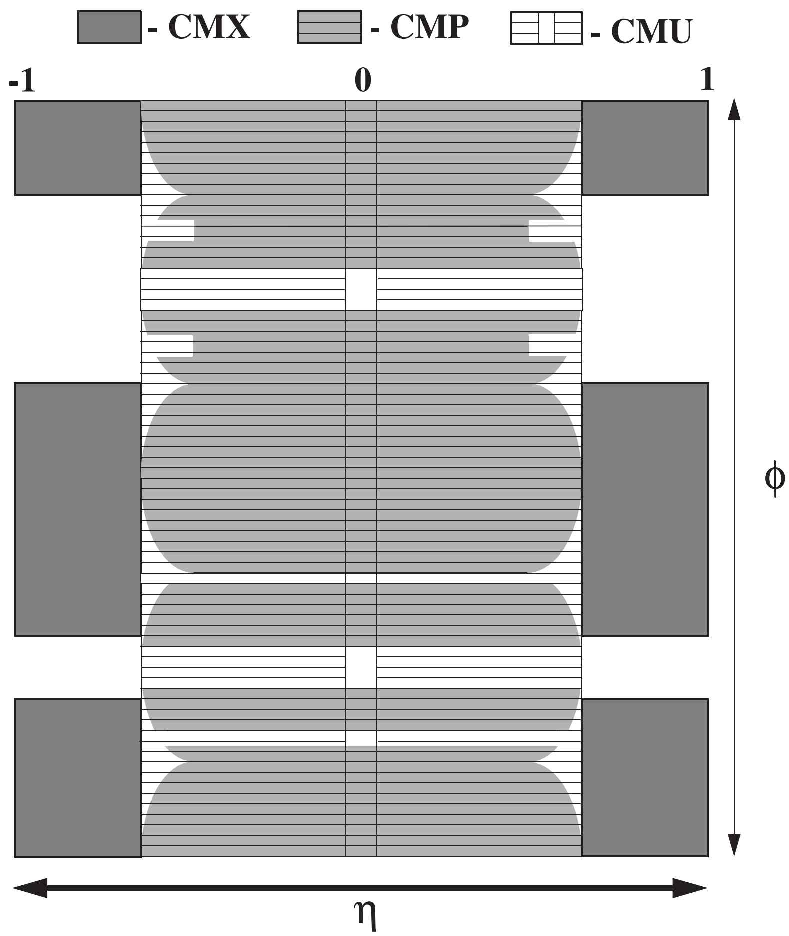


Figura 2.10: *Copertura del sistema di camere centrali per μ in pseudorapidità e azimut. La mancanza di copertura attorno a $\phi = 90°$ e $\phi = 270°$ è dovuta alla presenza del sistema di raffreddamento del solenoide e al pavimento di cemento armato della* collision hall *rispettivamente.*

La posizione della traccia del candidato μ lungo il filo (direzione z) può essere determinata con una risoluzione di 1.2 mm utilizzando la divisione di carica. La risoluzione nella direzione della deriva (ϕ) è di 250 μm.

2.6.2 Il *Central Muon Upgrade*

Le particelle generate in prossimità della linea di fascio incontrano ~ 5.4 lunghezze di interazione prima di giungere alle camere CMU: una frazione ($e^{-5.4} \sim 1/200$) di particelle adroniche di alta energia può quindi giungere a rilasciare energia in queste camere dando luogo a fenomeni di *punch-through* che portano un fondo non riducibile di falsi muoni. Il rivelatore CMP, la cui posizione all'interno dell'apparato CDF è visibile nelle figure e 2.2 2.3, venne installato con lo scopo di rimuovere questo fondo adronico. Il CMP circonda la regione centrale di CDF all'esterno del giogo di ritorno del magnete nella parte superiore e inferiore e di due pareti di 60 cm di acciaio ai lati. Questi assorbitori, più del materiale addizionale porta ad avere un totale di 7.8 lunghezze di radiazione a $\eta = 0$. In figura 2.10 si vede la copertura $\eta - \phi$ del rivelatore CMP.

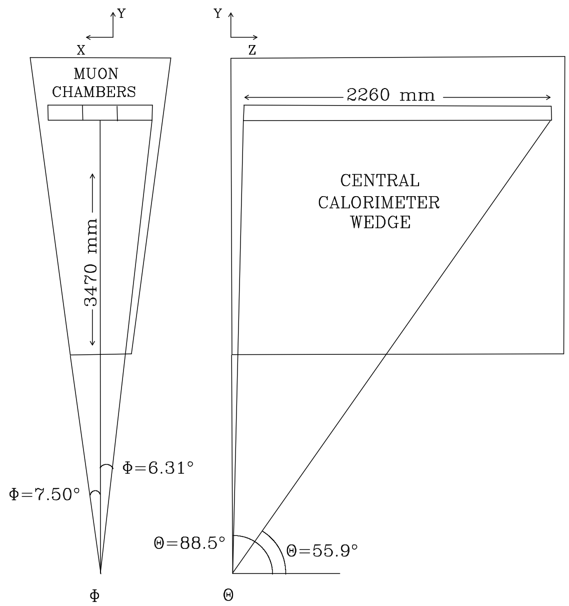


Figura 2.11: *Geometria di una* wedge *del CMU in vista azimutale (sinistra) e polare (destra).*

I piani attivi del CMP consistono in 4 strati di tubi di deriva operanti in regime proporzionale. Ognuna delle 864 celle del CMP è costituita da un tubo rettangolare di alluminio alto 2.54 cm, largo 15.24 cm e di lunghezza variabile tra 480.06 e 650.24 cm. L'anodo, un filo in tungsteno rivestito in oro di 50 μm di diametro, è posto a una tensione di 5.6 kV. Strisce catodiche con tensioni variabili e descescenti verso i bordi svolgono la funzione di *field shaping*. Il tempo massimo di deriva è 1.4 μs.

2.6.3 Il *Central Muon Extension*

Il CMX fornisce una copertura supplementare nella regione di pseudorapidità $0.65 \leq |\eta| \leq 1.0$. La sua posizione è visibile nelle figure 2.2 e 2.3; ha una struttura a tronco di cono, ma con copertura azimutale non continua: a $\phi = 90°$ e a $\phi = 270°$ ci sono infatti degli intervalli non coperti. Le 1536 camere proporzionali che costituiscono i moduli del CMX sono analoghi a quelle del CMP e sono posizionate all'esterno dei calorimetri senza aggiunta di materiale assorbitore addizionale; comunque la posizione a $|\eta|$ superiori fa sì che il giogo del magnete fornisca uno spessore di 6.2 lunghezze di interazione per adroni incidenti con un angolo di $\theta = 55°$.
Il CMX è organizzato in 4 strutture a forma di arco, due al lato ovest e due a quello est del rivelatore CDF. Ogni arco è costituito da 8 moduli, ognuno con copertura di 15° in azimut. Un modulo comprende 48 celle a deriva che sono raggruppate in 8 strati sfalsati di mezza cella, con un tempo massimo di deriva di 1.4 μs. La reiezione del fondo di particelle non prodotte nella interazione $p\overline{p}$ è fornita da un gruppo di contatori a scintillazione montati nei lati interni ed esterni di ogni modulo CMX, in modo da fornire anche un trigger veloce. Il fondo viene rigettato richiedendo che entrambi gli scintillatori adiacenti al modulo abbiano registrato un segnale in coincidenza entro qualche nanosecondo con l'incrocio $p\overline{p}$.

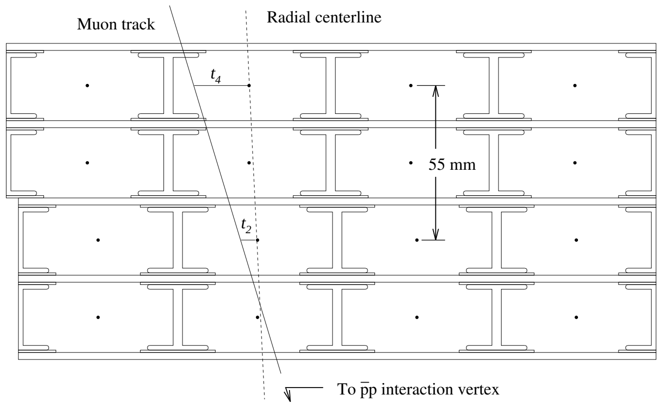


Figura 2.12: *Geometria di un modulo CMU, composto di 4 torri, ognuna con i 4 strati di celle a deriva rettangolari. La più esterna e la seconda più interna in ogni torre sono orientate in modo che i fili sensibili giacciano in un piano passante per la linea di fascio. Le altre due celle di deriva sono spostate in modo da permettere di determinare da quale lato la traccia è passata. Le quantità t_2 e t_4 rappresentano il tempo di deriva degli elettroni; la loro differenza, $|t_4 - t_2|$, determina l'angolo tra la traccia del candidato μ e il piano per i fili, fornendo in tal modo una rozza ma veloce misura del momento trasverso che può essere usato nel trigger di primo livello. Analogamente le informazioni da t_1 e t_3 forniscono una seconda misura indipendente.*

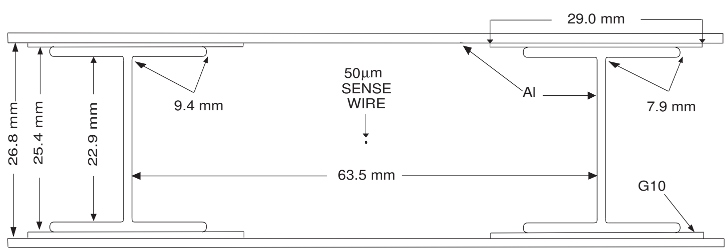


Figura 2.13: *Geometria di una cella di deriva del CMU.*

2.7 Il sistema di trigger

Nel corso della presa dati del Run1, i pacchetti di protoni e di antiprotoni si incrociano ogni 3.5 μs, tempo corrispondente a una frequenza di 286 kHz. Con una luminosità istantanea tipica di $\mathcal{L} = 5 \times 10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ e una sezione d'urto totale di interazione $p\overline{p}$ di $\sigma_{tot} = 80.03 \pm 2.24$ mb [4] a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, ci si attende in media $\gtrsim 2$ interazioni $p\overline{p}$ per *bunch crossing*. Le informazioni per un evento tipico a CDF hanno una dimensione circa di 170 kbyte e vengono registrate su cassette da 8 mm ad una frequenza massima di circa 10 Hz. La velocità di scrittura costituisce la principale limitazione al *rate* di acquisizione dei dati a CDF e ha portato alla costruzione di un sistema di trigger che fosse in grado di selezionare gli eventi contenenti fisica interessante e contemporaneamente garantire un un fattore di reiezione di ∼1/30000. Il trigger di CDF è formato da tre livelli, ogni livello successivo fa uso di informazioni più dettagliate e di algoritmi decisionali più complessi. Tali algoritmi sono basati su un insieme di "OR" logici tra diverse richieste, disegnate per selezionare processi fisici differenti. Nei trigger di secondo e terzo livello queste richieste sono programmabili via software: questo permette di controllare il flusso in uscita da ogni livello al variare delle condizioni della presa dati.

2.7.1 Descrizione generale

Livello 1

Il trigger di livello 1 richiede meno di 3.5 μs per decidere se l'evento sia di interesse e quindi da passare ai livelli di trigger successivi; essendo quindi la sua velocità superiore al tempo di *bunch crossing* esso non introduce alcun tempo morto. Le decisioni sono basate sulle informazioni provenienti dal calorimetro e dalle tre camere centrali dei muoni, CMU, CMP, CMX.
La componente calorimetrica del trigger di primo livello considera segnali analogici provenienti, attraverso linee dedicate, dai fotomoltiplicatori nel calorimetro centrale e da *pad* a lettura catodica nei calorimetri *forward* e *plug*. Per la formazione del trigger, il calorimetro viene segmentato logicamente in torri con $\Delta\phi = 15°$ e $\Delta\eta = 0.2$. Per ogni sottosistema elencato in tabella 2.5 si fissano le soglie in energia minima per torre; il trigger somma le energie depositate di tutte le torri che sono risultate sopra soglia, e le pesa per l'angolo polare θ per determinare l'energia trasversa $E_T = Esin\theta$. L'evento viene accettato se l'energia trasversa totale risulta maggiore di una soglia globale, soglia diversa per ogni sottosistema (nel Run1b la soglia per il CEM è stata posta a 8 GeV). Soglie inferiori sono state utilizzate con trigger prescalati di fattori 20 o 40 per raccogliere eventi utili allo studio delle efficienze dei trigger stessi.

La parte di trigger di livello 1 concernente i muoni sfrutta i differenti tempi di deriva degli elettroni tra coppie di camere a deriva nei moduli CMU, come descritto in sezione 2.6. Poiché le camere dei μ sono all'esterno del calorimetro adronico, e quindi al loro interno il campo magnetico è debole, le tracce sono ricostruite come segmenti detti *stub*.

La logica del trigger opera su questi oggetti. La differenza fra il tempo di deriva nelle diverse camere fornisce una misura della inclinazione della *stub* nel piano trasverso. L'angolo di inclinazione è correlato al momento trasverso del candidato μ dalla relazione:

$$\alpha \simeq \frac{eL^2B}{2DP_T}$$

dove B è il campo magnetico, L il raggio della regione in cui si ha il campo e D la distanza delle camere dal fascio. Comunque, a causa della diffusione multipla introdotta dal materiale del calorimetro ed dell'acciaio del giogo di ritorno e della disuniformità del campo magnetico all'interno del solenoide, la misura del momento trasverso delle camere a muoni è molto meno precisa rispetto a quella effettuata con la CTC. Due tipi di selezione sono implementate a livello 1: il trigger di singolo μ, che richiede una *stub* con momento trasverso P_T maggiore di 6.0 GeV/c, ed il trigger di doppio μ, che richiede due *stub* con $P_T \geq 3.3$ GeV/c. Il sistema di trigger di livello 1 non applica nessuna richiesta sulla posizione delle due *stub*, eccetto per la richiesta che stiano in moduli non contigui, cioè che ci sia almeno un modulo tra i due in cui le due *stub* sono state osservate. Se questo non succede i due segmenti vengono considerati come un solo segmento dall'algoritmo di trigger.

Alla luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 5 \times 10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ il trigger ha un *rate* di circa 1kHz[11], questo significa che solo $\sim$ 0.5% degli eventi sono presi in considerazione e passati al trigger di secondo livello.

Livello 2

Se un evento non ha superato le richieste di livello 1, le informazioni immagazzinate nel rivelatore CDF vengono cancellate all'arrivo del successivo segnale di temporizzazione proveniente dal Tevatron che annuncia un nuovo *bunch crossing*. Nel caso invece che il trigger abbia risposto, i segnali analogici campionati sono mantenuti per un tempo di $20-30$ μs, durante i quali il trigger di livello 2 prende la decisione. Il rivelatore non raccoglie quindi dati per $6-9$ incroci del fascio, in questo modo il trigger di secondo livello introduce un tempo morto di $\lesssim 10\%$.
Le informazioni a disposizione del trigger di secondo livello sono più ampie e raffinate di quelle considerate dal livello 1. Si guarda alla struttura topologica dell'evento: ai *cluster* di energia elettromagnetica o adronica, alle tracce ricostruite nella CTC, che possono essere associate ai depositi nel CEM, ai segmenti identificati nelle camere dei μ, alla energia trasversa mancante, $\not{E}_T$, indicante la presenza di neutrini non rivelati nell'evento.

L'algoritmo veloce di *clustering* ricerca nel calorimetro elettromagnetico torri che hanno registrato un deposito energetico superiore a una determinata soglia (tipicamente 5 o 8 GeV) e crea una lista di "semi". Partendo dalla torre "seme" con η e ϕ inferiori, l'algoritmo controlla quali delle quattro torri vicine (non le diagonali) possono essere considerate torri associate, in caso positivo le torri sono incluse nel *cluster*. I vicini delle nuove torri incluse vengono a loro volta controllate e il processo di clustering continua fino a quando più nessuna torre può essere inglobata nel *cluster*. Una torre appartiene a un solo *cluster*. Le energie trasverse E_T sono quindi calcolate come il contributo di tutte le torri del *cluster*, separatemente per le sezioni elettromagnetica ed adronica del calorimetro. Il tempo necessario per il processo di costruzione di un *cluster* è di ~ 200 ns. Infine viene calcolata la somma della energia rilasciata in tutti i *cluster*, come era stato fatto per il trigger di livello 1. Questo fornisce una misura più accurata della energia trasversa mancante.

Il riconoscimento di tracce a livello di trigger di livello 2 è effettuato dal *Central Fast Tracker* (CFT), un sistema di *pattern recognition* che ricostruisce particelle cariche di $P_T \gtrsim 2$ GeV/c nella CTC. Il CFT misura momento trasverso e azimut prendendo in considerazione solo gli *hit* nei *superlayer* assiali della CTC, la ricostruzione è quindi solo nel piano trasverso. Per iniziare la ricostruzione si cerca un segnale *prompt* rilasciato entro 90 ns dalla interazione $\mathrm{p\overline{p}}$ e altri due segnali ritardati nella finestra $530-690$ ns (vedi figura 2.14). Il tempo di deriva degli elettroni verso i fili fornisce dati circa la direzione e la curvatura (quindi il P_T) della traccia. Finestre temporali differenti per la raccolta degli *hit* ritardati consentono al CFT di selezionare tracce in finestre di P_T differenti. Una volta raccolti tutti i segnali rilasciati nella CTC, CFT partendo dagli *hit* nel *superlayer* più esterno, cerca di associare gli *hit* misurati usando delle *road* definite in base al P_T della traccia; sono considerati 8 intervalli di momento compresi tra 2.2 fino a oltre 27 GeV/c (vedi tabella 2.7).
Utilizzando questa procedura la risoluzione sul momento trasverso è $\delta P_T/P_T \sim 0.035 \times P_T$, con P_T espresso in GeV/c. La determinazione della carica per tracce ad alto momento trasverso non è molto accurata, pertanto la richiesta che le due tracce siano di segno opposto viene fatta solo a livello 3, dopo la completa ricostruzione tridimensionale delle tracce.
La lista di *cluster* elettromagnetici e di segmenti di traccia di μ è quindi associata da macchine basate su processori commerciali Digital alle tracce CFT. I segmenti di traccia di muoni ricostruiti nelle camere CMU, CMP e CMX devono incontrare la traccia CFT

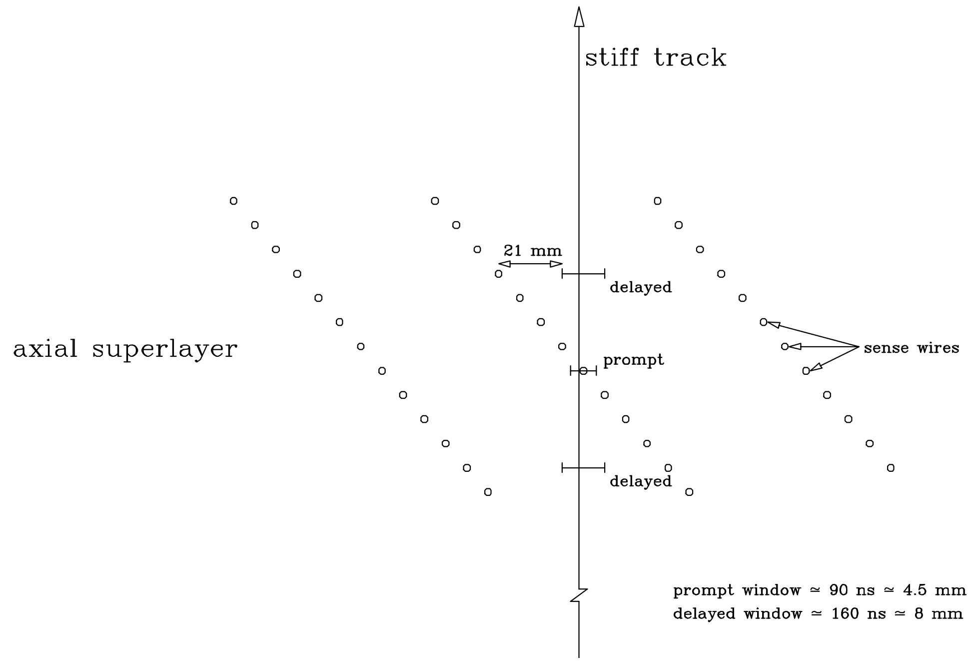


Figura 2.14: *Traccia passante attraverso un* superlayer *assiale della CTC. Sono mostrati solo i fili sensibili. Il processore CFT utilizza i segnali* prompt *e quelli ritardati per ricostruire la traccia e misurarne il momento.*

Run	Soglia inferiore dell'intervallo in P_T (GeV/c^2)							
IA	3.0	3.7	4.8	6.0	9.2	13.0	16.7	25.0
IB	2.2	2.7	3.4	4.7	7.5	12.0	18.0	27.0

Tabella 2.7: *Intervalli in momento trasverso usati dal CFT. La tabella è stata riottimizzata all'inizio del Run1b.*

entro un angolo $\Delta\phi \leq 5°$. La parte del trigger che cerca elettroni richiede che anche il *cluster* nel CEM sia allineato alla traccia.

Ad una luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 5 \times 10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, il trigger di livello 2 ha un *accepted rate* di circa 12Hz[11], quindi solo $\sim 1.5\%$ degli eventi esaminati passano al livello 3.

Livello 3

Il trigger di livello 3 è implementato mediante un codice software operante in una *farm* di processori. Quando un evento è accettato dal livello 2 i dati relativi vengono digitalizzati in un tempo di ~ 3 ms e inviati dal sistema di acquisizione, DAQ, al trigger di terzo livello operante nella *farm*. Durante la presa dati sia il DAQ che il trigger hanno subito modifiche importanti, specialmente nell'intervallo tra Run1a e Run1b e viene qui descritta la configurazione finale.

Il DAQ invia dati parcellizzati all'*Event Builder* dove vengono combinati in un unico blocco di memoria per poi essere passati al trigger. La *farm* consiste di 64 processori commerciali Silicon Graphics che montano un sistema operativo UNIX-IRIX. I calcolatori ricostruiscono l'evento utilizzando algoritmi analoghi a quelli utilizzati nella ricostruzione "off-line"; la maggior parte del tempo viene spesa per la ricostruzione tridimensionale delle tracce nella CTC.

Gli algoritmi di ricerca degli elettroni richiedono che i *cluster* elettromagnetici siano associati entro pochi centimetri in entrambe le viste $r-\phi$ e $r-z$ alla traccia tridimensionale ricostruita nella CTC ed estrapolata al calorimetro. Anche il momento trasverso della traccia deve essere compatibile con l'E_T del *cluster* nel calorimetro. L'algoritmo richiede sia per fotoni che per elettroni che la frazione di energia depositata nelle torri vicine sia compatibile con quella attesa; analoga richiesta viene avanzata per l'energia rilasciata nelle corrispondenti torri del calorimetro adronico. Infine anche il profilo energetico trasverso misurato nelle camere CES deve essere consistente con quello di uno sciame generato da elettroni o fotoni.

Gli algoritmi che cercano i μ richiedono che il segmento di traccia del muone ricostruito nelle camere dei μ sia associato alla traccia identificata nella CTC in entrambe le viste $r-\phi$ e $r-z$, tenendo conto della possibile deflessione della traccia a causa della diffusione multipla e della perdita di energia nel materiale.

Ad una luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 5 \times 10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ il trigger di terzo livello ha un *rate* di circa 5Hz, rifiuta quindi circa metà degli eventi considerati.

2.7.2 I trigger $J/\psi \to \mu\mu$

La raccolta del segnale di J/ψ avviene attraverso l'utilizzo di trigger disegnati e dedicati per l'identificazione di μ di basso momento trasverso.

Livello 1

Il trigger divide logicamente il rivelatore in torri di trigger, ognuna di ampiezza azimutale $\Delta\phi = 5°$, e richiede la presenza di due *stub* di basso P_T in due torri non contigue. Le due diverse metà del rivelatore (est-ovest) sono considerate indipendentemente, quindi due *hit* registrati al medesimo valore di ϕ ma in lati opposti del rivelatori accendono tale trigger. Le torri di trigger CMU e CMX sono considerate separatamente.
Sul momento trasverso delle tracce rivelate nelle camere viene applicato un taglio richiedendo una inclinazione inferiore a un valore fissato. Questo si ottiene tramite la misura dei tempi di deriva in diverse celle della torre (vedi 2.6.1). La selezione richiede un momento nominale superiore a 3.3 GeV/c, valore per cui le camere iniziano ad entrare in plateau di efficienza (vedi sezione 3.3.3). Oltre ai segnali registrati nelle camere si impone la presenza di un segnale nelle torri adroniche corrispondenti entro 50 ns dal *bunch crossing*.

Livello 2

Tutti i trigger di doppio μ di livello 2 richiedono che vi sia almeno una traccia ricostruita dal CFT puntante verso una delle *stub*, con separazione azimutale inferiore a 5°. Le regioni del calorimetro che contengono un μ sono etichettate come *cluster* di muoni. La logica del trigger di livello 2 opera su questi oggetti piuttosto che sulle *stub*. I *cluster* di muoni hanno una larghezza azimutale pari a una *wedge* e una estensione in z di tre

torri di trigger calorimetriche[5]. *Cluster* di μ ricostruiti in torri adiacenti sono trattati dal trigger come un unico cluster di 6 torri.
Ogni trigger di livello 2 richiede come prerequisito uno specifico trigger di doppio μ di livello 1.

Livello 3

Il trigger di livello 3 di doppio μ fa uso della ricostruzione tridimensionale delle tracce nella CTC. Il trigger rilevanti per questa analisi richiede una massa invariante dei due candidati μ compresa tra 2.7 e 4.1 GeV/c^2, ma non impone che le due particelle abbiano carica opposta. Inoltre il trigger di livello 3 esegue un *matching* tra la traccia estrapolata e la posizione della *stub* in entrambe le viste $r-\phi$ e z. Tale operazione tiene conto dell'errore di estrapolazione σ dovuto alla diffusione multipla e alla risoluzione della camera centrale; il taglio imposto è a circa 4σ.

[5] A sua volta la torre di trigger calorimetrica comprende due torri del calorimetro centrale, quindi copre una regione $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.22 \times 15°$.

Bibliografia

[1] F. Bedeschi *et al.* (CDF collaboration), "Design and construction of the CDF central tracking chamber", *Nucl. Instr. and Meth. A* **268**, 50 (May 1988)

[2] S. Kuhlmann, "Central Preradiator Chamber Tests", **CDF** internal note **1248**, (Jun 1990)

[3] K. Hagiwara *et al.*, "Review of Particle Physics", *Phys. Rev. D* **66**, 010001 (2002)

[4] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), "Measurement of the Antiproton-Proton Total Cross Section at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV", *Phys. Rev. D* **50**, 5550 (1994)

[5] F. Abe *et al.* (CDF II Collaboration), "The CDF II Detector Technical Design Report", FERMILAB-PUB-96-390-E, (Oct 1996)

[6] L. Balka *et al.* (CDF Collaboration), "The CDF Central Electromagnetic Calorimeter", *Nucl. Instr. and Meth. A* **267** 272 (1988).

[7] R. Harris, "Measurement of η/π^0 from Isolated Decays into Two Photons", **CDF** internal note **1472**, (May 1991).

[8] CDF Collaboration, "A Time of Flight System for CDF", **CDF** internal note **2573**, (Feb 1994).

[9] H. Frisch *et al.*, "Conceptual Design of a Deadtimeless Trigger for the CDF Trigger Upgrade", **CDF** internal note **2038**, (Dec 1994).

[10] D. Amidei *et al.*, "A Two Level FASTBUS Based Trigger System for CDF", *Nucl. Instr. Meth. A* **269**, 51 (1988)

[11] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), "Evidence of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\, TeV$", *Phys. Rev. D* **50**, 2966 (1994)

[12] J. T. Carroll *et al.*, "The CDF Level 3 Trigger", *Nucl. Instr. Meth. A* **300**, 552 (1991)

Capitolo 3

Strategia dell'analisi e simulazioni

In questo capitolo viene discussa e definita la strategia utilizzata per la misura del *branching ratio* del processo $B_s \to J/\psi\eta$. La stima del *branching ratio* può essere effettuata mediante la tecnica della misura diretta o assoluta e della misura relativa. Si analizzano qui le maggiori fonti di incertezze (sistematiche) che entrambe le strategie introducono e viene giustificata al scelta della misura relativa.

Vengono inoltre descritte le simulazioni utilizzate per la valutazione delle accettanze geometriche e per lo studio delle efficienze di ricostruzione.

3.1 Strategia dell'analisi

In generale la relazione tra il *branching ratio* e la grandezza soggetta a misura, cioè il numero di candidati ricostruiti può essere espressa con le seguenti relazioni.

$$
\begin{aligned}
&a) N_{B_s}(TOT) = 2 \int \mathcal{L} dt \cdot \sigma_b \cdot f_s && (3.1)\\
&b) N_{B_s}(J/\psi\ \eta) = N_{B_s}(TOT) \cdot \mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) \cdot \mathcal{B}(J/\psi \to \mu\mu) \cdot \mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma)\\
&c) N_{B_s}(REC) = N_{B_s}(J/\psi\ \eta) \cdot \alpha_{\psi\eta} \cdot \epsilon_{\psi\eta}
\end{aligned}
$$

La 3.1a indica il numero totale di mesoni B_s generati nel corso dell'intera presa dati di CDF, dove si indica con $\mathcal{L}$ la luminosità integrata totale del campione che si analizza, σ_b la sezione d'urto di produzione di quark b in collisioni $p\overline{p}$ a 1.8 TeV/c^2 nel centro di massa, f_s indica la frazione di quark b che adronizzano in un mesone B_s; infine il fattore 2 tiene conto del fatto che la ricostruzione dei mesoni B_s non distingue tra B_s e $\overline{B}_s$. In 3.1b con $N_{B_s}(J/\psi\ \eta)$ si indica il numero di B_s che decadono nel canale di nostro interesse. Il numero di eventi $B_s \to J/\psi\eta$ ricostruiti è definito dalla 3.1c, dove $\alpha_{\psi\eta}$ indica la accettanza geometrica del rivelatore, e $\epsilon_{\psi\eta}$ la efficienza di ricostruzione a valle di tutte le richieste per particelle in accettanza.

Riscrivendo le 3.1 come

$$
\mathcal{B}\left(B_s \to J/\psi\eta\right) = \frac{N_{B_s}(REC)\left(B_s \to J/\psi\eta\right)}{2 \cdot \int \mathcal{L} dt \cdot \sigma_b \cdot f_s \cdot \mathcal{B}\left(J/\psi \to \mu\mu\right) \cdot \mathcal{B}\left(\eta \to \gamma\gamma\right) \cdot \epsilon_{\psi\eta} \cdot \alpha_{\psi\eta}} \tag{3.2}
$$

è evidente come la conoscenza di tutti i termini a destra nell'equazione 3.2 porti alla misura di $BR(B_s \to J/\psi\eta)$. Questo metodo viene generalmente indicato come "misura diretta".

Un metodo alternativo, noto come "misura relativa", consiste nel ricostruire nello stesso *data set* un secondo canale di decadimento, oltre a quello oggetto di misura, il cui *branching ratio* $\mathcal{B}(B_X \to Y)$ sia noto. Per quest'ultimo infatti si può riscrivere una relazione analoga alla 3.2; ovviamente termini come luminosità integrata, sezione d'urto di produzione di b quark sono uguali e fattorizzabili. È quindi possibile arrivare a una equazione che ponga in relazione il *branching ratio* del canale studiato con quello noto:

$$\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) = \frac{N_{B_s}(REC)}{N_{B_X}(REC)} \cdot \frac{f_X}{f_s} \cdot \frac{\mathcal{B}(B_X \to Y)}{\mathcal{B}\left(J/\psi \to \mu\mu\right) \cdot \mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma)} \cdot \frac{\alpha_Y}{\alpha_{\psi\eta}} \cdot \frac{\epsilon_Y}{\epsilon_{\psi\eta}} \qquad (3.3)$$

L'equazione 3.3 suggerisce di utilizzare come riferimento un decadimento il cui *branching ratio* non solo sia noto con una buona precisione e che sia "simile" a $B_s \to J/\psi\eta$ nel senso che il rapporto delle accettanze e delle efficienze $(\frac{\epsilon_Y}{\epsilon_{\psi\eta}}\frac{\alpha_Y}{\alpha_{\psi\eta}})$ sia vicino all'unità. Al fine di evitare le problematiche legate alle frazioni di frammentazione, $\frac{f_X}{f_s}$, un secondo canale di decadimento del B_s è una scelta naturale. Purtroppo non vi sono molti decadimenti del B_s il cui *branching ratio* sia noto con una precisione sufficiente. Una possibile opzione è $B_s \to J/\psi\phi$; questo canale è stato ricostruito a CDF, ma il suo *branching ratio* è noto con un errore di circa il 35%. Inoltre, problema ancor più insidioso, il numero di eventi ricostruibili con tagli simili a quelli $B_s \to J/\psi\eta$ è piccolo e questo porta un considerevole errore statistico aggiuntivo. Per queste ragioni si è deciso di optare per il decadimento $B_u \to J/\psi K$ ($B^\pm \to J/\psi K^\pm$)[1]. La relazione 3.3 diventa quindi:

$$\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) = \frac{N_{B_s}(REC)}{N_{B_u}(REC)} \cdot \frac{f_u}{f_s} \cdot \frac{\mathcal{B}(B_u \to J/\psi K)}{BR(\eta \to \gamma\gamma)} \cdot \frac{\alpha_{\psi K}}{\alpha_{\psi\eta}} \cdot \frac{\epsilon_{\psi K}}{\epsilon_{\psi\eta}} \qquad (3.4)$$

Per decidere quale tra le due strategie di misura adottare, diretta (equazione 3.2), o relativa (equazione 3.4), prendiamo in considerazione le sorgenti di errore non comuni presenti nei due casi.

I termini comuni $\mathcal{B}(J/\psi \to \mu\mu)$ e $\mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma)$ sono presenti in entrambe le relazioni 3.2 3.4 e quindi non sono stati considerati in questo elenco.

Misura diretta

- La luminosità integrata $\int \mathcal{L}dt$ è nota a CDF con una incertezza del 4.1%;

- La misura diretta richiede la conoscenza della sezione d'urto di produzione del mesone B_s, σ_{B_s}; questo termine è stato fattorizzato in equazione 3.2 con $\sigma_b \cdot f_s$.
  La σ_{B_s} non è stata misurata direttamente a CDF, si deve quindi ricorrere a questa scrittura fattorizzata.

  La grandezza σ_b non è direttamente misurabile, ma frutto di estrapolazioni su misure di sezioni d'urto di b-adroni. Considerando la misura di CDF di σ_{B_u} [1] per $P_T\,(B_u) > 6$ GeV/c e $|y| < 1$ e nota f_u [3] si può esprimere la sezione d'urto di produzione del b quark tramite la relazione $\sigma_b = \frac{\sigma_{B_u}}{f_u}$. Di qui si riscrive $\sigma_{B_s} = \frac{\sigma_{B_u}}{f_u} \cdot f_s$.
  La frazione di frammentazione $\frac{f_s}{f_u}$, presente nella equazione 3.4 della misura relativa per la scelta del canale di riferimento, ritorna quindi anche nella misura assoluta. Il metodo qui adottato ha fatto uso di una misura diretta della sezione d'urto di produzione del mesone B_u in un intervallo cinematico definito, quindi non di una sezione d'urto totale. L'opportunità di questa scelta verrà qui sotto chiarita.
  Il termine σ_{B_u} è noto con una incertezza del 17%.

- Le efficienze e le accettanze assolute $\epsilon_{\psi\eta}$ e $\alpha_{\psi\eta}$. Confronteremo successivamente l'incertezza su questo termine con quello sulle efficienze e accettanze relative.

Misura relativa

- Il numero di eventi ricostruiti nel canale di riferimento. Nel capitolo 6 si vedrà come la scelta del canale $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ permette una ricostruzione di questo segnale con una incertezza sul numero di eventi inferiore al 10%.

- La frazione di frammentazione. Come sopra evidenziato questo è un termine comune ad entrambi gli approcci.

- $\mathcal{B}(B_u \to J/\psi K)$. Questa grandezza, misurata anche a CDF, è nota con un errore del 5% [4].

- Le efficienze ed accettanze relative $\frac{\alpha_{\psi K}}{\alpha_{\psi\eta}}$ e $\frac{\epsilon_{\psi K}}{\epsilon_{\psi\eta}}$ verranno qui di seguito discusse.

Nel calcolare il contributo di σ_b all'incertezza sulla misura assoluta si è utilizzata la determinazione sperimentale di σ_{B_u} valutata per $P_T(B_u) > 6$ GeV/c e $|y| < 1$. La σ_b così ottenuta non è ovviamente la sezione d'urto totale di produzione di b quark che si era introdotta in 3.2. Questo problema può essere risolto semplicemente con una ridefinizione formale dei termini $\epsilon_{\psi\eta}$ e $\alpha_{\psi\eta}$, anch'essi in equazione 3.2, come la efficienza e la accettanza per eventi in cui i b quark hanno distribuzione in momento e rapidità tali da adronizzare in B-mesoni di $P_T > 6$ GeV/c e $|y| < 1$. In tal modo si riassorbono in questi termini le selezioni in momento trasverso e rapidità applicate al B-mesone.

La scelta alternativa di utilizzare le misure di σ_b totale è stata scartata in quanto tali determinazioni sono frutto di estrapolazioni mediante modelli teorici ancora in evoluzione. Tali modelli hanno inoltre storicamente mostrato una notevole discrepanza con i dati raccolti a CDF e solo recentemente [5] questa discrepanza è stata ridotta, ma non eliminata.

Un altro aspetto delicato da valutare è dato dalle frazioni di frammentazione. La media mondiale che include i dati di CDF è dominata dai risultati LEP e riporta $\frac{f_s}{f_u,f_d} = 0.232 \pm 0.031$ che ha un errore del 13% [2]. CDF ha misurato $\frac{f_s}{f_u,f_d} = 0.426 \pm 0.136$ che ha quindi un errore sistematico totale del 32%[1]. Queste misure sono state ottenute imponendo $f_u = f_d$, e l'ulteriore errore dovuto a questa assunzione non è facilmente valutabile. L'utilizzo della misura di CDF presenta il vantaggio di essere eseguita nello stesso ambiente fisico del canale oggetto di questo studio; questo garantisce che eventuali differenze nella frammentazione di B prodotti a LEP o al TEVATRON non entrino in gioco. La scelta del valore $\frac{f_s}{f_u}$ è un punto delicato dell'analisi che verrà ripreso in capitolo 7. Si è comunque visto come tale fattore sia presente in entrambe le strategie e quindi non influisca sul metodo da adottare. Restano da discutere le incertezze legate alla misura delle efficienze ed accettanze assolute e relative. Si può riscrivere il termine di efficienza per il canale $B_s \to J/\psi\eta$ in modo più dettagliato come

$$\epsilon_{\psi\eta} = \epsilon_{Trigger} \cdot \epsilon_{\mu\mu} \cdot \epsilon_{\gamma\gamma} \cdot \epsilon_{other} \tag{3.5}$$

dove il termine $\epsilon_{Trigger}$ indica la efficienza dei trigger che concorrono alla formazione del campione di dati, $\epsilon_{\mu\mu}$ e $\epsilon_{\gamma\gamma}$ indicano rispettivamente le efficienze di ricostruzione delle coppie di muoni provenienti dal decadimento della J/ψ e delle coppie di fotoni della η, infine il termine ϵ_{other} riassume la efficienza di eventuali ulteriori richieste specifiche sul

candidato B_s.
Una scrittura analoga è possibile anche per il canale di riferimento $B^\pm \to J/\psi K^\pm$.
Con queste posizioni il termine $\frac{\epsilon_{\psi K}}{\epsilon_{\psi\eta}}$ che appare nella equazione 3.4 si può ora riscrivere come:

$$\frac{\epsilon_{\psi K}}{\epsilon_{\psi\eta}} = \frac{\epsilon_{Trigger}(\psi K)}{\epsilon_{Trigger}(\psi\eta)} \cdot \frac{\epsilon_{\mu\mu}(\psi K)}{\epsilon_{\mu\mu}(\psi\eta)} \cdot \frac{\epsilon_K(\psi K)}{\epsilon_{\gamma\gamma}(\psi\eta)} \cdot \frac{\epsilon^{B_u}_{other}}{\epsilon^{B_s}_{other}}. \tag{3.6}$$

I due termini $\frac{\epsilon_{Trigger}(\psi K)}{\epsilon_{Trigger}(\psi\eta)}$ e $\frac{\epsilon_{\mu\mu}(\psi K)}{\epsilon_{\mu\mu}(\psi\eta)}$ sono attesi essere vicini a 1 in quanto la cinematica dei due decadimenti è molto simile. Lo scostamento dalla unità verrà parametrizzato con un fattore k discusso e calcolato in sezione 7.2.5. Questa scrittura inoltre evidenzia come le incertezze nella misura di $\epsilon_{Trigger}$ e $\epsilon_{\mu\mu}$ entrino solo al secondo ordine nel caso della misura relativa, mentre entrano direttamente in quella assoluta.

In tabella 3.1 sono riassunti gli errori per la misura assoluta e quella relativa assumendo che l'errore dovuto alle efficienze e accettanze sia uguale per i due metodi. Anche con questa assunzione è evidente come la misura relativa sia affetta da minore incertezza.

	Misura diretta	Misura relativa
sezione d'urto	17%	-
luminosità integrata	4.1%	-
# di B_u	-	10%
$\mathcal{B}(B_u \to J/\psi K)$	-	5%
Totale	17.5%	11%

Tabella 3.1: *Incertezze sulla misura diretta e relativa.*

Per effettuare la misura relativa si ricostruirà quindi il segnale di $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ a partire dallo stesso *data set* usato per la ricerca del decadimento $B_s \to J/\psi\eta$.

La valutazione delle frazioni $\frac{\epsilon_K(\psi K)}{\epsilon_{\gamma\gamma}(\psi\eta)}$ e $\frac{\epsilon^{B_u}_{other}}{\epsilon^{B_s}_{other}}$ è quindi il principale argomento di questa analisi che verrà sviluppato per quanto possibile utilizzando i dati sperimentali, in caso contrario si ricorrerà alla simulazione Monte Carlo. Il rapporto fra le accettanze $\frac{\alpha_{\psi K}}{\alpha_{\psi\eta}}$ invece verrà valutato utilizzando la simulazione.

3.2 Produzione e decadimento di mesoni B

Il campione di dati simulati viene utilizzato per determinare il rapporto delle accettanze dei due canali di decadimento, per calcolare alcune delle efficienze che non sono direttamente estraibili dai dati, per avere conferma di quelle determinate sui dati stessi, e per calibrare la selezione del segnale in modo da massimizzare la componente di segnale rispetto al fondo.

La produzione del campione di dati simulati, al quale viene poi applicato lo stesso processo di ricostruzione e selezione dei dati sperimentali, può essere schematizzata come segue:

- generazione degli eventi: questo può essere fatto sia con un Monte Carlo completo che simula il processo $p\bar{p} \to b\bar{b}X$ a livello partonico con eventuale emissione di radiazione nello stato iniziale a finale, sia con un Monte Carlo parametrico che produce solo dei b quark con caratteristiche cinematiche definite da un modello teorico. Il tempo necessario per generare un campione di statistica confrontabile con i dati reali utilizzando un Monte Carlo completo è troppo lungo (per la sola generazione di 100 pb^{-1} è necessario più di un anno-macchina su un processore da 1GHz), quindi si è reso necessario utilizzare un Monte Carlo parametrico BGENERATOR per avere un campione di puro segnale di alta statistica. Si è comunque generato un campione più piccolo di eventi con il Monte Carlo completo, PYTHIA. I due Monte Carlo usati e i campioni generati saranno discussi nella prossima sezione.

- frammentazione: i quark b vengono adronizzati in mesoni B seguendo il modello di Peterson descritto in 1.2.3. Si è adottato il valore di $\epsilon_b = 0.0063$. Questa fa parte di un set più ampio di scelte di parametri del Monte Carlo ottimizzati per giungere a un buon accordo tra dati e simulazione del decadimento $B \to \nu\ell D^0$ studiato a CDF [9].

- decadimento di particelle instabili: il nostro interesse è rivolto ai mesoni B e quindi si utilizza il Monte Carlo "QQ" [11] scritto dall'esperimento CLEO. Questo Monte Carlo contiene un database con le informazioni sulle masse, spin, vite medie, *branching ratio*, etc. delle particelle. Le proprietà delle particelle rilevanti per questa analisi sono state aggiornate ai valori attualmente accettati in letteratura [3].

- simulazione del rivelatore: il pacchetto QFL(vedi 3.3.3) gestisce la propagazione e l'eventuale decadimento delle particelle generate all'interno di CDF. Sono simulati anche i diversi processi di interazione delle particelle con la materia presente.

- simulazione del trigger: viene usato il pacchetto DIMUTG che simula in modo affidabile il trigger dei μ nelle camere CMU (vedi sezione 3.3.3).

3.3 Simulazione di decadimenti $B_s \to J/\psi\eta$ e $B_u \to J/\psi K$

3.3.1 Il generatore BGENERATOR

Il Monte Carlo BGENERATOR [6] è stato utilizzato per generare due campioni di $B_s \to J/\psi\eta,\ J/\psi \to \mu\mu,\ \eta \to \gamma\gamma$ e $B_u \to J/\psi K,\ J/\psi \to \mu\mu$. In ogni evento viene generato un singolo b-quark con uno spettro in momento trasverso $P_T(b)$ basato su un calcolo QCD al *next-to-leading order* (NLO) noto come NDE [7]. Si è fatto uso della funzione di distribuzione partonica MRSD0 [8], a una scala di normalizzazione $\mu = \mu_0 \equiv \sqrt{m_b^2 + P_T^2(b)}$ e una massa del b-quark $m_b = 4.75$ GeV/c^2. BGENERATOR permette di generare b-quark con spettri iniziali selezionabili; è possibile scegliere tra diverse funzioni di distribuzioni partoniche (MRSD0, MRSD-), masse del b-quark (4.50, 4.75, 5.00 GeV/c^2) e scale di normalizzazione $(\mu_0/4, \mu_0/2, \mu_0, 2\mu_0)$ per un totale di 9 configurazioni differenti. Questo Monte Carlo consente di generare un corposo campione di eventi in tempi limitati poiché le distribuzioni in momento trasverso e rapidità sono definite tramite istogrammi bidimensionali $P_T - y$ e non necessitano di essere generate evento per evento. È inoltre possibile inserire uno spettro di ingresso personalizzato tramite un istogramma bidimensionale contenente la relazione $P_T - y$ desiderata.

Il campione è stato inizialmente generato senza restrizioni sia in rapidità che in momento trasverso minimo. Un'analisi preliminare di questo campione ha suggerito di imporre direttamente in fase di generazione un taglio in rapidità $|y_b| < 1.5$ e uno in momento trasverso minimo del quark $P_T(b) > 4\,\mathrm{GeV/c}$; si è richiesto inoltre che $P_T(\mu) > 1\,\mathrm{GeV/c}$ e $|\eta(\mu)| < 1.2$ per i due muoni provenienti dal decadimento della J/ψ; queste richieste infatti escludono solo l'1.8% degli eventi che potrebbero superare le selezioni cinematiche minime per la ricostruzione o rientrare nella accettanza geometrica del rivelatore (vedi figure 3.1, 3.2)[1], contro una riduzione del $\sim 90\%$ del tempo di calcolo.

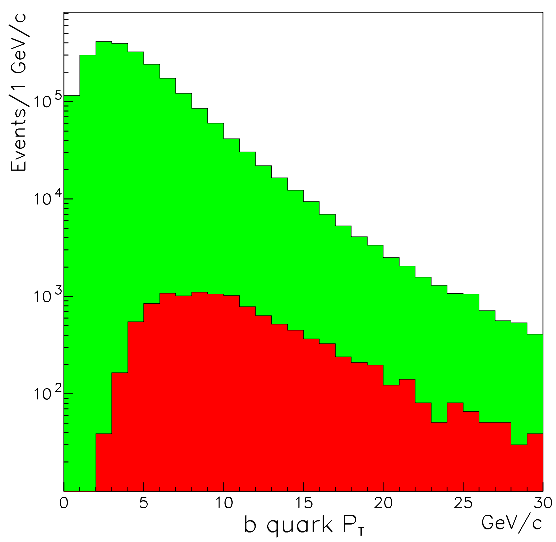


Figura 3.1: *Momento trasverso del quark b prima (chiaro) e dopo (scuro) la simulazione del trigger di dimuoni e il taglio in $P_T(\mu) > 2$ GeV/c.*

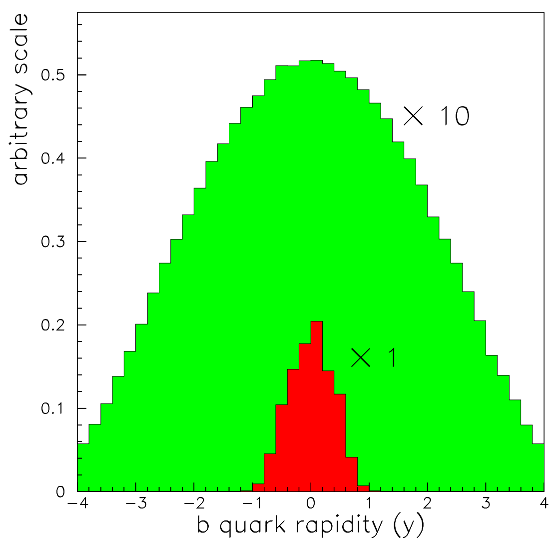


Figura 3.2: *Rapidità del quark b prima (chiaro) e dopo (scuro) la simulazione del trigger di dimuoni e il taglio in $P_T(\mu) > 2$ GeV/c. Il grafico in chiaro è stato ridotto di un fattore di normalizzazione pari a 10.*

I quark b vengono successivamente adronizzati in B-mesoni usando la funzione di frammentazione di Peterson. In figura 3.3 si vede come con le configurazioni adottate il B-mesone porti in media circa l'80% del momento trasverso del quark.

3.3.2 Il generatore PYTHIA

Con questo Monte Carlo sviluppato dal gruppo di Lund [10] si genera la completa interazione $p\bar{p}$ costituita dalla coppia $b\bar{b}$, i prodotti di adronizzazione e l'*underlying event*, cioè tutto quello che resta dei frammenti del fascio; si è utilizzata la versione PYTHIA 5.7/JETSET 7.4. Alcuni dei parametri di configurazione del generatore sono stati modificati per ottenere un miglior accordo del Monte Carlo con i dati nella descrizione della struttura dell'*underlying event* in eventi con B-mesoni; in particolare sono state meglio modellate le interazioni tra quark spettatori, modificato (marginalmente) il parametro

[1] A valle di tutte le richieste non si ha nessun evento ricostruito al di fuori di questi intervalli.

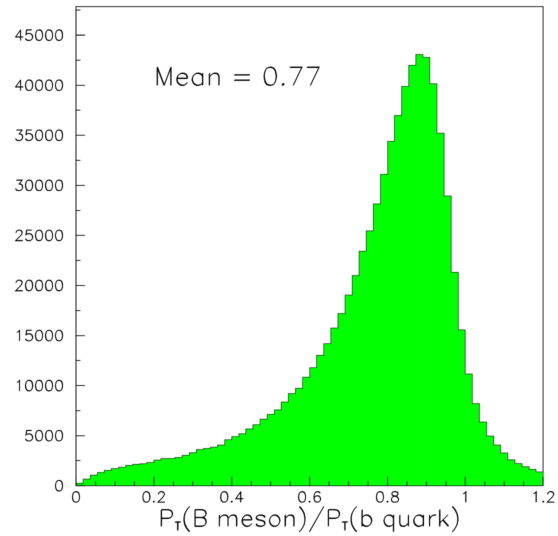


Figura 3.3: *Rapporto* $P_T(B)/P_T(b)$.

di Peterson, aumentate le sezioni d'urto di interazione partone-partone. Questo *set* di configurazioni sono state studiate [9] in modo da riprodurre meglio i dati di CDF per i decadimenti $B \to \ell D^0 X$.

Al fine di generare un *data set* statisticamente significativo si è ritenuto utile escludere tutti i decadimenti di B-mesoni che non contenessero una J/ψ. Il punto di partenza di questa analisi è infatti la ricostruzione della coppia di μ provenienti da questa particella; per questo motivo in ogni evento si è imposto a uno dei B-mesoni[2] generati di decadere in un canale contenente una J/ψ, mediante la selezione dei soli canali $B \to J/\psi_{direct} + X$, $B \to \psi(2S) + X$, $B \to \chi_c + X$; si è inoltre forzato il decadimento $J/\psi \to \mu\mu$. I canali così esclusi dalla generazione non sarebbero comunque entrati nella catena di ricostruzione dell'evento in quanto la simulazione del trigger (vedi sezione 3.3.3) scarta gli eventi privi di un candidato J/ψ. Queste posizioni hanno permesso la generazione di un consistente campione di eventi, $\sim$ 550 pb^{-1} (assumendo $\sigma_{b\bar{b}} = 100\mu b$). In questa simulazione si è adottato un $\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) = 5 \cdot 10^{-4}$.
I dati prodotti con questo Monte Carlo saranno utilizzati per valutare gli effetti del fondo combinatorio e verificare la capacità dell'algoritmo di ricostruzione di evidenziare segnale su un campione di eventi con una buona simulazione del fondo (di b adroni) e con statistica 6 volte superiore ai dati reali disponibili.

3.3.3 La simulazione del rivelatore e del trigger

Il simulatore del rivelatore: QFL

Il rivelatore CDF è stato simulato utilizzando un programma Monte Carlo che utilizza un modello parametrico della risposta del rivelatore, modello ottimizzato per confronto con dati provenienti da *test beam* o raccolti a CDF. QFL è un simulatore di "alto livello" in quanto non produce le singole interazioni tra particelle e le varie parti del rivelatore, bensì crea direttamente le strutture di dati che vengono utilizzate per l'analisi.

[2] Nel caso nell'evento ci siano solo barioni B questi non vengono forzati.

Nella simulazione le particelle cariche che attraversano il rivelatore sono soggette a perdita di energia per ionizzazione e sono deflesse per diffusione multipla quando incontrano materiale; per gli elettroni è stata parametrizzata anche la perdita di energia per *bremsstrahlung*, mentre per i fotoni viene simulato il processo di materializzazione in e^+e^-; il tutto in base a un modello semplificato di geometria del rivelatore e della distribuzione del materiale. Le efficienze dei singoli *layer* di fili sono determinate dai dati, tuttavia il simulatore non esegue un algoritmo di *pattern recognition* sugli *hit* rilasciati, ma genera direttamente i parametri dell'elica con risoluzione tipica della camera. Per particelle che attraversano SVX e/o le camere CMU i singoli *hit* sono generati in modo da simulare la risoluzione del rivelatore e tenere conto dell'effetto della diffusione coulombiana. Il comportamento nel sistema calorimetrico è stato anch'esso parametrizzato in base ai dati raccolti nei test su fascio di elettroni.

La simulazione del trigger: DIMUTG

Il pacchetto DIMUTG (DIMUon TriGger) [12] implementa la simulazione dei trigger di coppie di μ partendo dalle informazioni sulle tracce ricostruite nella CTC e delle camere dei μ. Per ogni camera dei μ attraversata da una traccia di muone, il programma legge in un database le curve di efficienza sperimentali e con tecnica Monte Carlo decide quali trigger rispondono in quell'evento. In figura 3.4 si vede la efficienza del trigger di livello 1 (sezione 2.7.2) mediata sul Run1b per le camere CMU[3], in funzione del momento trasverso dei μ. L'effetto della diffusione coulombiana rende imprecisa la misura del momento trasverso e fa sì che anche μ con un $P_T(\mu) < 3.3$ GeV/c possano accendere il trigger, fino a valori di $P_T(\mu) \sim 1.4$ GeV/c, valore sotto il quale i μ non riescono a raggiungere le camere CMU.

L'efficienza di livello 2 (vedi sezione 2.7.2) dipende non solo dal momento trasverso del μ, ma anche dalla sua carica, dalla pseudorapidità, dall'angolo azimutale e dall'*aging* della camera centrale. In figura 3.5 è riportata la efficienza del trigger di livello 2 in funzione del momento trasverso del μ. In figura 3.6 è invece visibile la degradazione della efficienza di plateau in funzione della luminosità integrata (e quindi dell'*aging*) per muoni positivi e negativi.

Il trigger di livello 3 ha un'efficienza pari a 0.97 ± 0.02, indipendente dal P_T. Per questa ragione non viene simulato, ma verrà considerato in un fattore globale di efficienza.

[3]Come sarà spiegato in sezione 4.1, in questa analisi si utilizzano solo i dati raccolti da trigger di camere CMU.

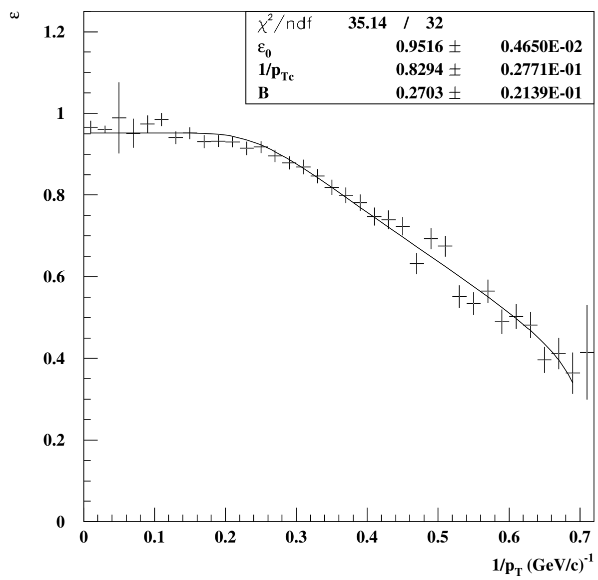


Figura 3.4: *Efficienza di livello 1 per le camere CMU. Il campione di μ usato per la misura proviene dal decadimento $J/\psi \to \mu\mu$ dove uno dei due μ ha superato un trigger di singolo muone ad alto P_T.*

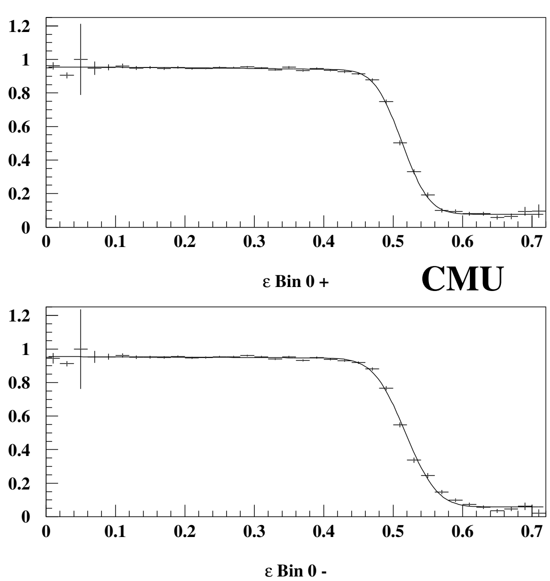


Figura 3.5: *Efficienza del trigger di livello 2 nelle camere CMU in funzione della variabile $1/P_T$ in $(GeV/c)^{-1}$ per μ^+ (sopra) e μ^- (sotto).*

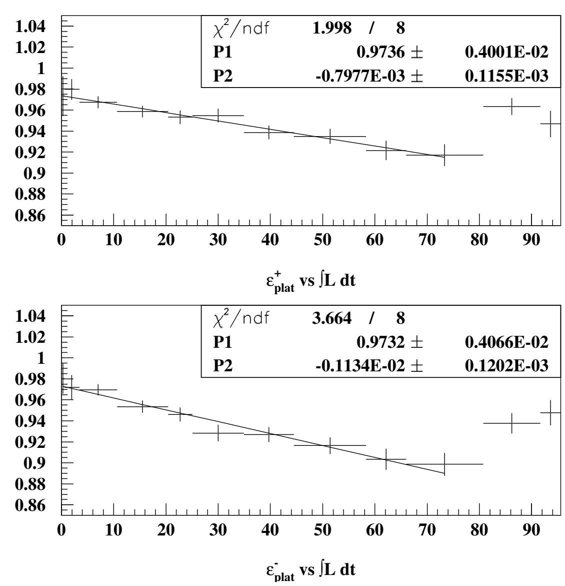


Figura 3.6: *Degradazione della efficienza di plateau delle camere CMU in funzione della luminosità integrata per μ^+ (sopra) e μ^- (sotto). Dopo circa 80 pb^{-1} è stato cambiato l'algoritmo di* pattern recognition *nella CTC.*

Bibliografia

[1] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), "Measurement of the B^+ Total Cross Section and B^+ Differential Cross Section $d\sigma/dp_T$ in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV", *Phys. Rev. D* **65**, 052005 (2002)

T. A. Keaffaber, M. W. Bailey, D. Bortoletto, A. F. Garfinkel, A. T. Laasanen, J. D. Lewis, S. Tkaczyk, "Measurement of the B^+ Total Cross Section and B^+ Differential Cross Section $d\sigma/dp_T$ in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV", **CDF** internal note **5608**, (Jun 2001)
See also:
CDF internal note **3634**, (Apr 1996)
CDF internal note **2892**, (Nov 1994)
CDF internal note **2516**, (Mar 1994)

[2] "31st International Conference on High Energy Physics, ICHEP02, Amsterdam (The Netherlands)", July 24-31, 2002
see also:
ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD, "Combined results on b-hadron production rates and decay properties", CERN-EP/2001-050, Jun 2001

[3] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), "Measurement of b-Quark Fragmentation Fractions in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1663 (2000)

[4] K. Hagiwara *et al.*, "Review of Particle Physics", *Phys. Rev. D* **66**, 010001 (2002)

[5] P. Nason *hep-ph/0207362*
Pres. at: 6th International Workshop on Heavy Quarks and Leptons, Vietri sul Mare, Salerno, Italy, 27 May - 1 Jun 2002

[6] P. Spichas, "A $b\bar{b}$ Monte Carlo Generator", **CDF** internal note **2655**, (Jun 1994)

[7] P. Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, "The one particle inclusive differential cross section for heavy quark production in hadronic collisions", *Nucl. Phys. B* **327**, 49 (1990)

[8] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, "New Information on Parton Distributions", *Phys. Rev. D* **47**, (1993)

[9] F.Abe *et al.* (CDF Collaboration), "Measurement of the $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ Flavor Oscillation Frequency and Study of Same Side Flavor Tagging of B mesons in $p\overline{p}$ Collisions", *Phys. Rev. D* **59**, 032001 (1999)
FERMILAB-PUB-98/188-E.

see also:
P. Spichas,D. Vucinic, “On Using Pythia to Model the Underlying Event in B and W Events”, **CDF** internal note **4097**, (Mar 1998)

[10] Torbjorn Sjostrand, “PYTHIA 5.7 AND JETSET 7.4: Physics and Manual”, LU-TP-95-20, CERN-TH-7112-93-REV, hep-ph/9508391, (Aug 1995)

[11] P. Avery, K. Read, G. Trahern, “QQ: A Monte Carlo Generator”, Internal Software Note **CSN-212**, (1985)
J. Lewis, P. Avery, “CLEOMC: The CDF Interface to the CLEO Monte Carlo (QQ)”, **CDF** internal note **2724**, (Jul 1994).

[12] S. Pappas, “DIMUTG: A Dimuon Trigger Simulation for Run 1B”, **CDF** internal note **3537**, (Feb 1996).

Capitolo 4

Selezione del campione di J/ψ

La selezione del campione in cui ricercare i candidati $B_s \to J/\psi\eta$ ha come pilastro fondamentale la ricostruzione della J/ψ nel suo decadimento in due μ. Tale decadimento fornisce una segnatura sulla quale è facile triggerare, per la peculiarità del segnale che rilascia nel rivelatore; oltre a questo consente anche studi in dettaglio sulla composizione del campione e il perfezionamento dell'estrazione del segnale.

4.1 Il campione di dati sperimentali

Durante gli anni 1992-1995 l'acceleratore Tevatron ha prodotto collisioni tra protoni ed antiprotoni ad una energia nel centro di massa di $\sqrt{s} \sim 1.8$ TeV; questo periodo di presa dati è indicato con il nome di Run 1 ed ha compreso due periodi separati di acquisizione, il Run 1a (Agosto 1992 - Maggio 1993) e il Run 1b (Gennaio 1994 - Luglio 1995). Durante il Run1 il rivelatore CDF ha subito diverse modifiche: tra le altre, è stato sostituito il microvertice e sono stati modificati i sistemi di trigger e il sistema di acquisizione dati. I dati raccolti durante il Run 1a corrispondono ad una luminosità integrata nel tempo di $\int \mathcal{L}dt = (19.5 \pm 1.0)\mathrm{pb}^{-1}$, mentre quelli del Run 1b a $\int \mathcal{L}dt = (89 \pm 4)\mathrm{pb}^{-1}$.
Le diverse modifiche apportate al rivelatore e al trigger comportano che i dati raccolti durante le due fasi di presa dati si debbano trattare come due campioni non omogenei. Si è quindi deciso di utilizzare per questa analisi solo i dati raccolti durante il Run 1b.

Trigger

Su un totale di 7 trigger di primo livello che selezionano candidati μ, solo due sono rilevanti per la raccolta del campione di J/ψ utilizzato per questo studio. Il primo (TWO CMU 3PT3) richiede che siano stati ricostruiti due *stub* nei rivelatori CMU, questo trigger è stato attivato nel 68% degli eventi raccolti. Il secondo (TWO CMU CMX 3PT3) richiede che le *stub* siano una nei moduli CMU e una o nelle CMU o nelle CMX; questo trigger è stato soddisfatto dal 92% degli eventi.

La lista dei trigger di secondo livello che entrano a formare il campione è invece molto più lunga. In figura 4.1 si presentano i 7 trigger di muone che maggiormente contribuiscono.

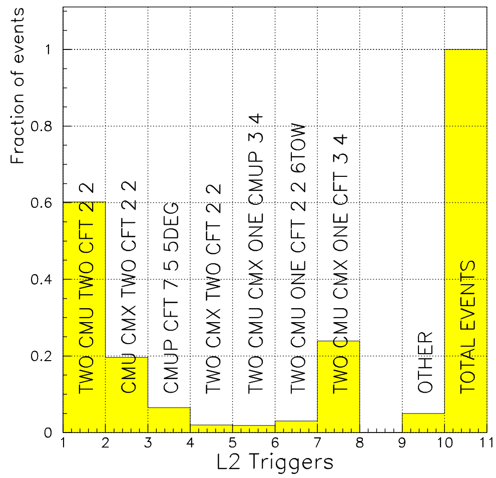


Figura 4.1: *Trigger di livello 2 di muoni. Sono elencati i 6 trigger di 2 μ e il trigger di singolo μ CMUP CFT 7 5 5DEG.*

È utile qui ricordare che la strategia di analisi adottata per il calcolo del *branching ratio* presuppone il confronto con il canale $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$, studiato da Keaffaber *et al.*[2]. In tale studio gli autori hanno ristretto il campione di dati del Run 1b a soli tre trigger: TWO CMU TWO CFT 2 2, TWO CMU CMX ONE CFT 3 4 e TWO CMU ONE CFT 6TOW. Questa scelta è motivata dal fatto che la simulazione del trigger di 2 muoni è affidabile al livello di precisione necessario solo per coppie di muoni che cadono nelle camere CMU; trigger che richiedono segnale anche in altre camere sono quindi stati scartati[1]. Le medesime richieste sono quindi state applicate anche ai muoni ricostruiti in questa analisi. L'uniformità delle richieste sui due campioni di μ garantisce un più agevole confronto tra i due canali in fase di estrazione dei *branching ratio*. Questa scelta comporta una riduzione del 28% del campione selezionato.
Il primo dei tre trigger richiede la presenza di due *stub* nelle camere CMU e di due tracce ad esse associate nella CTC. I due segmenti ricostruiti nelle CMU devono trovarsi in *wedge* non contigue.
Il secondo trigger richiede una *stub* nelle CMU e una seconda in CMU o in CMX; per gli eventi raccolti con questo trigger si è imposta la richiesta supplementare di avere entrambi i μ rivelati nelle camere CMU. Questo è un trigger prescalato[2].
Il terzo richiede ancora due *cluster* nelle CMU e che il μ a più alto P_T abbia rilasciato segnale in almeno 6 torri di trigger calorimetrico (vedi sezione 2.7.2). Questo trigger ha lo scopo di recuperare la perdita di efficienza dei trigger di dimuoni quando la separazione azimutale dei μ è piccola e si abbia fusione dei *cluster* in uno solo.

Al livello 3 gli eventi sono salvati su disco principalmente dal trigger PSIB DIMUON JPSI, descritto in sezione 2.7.2, che ha risposto nel 99.7% degli eventi raccolti.

[1]Il trigger CMU CMX TWO CFT 2 2 richiede uno dei due muoni nelle camere CMX, mentre il trigger di singolo muone CMUP CFT 7 5 5DEG richiede la rivelazione del muone anche nella camera CMP, come pure il trigger TWO CMU CMX ONE CMUP 3 4; infine il trigger TWO CMX TWO CFT richiede entrambi i muoni in CMX.

[2]Per ridurre la frequenza di acquisizione solo un evento ogni N (fattore di prescaling) viene effettivamente passato al livello 3.

4.2 Identificazione dei muoni

La ricerca dei muoni inizia nelle banche dati dove sono salvate le informazioni sui segmenti di traccia (*stub*) ricostruiti nelle camere dei μ. Questi segmenti vengono associati a tracce ricostruite all'interno della CTC. La associazione viene affidata ad un codice che in fase di produzione dei dati (offline) confronta la posizione dei segmenti di traccia dei muoni nelle camere con le posizioni ivi attese dalla estrapolazione di ogni traccia ricostruita nella CTC. Per decidere se una traccia può essere associata a una *stub* si calcola un χ^2 definito come il quadrato della distanza tra la traccia estrapolata e il segmento nelle camere dei μ divisa per il quadrato dell'errore di posizione, errore che può essere calcolato nota la distribuzione del materiale presente tra la CTC e le camere. Queste richieste vengono applicate per le camere (CMU, CMX, CMP) in vista $r-\phi$ e in vista z. Le richieste applicate, $\chi^2_{r-\phi} < 9$ e $\chi^2_z < 12$, corrispondono approssimativamente a tagliare a 3 deviazioni standard in vista $r-\phi$ e circa 3.5σ in vista z.
Queste richieste hanno lo scopo di ridurre il fondo sul segnale di μ prodotti nell'interazione, fondo che ha principalmente due componenti. La prima è data da $K^\pm$ o $\pi^\pm$ che poi decadono in muoni che vengono rivelati nelle camere dei μ; la seconda è data da particelle adroniche che attraversano i calorimetri e entrano nel sistema di rivelazione dei μ (*punch-through*).

Sui muoni così ricostruiti, e in generale su tutte le tracce, si applica un taglio di qualità che consiste nel richiedere che la traccia sia stata ricostruita in almeno 2 *superlayer* della CTC (vedi sezione 2.3.3) per vista con almeno 4 hit per *superlayer* in vista $r-\phi$ e almeno 2 hit per *superlayer* in vista z; inoltre le traiettorie elicoidali ricostruite vengono estrapolate verso il rivelatore SVX e a queste vengono associati gli *hit* visti sul silicio usando un *road algorithm*. Se si identifica un numero sufficiente di *hit* di qualità in SVX allora la traccia viene interpolata nuovamente facendo uso di tutte le informazioni disponibili dai rivelatori CTC, VTX, SVX. I parametri dell'elica ricalcolata sono i nuovi parametri della traccia.

A questo livello non vengono avanzate richieste sul P_T minimo dei μ, anche se un momento trasverso minimo di 1.4 GeV/c è necessario perché i muoni riescano a raggiungere (a pseudorapidità $\eta \sim 0$) le camere CMU ed accendere il trigger. In figura 4.2 si vede questo effetto di soglia nei μ identificati dai criteri appena descritti in eventi con 2 μ di carica opposta e la cui massa invariante soddisfi la richiesta $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}| < 30$ MeV/c^2. Tale richiesta ha il solo scopo di selezionare un campione ricco di muoni e non verrà utilizzato nel corso della analisi.

4.3 Ricostruzione della J/ψ

Identificati i muoni nell'evento si considerano tutte le coppie di carica opposta per le quali valga $|z_0(\mu_1) - z_0(\mu_2)| = |\Delta z_0| < 5$ cm, dove con z_0 si indica la coordinata z del punto di massimo avvicinamento della traccia all'asse z del rivelatore. Questa richiesta vuole escludere coppie di muoni che non provengono da un vertice comune. In figura 4.3 si vede la distribuzione della variabile Δz_0 per coppie di muoni per i quali $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}(PDG)| < 30$ MeV/c^2. Sulle coppie così selezionate viene applicato un algoritmo di fit *vertex constrai-*

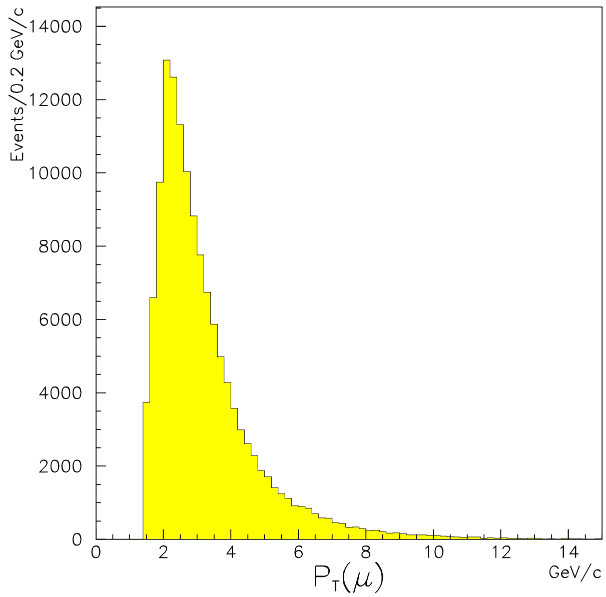


Figura 4.2: *Spettro in P_T per i muoni dopo le selezioni in χ^2 e i tagli di qualità sulle tracce e per cui* $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}(PDG)| < 30$ MeV/c^2.

ned[3]. Forzare i due muoni a provenire da un vertice comune fornisce una informazione supplementare non presente nelle interpolazioni sulle singole tracce; l'imposizione di tale vincolo migliora di un fattore 1.6 la larghezza della distribuzione di massa invariante $M_{\mu\mu}$. Il fit inoltre calcola la matrice di covarianza per le nuove variabili che descrivono questo sistema, X_V, Y_V, Z_V, $p_x^{\mu 1}, p_y^{\mu 1}, p_z^{\mu 1}$, $p_x^{\mu 2}, p_y^{\mu 2}, p_z^{\mu 2}$, variabili che saranno riprese nel capitolo 6. Con questa procedura si è anche definita la posizione del *vertice secondario* dell'evento. La vita media della J/ψ ($\Gamma = 87keV$) è infatti tale che si possa considerare nulla la sua distanza di volo e quindi, nel caso essa provenga dal decadimento di un mesone B, assumere il vertice di uscita dei due μ come coincidente con quello di decadimento del mesone stesso.

In figura 4.4 si vede la distribuzione di massa invariante per tutte le coppie di muoni dopo i tagli in χ^2 e in Δz_0 prima e dopo il fit *vertex constrained*. La risoluzione sulla massa dipende dalla risoluzione in momento delle tracce, che a sua volta dipende dal momento stesso; inoltre tale distribuzione è calcolata da parametri di tracce che possono avere o meno informazioni SVX, quindi con errori sostanzialmente differenti. La figura si può quindi pensare come una sovrapposizione di gaussiane di larghezza differente sopra un fondo lineare; si è scelto di interpolare il segnale di J/ψ con due gaussiane i cui valori medi sono vincolati ad essere uguali. La larghezza media data è semplicemente la media pesata delle larghezze delle due distribuzioni. Gli eventi che presentano almeno una coppia di μ di massa invariante compresa tra 2.9 e 3.3 GeV/c^2 vengono selezionati per la successiva analisi.

[3] Il pacchetto utilizzato (`CTVMFT`) è un codice standard in CDF nel quale sono stati implementati svariati algoritmi di fit cinematico; nel prosieguo di questa analisi se ne farà ancora uso.

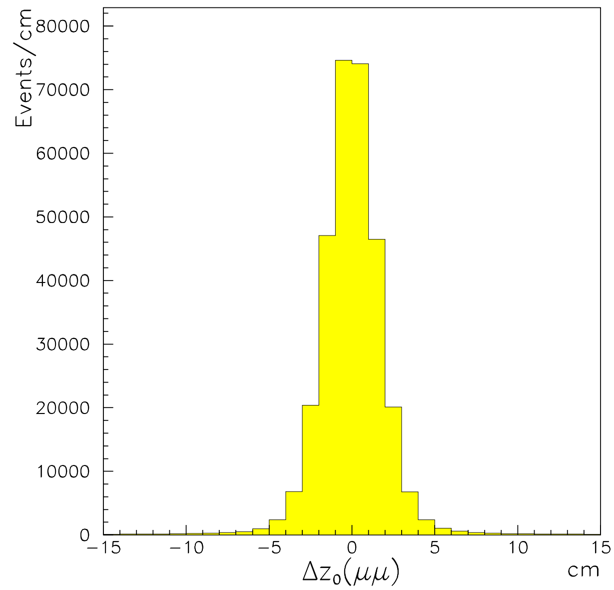


Figura 4.3: Δz_0 *per coppie di muoni per cui* $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}(PDG)| < 30$ MeV/c^2.

4.3.1 Stima del fondo e *sidebands*

La figura 4.4 suggerisce di discutere la tecnica di stima del fondo e quindi definire di uno strumento utile nel prosieguo della analisi. Le stime del numero di candidati J/ψ presentate nei grafici in figura 4.4 sottintendono l'ipotesi, che l'andamento del fondo sia ben descritto da un'interpolazione (in questo caso lineare) in modo da poter separare il contributo del continuo non risonante dal segnale. In situazioni di questo tipo, in cui si ritenga di avere sotto controllo l'andamento del fondo, risulta utile definire delle regioni dello spettro di massa note con il nome di *sidebands*. In figura 4.5 è ripresentato lo spettro di massa invariante dopo il fit e sono state evidenziate delle regioni: la centrale rappresenta l'area di segnale ed è in questo caso selezionata da $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}| < 2\sigma_{M_{\mu\mu}}$, le regioni laterali si trovano ad una "distanza" di $5\sigma_{M_{\mu\mu}}$ dalla massa nominale della J/ψ (che abbiamo visto essere praticamente coincidente con la massa misurata) ed hanno anch'esse ampiezza pari a $2\sigma_{M_{\mu\mu}}$, quindi $5\sigma_{M_{\mu\mu}} < |M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}| < 7\sigma_{M_{\mu\mu}}$. Mediante queste selezioni si sono isolati due sottocampioni che sono attesi contenere lo stesso numero di eventi di fondo. La utilità di questa situazione risulta subito evidente. Si supponga ad esempio di voler studiare il comportamento di una variabile come può essere il momento trasverso della J/ψ. Un grafico ottenuto dagli eventi della regione di segnale contiene il contributo da due popolazioni, il segnale vero e proprio e il fondo. In generale la presenza del fondo deforma lo spettro che si vuole studiare. Avere a disposizione un campione di "puro fondo", ottenuto con le stesse selezioni del segnale, e di statistica pari al fondo stimato consente di disaccoppiare il contributo del fondo mediante una semplice operazione tra istogrammi. Con gli eventi di "segnale" si riempie un primo istogramma, con gli eventi delle "*sidebands*" un secondo e quindi si riempie un terzo istogramma con il risultato della sottrazione dei primi due. Statisticamente la deformazione dello spettro del primo istogramma dovuta alla presenza di contaminazione di fondo viene cancellata con questa operazione, e lo spettro risultante è più vicino a quello di un segnale puro. Questo metodo va sotto il nome di procedura di *sottrazione delle sidebands* e si rivela utile soprattutto in

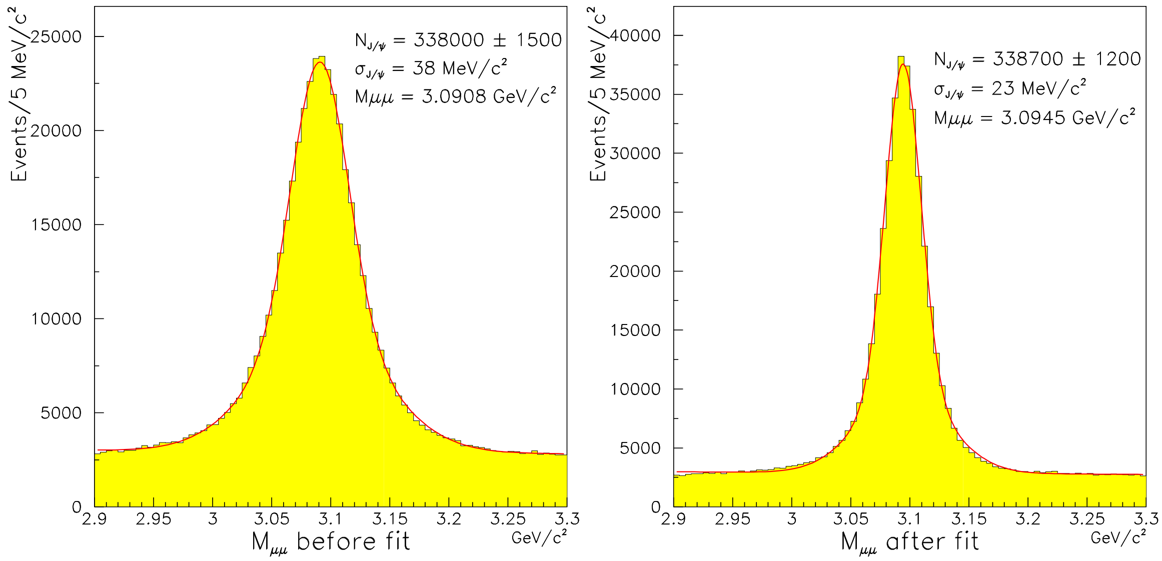


Figura 4.4: *Distribuzione di massa invariante per tutte le coppie $\mu\mu$ di carica opposta. I grafici a sinistra e a destra presentano rispettivamente la massa invariante calcolata dalle due tracce prima e dopo il fit* vertex constrained. *La funzione interpolante il segnale è una doppia gaussiana, per il fondo su usa una funzione lineare. La larghezza è la media pesata delle due sigma.*

situazioni di fondo rilevante. In figura 4.6 si vede un esempio di questa procedura.

μ in SVX

Si è visto che gli algoritmi di identificazione e ricostruzione dei μ si basano sui dati raccolti nei rivelatori VTX, CTC, nelle camere dei μ e SVX quando possibile. Questo consente di ricostruire un segnale di J/ψ con una risoluzione di circa 23 MeV/c^2 (figura 4.4). La precisione della misura del momento trasverso di una traccia dipende dalla ampiezza radiale del rivelatore deputato alla misura; la varianza sulla curvatura scala infatti come $1/nL^4$, dove n è il numero di punti di misura e L la lunghezza dell'arco di elica ricostruito.[4] All'interno della famiglia delle tracce ricostruite come μ vi è il sottocampione per il quale sono stati utilizzate anche le informazioni provenienti dal rivelatore di microvertice. La introduzione di questi ulteriori punti di traccia porta ad incrementare la risoluzione del momento trasverso dei μ e quindi della massa invariante $M_{\mu\mu}$. Si è deciso di etichettare come muoni rivelati anche in SVX quelli che possiedono almeno tre *hit* di tale rivelatore associati alla traccia stessa. In base a questa definizione è stato definito il campione di dimuoni con entrambe le tracce in SVX. Lo spettro di massa invariante per questa famiglia (figura 4.7) mostra un evidente miglioramento in risoluzione ($\sim 30\%$). Questo pur apprezzabile risultato comporta però una riduzione della statistica a circa il 55%; riduzione dovuta principalmente alla limitata accettanza geometrica in z del rivelatore di

[4] Questo nel caso in cui i punti siano equispaziati lungo la distanza L e in assenza di effetti come la diffusione multipla.

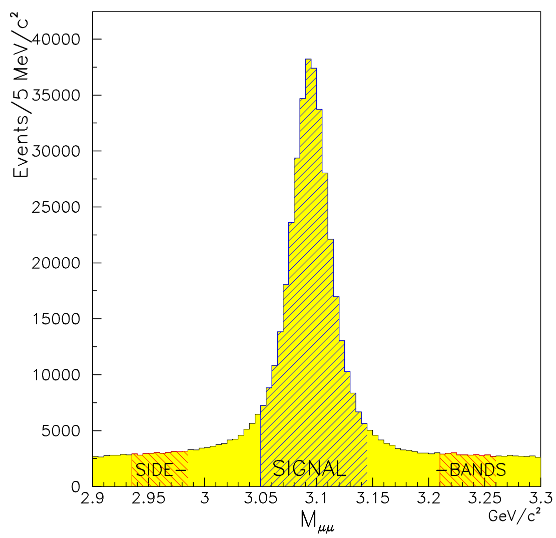


Figura 4.5: *Selezione dei sottocampioni di segnale e delle* sidebands *nello spettro $M_{\mu\mu}$.*

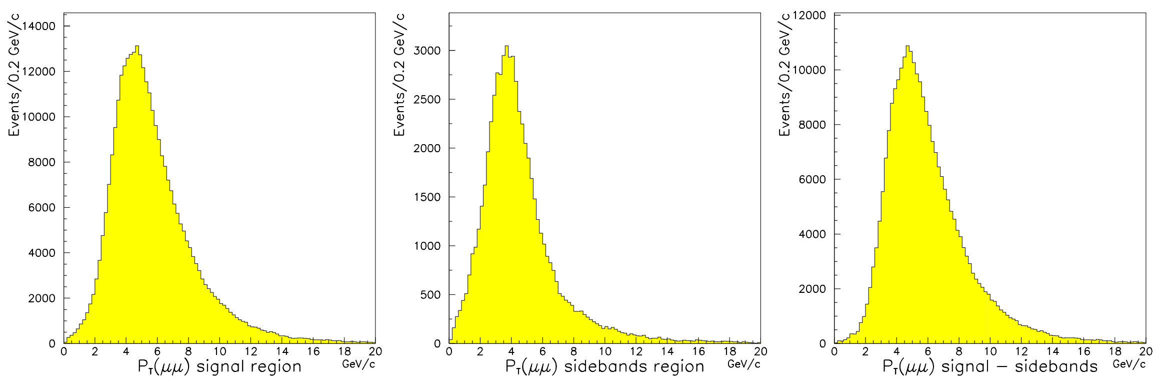


Figura 4.6: *Momento trasverso J/ψ. Il grafico a sinistra contiene gli eventi della zona centrale della distribuzione $M_{\mu\mu}$, quello centrale gli eventi delle* sidebands*, il terzo grafico la differenza dei due.*

microvertice. La CTC infatti si estende nella regione -160 cm $< z <$ 160 cm, la VTX -132 cm $< z <$ 132 cm, mentre SVX è limitato alla regione -25 cm $< z <$ 25 cm.[5]

Naturalmente le ragioni per utilizzare il microvertice nella fisica del B sono altre e sono legate alla vita media degli adroni con "beauty" che è $\gtrsim$ 1 ps. Questo fondamentale aspetto verrà discusso nella prossima sezione.

4.4 Determinazione della lunghezza di volo della J/ψ

La caratteristica peculiare dei decadimenti che coinvolgono mesoni B è di presentare vertici secondari spostati rispetto al primario; la conoscenza esatta delle posizioni di tali vertici permette di distinguere tra particelle prodotte dall'interazione primaria o conseguenti a decadimento di mesoni B.

[5]È utile ricordare che la regione luminosa a CDF è piuttosto estesa in direzione z ed è descritta da una densità di probabilità $P(z)$ di tipo gaussiano con σ di circa 30 cm.

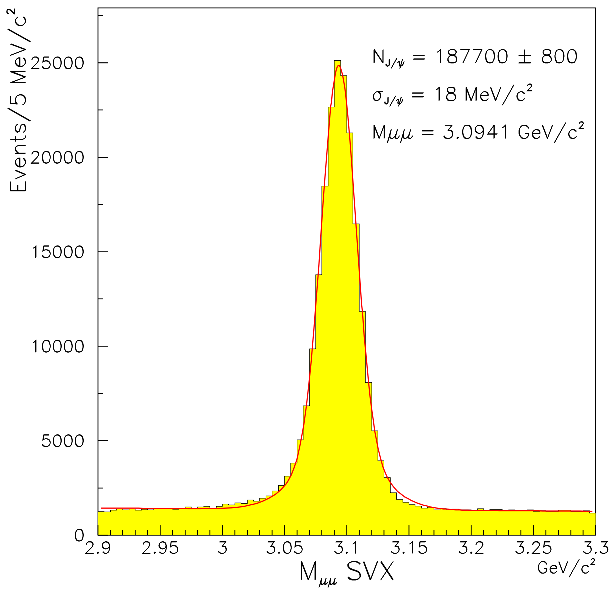


Figura 4.7: *Spettro di massa invariante $M_{\mu\mu}$ per μ in SVX.*

4.4.1 Vertice primario

Posizione del vertice primario in z

Durante la presa dati del Run 1b la luminosità istantanea media è stata $\mathcal{L} = 8.0 \times 10^{30}$ cm^{-2}s^{-1}, con picchi fino a $\mathcal{L} = 2.6 \times 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}. In queste condizioni le interazioni multiple per singolo *bunch crossing* portano ad avere in media ~ 2.9 vertici di elevata qualità[6] e in $\sim 5\%$ degli eventi almeno 8 di questi vertici. Per selezionare il vertice di provenienza della J/ψ si cerca tra questi quello la cui coordinata z sia la più vicina alla media $(z_0(\mu_1) + z_0(\mu_2))/2$ delle z_0 dei due muoni; l'incertezza sulla determinazione risulta in tal modo in media pari a $\sigma_z = 2$ mm, come indicato in [2]. Per calcolare la posizione globale del vertice se ne assume come coordinata z quella vertice così identificata e si fa quindi uso delle informazioni sulla posizione della linea di fascio presenti in un database, riempito run per run, per il calcolo delle rimanenti due coordinate: il database fornisce le funzioni $x(z) = x_0 + a_x \cdot z$ e $y(z) = y_0 + a_y \cdot z$ per ogni run.

Linea di fascio

La conoscenza della posizione della linea di fascio risulta perciò importante per poter ricostruire le coordinate globali del vertice primario. Tale determinazione viene effettuata per ogni run mediante un algoritmo che fa uso della correlazione tra i due parametri di traccia D e ϕ_0, che sono rispettivamente il "parametro di impatto", cioè la distanza tra l'elica e l'origine del sistema di riferimento nel punto di minimo avvicinamento, e la direzione della traccia nel piano trasverso nel punto di minimo avvicinamento.
Questo algoritmo considera ogni traccia come un punto all'interno di un fit e non richiede alcuna interpolazione del vertice primario. Il parametro di impatto delle tracce che

[6] Si definiscono vertici di *bassa* qualità quelli che presentano un limitato numero di segmenti ricostruiti puntanti al vertice stesso.

Selezioni preliminari sulle tracce	
P_T	$> 1.0\,\mathrm{GeV/c}$
Distanza dalla posizione nominale del fascio	< 0.2cm
Parametrizzazione	3D
# hit in SVX	4

Tabella 4.1: *Selezione preliminare delle tracce per il fit della posizione del fascio. Oltre alla richiesta di "vicinanza" alla posizione nominale si richiede che la traccia sia ricostruita in entrambe le viste e che il microvertice abbia registrato hit su tutti i piani.*

provengono dal vertice primario può essere parametrizzato in questo modo [3]:

$$D(\phi_0, Z_0) = x_0 \cdot \sin\phi_0 + a_x \cdot \sin\phi_0 \cdot Z_0 - y_0 \cdot \cos\phi_0 - a_y \cdot \cos\phi_0 \cdot Z_0$$

dove con x_0, y_0 si indica la posizione del fascio a z = 0, e con a_x, a_y le pendenze in x e in y del fascio.
Traccia per traccia questa uguaglianza dovrebbe essere soddisfatta, si può quindi scrivere un χ^2 da minimizzare come:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{D_i - (x_0 \cdot \sin\phi_0^i + a_x \cdot \sin\phi_0^i \cdot Z_0^i - y_0 \cdot \cos\phi_0^i - a_y \cdot \cos\phi_0^i \cdot Z_0^i)}{\sigma_i} \right)^2$$

dove $\sigma_i^2 = \sigma_{D_i}^2 + 2 \cdot \sigma_{Beam}^2$. Il termine σ_{Beam} è assunto essere pari a 50μm. Utilizzando la notazione vettoriale $\mathbf{x} = (x_0, y_0, a_x, a_y)$ e $\mathbf{g}_i = (\sin\phi_0^i, -\cos\phi_0^i, \sin\phi_0^i \cdot Z_0^i, -\cos\phi_0^i \cdot Z_0^i)$ prende la forma:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{D_i - \mathbf{x} \cdot \mathbf{g}_i}{\sigma_i} \right)^2 .$$

La ricerca del minimo si riduce ora a un calcolo di algebra delle matrici. Le tracce che entrano nel fit sono selezionate imponendo le richieste stringenti elencate in tabella 4.1. Il fit quindi procede in modo iterativo; dopo ogni iterazione si incrementa il taglio sul parametro di impatto rispetto alla posizione del fascio risultante dalla interpolazione, in modo che siano considerate solo il 60% delle tracce inizialmente selezionate. Questo algoritmo di "ricerca" della posizione del fascio ha il pregio di non richiedere la conoscenza della posizione del vertice primario dell'evento e convergere velocemente alla soluzione, e quindi richiedere un numero limitato di eventi. Tale procedura consente di misurare anche le piccole variazioni di posizione che avvengono all'interno di uno stesso run, variazioni inferiori a 4μm nel piano trasverso. Tali variazioni non sono comunque il limite alla precisione con la quale è possibile ricostruire la posizione del vertice. Si deve infatti ricordare che il fascio ha una sezione approssimativamente circolare e le particelle si distribuiscono con densità di probabilità di tipo gaussiano nelle due direzioni x e y con larghezza $\sim 25\mu$m. Queste dimensioni sono il vero limite alla risoluzione della posizione nel piano trasverso del vertice primario. In figura 4.8 sono riportate le funzioni ottenute $x(z)$ e $y(z)$ per un numero limitato di run nei quali la posizione del fascio è rimasta pressoché costante.

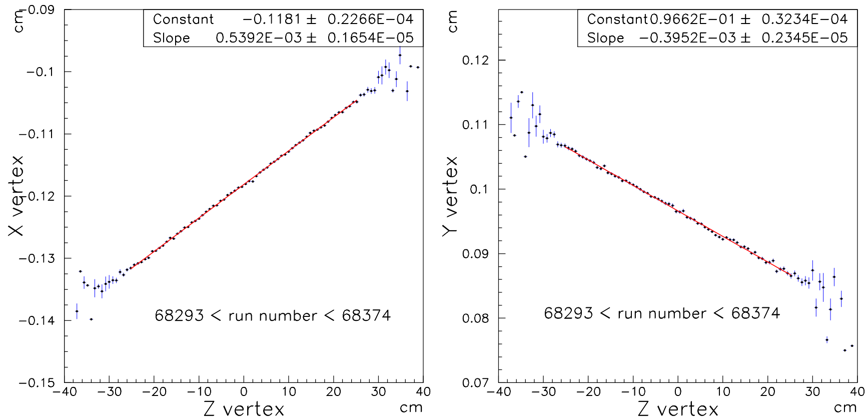


Figura 4.8: *Posizione del fascio $x(z)$ e $y(z)$ per 6 run temporalmente vicini e ad alta luminosità integrata.*

4.4.2 Lunghezza di volo L_{xy}

Note le posizioni dei vertici primario e secondario[7] della J/ψ si può procedere al calcolo della distanza tra questi due punti $\vec{L} = \vec{X}_{SecVertex} - \vec{X}_{PrimVertex}$. La presenza del rivelatore di microvertice ha permesso una ricostruzione accurata delle componenti trasversali di tali grandezze. Non potendo però portare alcun contributo alla risoluzione in direzione z, si è considerata solo la proiezione nel piano trasverso della lunghezza di volo, L_{xy}.
In figura 4.9 si possono vedere le distribuzioni di questa grandezza nel campione di dimuoni ricostruiti nei dati e nel campione Monte Carlo $B_s \to J/\psi\eta$ generato con BGENERATOR. Poiché in un collisore come CDF circa l'80% delle J/ψ rivelate proviene da interazioni primarie (J/ψ *prompt*), la misura di L_{xy} o di grandezze ad essa correlate fornisce uno strumento di sicura efficacia nell'abbattimento del fondo.

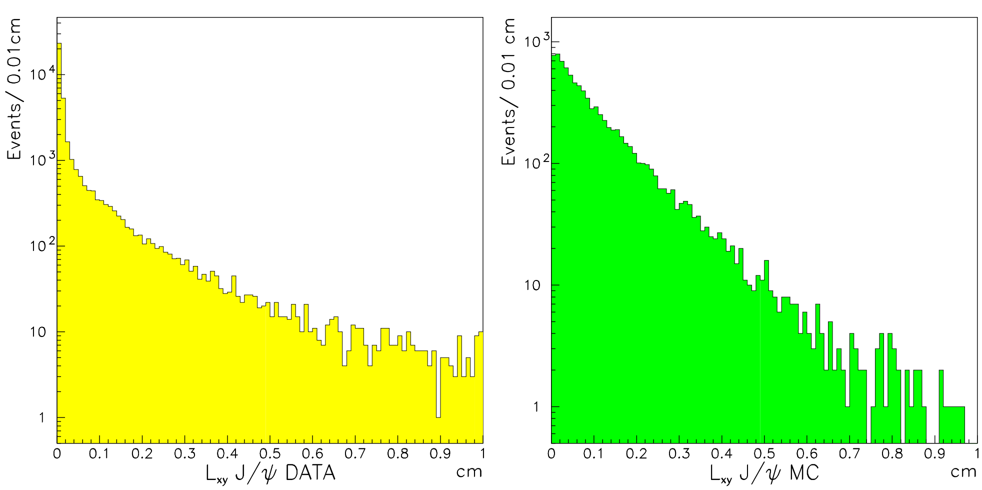


Figura 4.9: *Distribuzioni L_{xy} per dati e Monte Carlo. Questa variabile, o grandezze ad essa correlate, risulta quindi essere uno strumento molto efficace per discriminare il fondo di J/ψ* prompt *dal segnale.*

[7]Vedi sezione 4.3.

Bibliografia

[1] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), "Measurement of the B^+ Total Cross Section and B^+ Differential Cross Section $d\sigma/dp_T$ in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV", *Phys. Rev. D* **65**, 052005 (2002)
T. A. Keaffaber, M. W. Bailey, D. Bortoletto, A. F. Garfinkel, A. T. Laasanen, J. D. Lewis, S. Tkaczyk, "Measurement of the B^+ Total Cross Section and B^+ Differential Cross Section $d\sigma/dp_T$ in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV",
CDF internal note **5608**, (Jun 2001)
See also:
CDF internal note **3634**, (Apr 1996)
CDF internal note **2892**, (Nov 1994)
CDF internal note **2516**, (Mar 1994)

[2] M. Paulini, "B lifetimes, mixing and CP violation at CDF". *Int. J. Mod. Phys. A*, **10**, 1990 (1999) hep-ex/9903002.

[3] H. Wenzel, "Fitting the beam position with the SVX", **CDF** internal note **1924**, (Jan 1993)

Capitolo 5

Ricostruzione dell' η

Per isolare decadimenti $B_s \to J/\psi\eta$ rimane il compito di ricostruire la η attraverso il suo decadimento in due fotoni. Il rivelatore CDF è dotato di un calorimetro disegnato per rivelare fotoni ed elettroni di elevata energia ($E \gtrsim 10$ GeV), come possono essere gli elettroni provenienti dal decadimento dei bosoni vettori, o per la misura della energia della componente elettromagnetica di jet.

Se si vogliono utilizzare segnature con fotoni per la fisica del B a basso P_T risulta indispensabile estendere l'identificazione e la misura di energia nel calorimetro elettromagnetico a regioni di impulso inferiore. Questo comporta come inevitabile conseguenza una riduzione della risoluzione energetica ($\approx 13.5\%/\sqrt{E_T}$, vedi sezione 2.5) a causa di un ridotto sviluppo dello sciame elettromagnetico. Per la caratterizzazione di fotoni ed elettroni di bassa energia risultano fondamentali le camere proporzionali, CES (vedi sezione 2.5.1), poste all'interno delle torri calorimetriche a una profondità di 5.9 X_0 dalla linea di fascio. Questi rivelatori permettono di determinare con precisione la posizione dello sciame all'interno della torre nel momento di massimo rilascio energetico per unità di lunghezza. Da studi di *test beam* si sono sviluppati algoritmi in grado di caratterizzare il profilo trasversale di elettroni e fotoni in modo da avere uno strumento per distinguere tali particelle dagli altri prodotti della interazione. C'è però da notare che tali studi sono stati effettuati su elettroni di energie superiori a 5 GeV [1] ed è tutt'altro che banale adattarli per studiare i fotoni di nostro interesse il cui spettro di energia presenta un picco inferiori a 1 GeV come visibile in figura 5.1 (Monte Carlo BGENERATOR).

Per questo motivo si è rinunciato all'utilizzo degli algoritmi di confronto dei profili trasversali e si sono abbassate le soglie per la ricerca di segnale nelle CES. L'identificazione dei fotoni e la conseguente ricostruzione della η rappresenta quindi l'aspetto più delicato del lavoro di ricerca del mesone B_s.

5.1 Identificazione dei fotoni

Deposito energetico

La simulazione dell'evento $B_s \to J/\psi\eta$ effettuata con il Monte Carlo BGENERATOR evidenzia come i 4 corpi ricostruiti siano contenuti nel semispazio della J/ψ nella quasi totalità degli eventi ($\sim 99.9\%$). La figura 5.2 mostra l'angolo di apertura tra la direzione di volo della J/ψ e quella dei fotoni. Il grafico è stata ottenuto da un campione di eventi

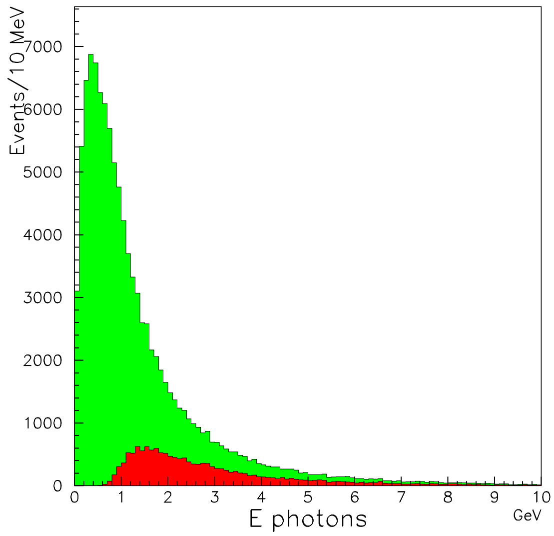


Figura 5.1: *Energia dei fotoni della η (Monte Carlo) come fornita dalla banca OBSP, cioè prima della simulazione e ricostruzione. La distribuzione in chiaro (verde) rappresenta tutti i fotoni, mentre quella in scuro (rosso) solo quelli che potranno superare un taglio in energia ricostruita a 1 GeV. Sui μ dell'evento sono stati applicate tutte le richieste di ricostruzione.*

sui quali è stata applicata alla coppia di μ generati la simulazione del rivelatore, del trigger e l'algoritmo di ricostruzione descritto nel precedente capitolo. Le informazioni sulle direzioni dei fotoni sono state invece raccolte direttamente dalle banche dati del generatore. La ricerca del segnale di fotone viene perciò limitata al semispazio contenente la J/ψ. Per le torri che hanno registrato una $E > E_{thr} = 0.5$ GeV si richiede che non vi siano tracce ricostruite nella CTC puntanti alle torri stesse: in caso contrario la torre viene scartata. La necessità di applicare questa richiesta, fondamentale per ridurre il fondo di adroni (per esempio dovuto al processo di *charge exchange* o a $\pi^{\pm}\pi^{0}$ sovrapposti), impone di limitare la regione di ricerca a pseudorapidità $|\eta| < 1$, che coincide con la regione di piena efficienza del sistema di tracciatura. Si è scelto inoltre di non includere nella regione fiduciale l'ultimo anello di torri del calorimetro centrale che ha infatti dimostrato di avere una risoluzione energetica decisamente inferiore al resto del calorimetro centrale. Tale comportamento è dovuto principalmente alla sua limitata ermeticità longitudinale a causa della presenza del calorimetro adronico EWH (vedi figura 2.2).

Camere CES

Per le torri selezionate si procede alla lettura delle informazioni fornite dalle camere CES. Il codice ricerca un segnale superiore a 0.2 GeV (*seeds*) su ogni filo della *half-wedge* (vedi sezione 2.5.1) e su ogni striscia della torre e intorno a tali canali costruisce un cluster di dimensioni variabili fino a un massimo di 11 canali (5 a destra e 5 a sinistra), selezionando solo quelli che superano la soglia di 0.1 GeV. La posizione del cluster è data dal centroide calcolato per i soli canali sopra soglia. La somma delle energie misurate nei fili (o strisce) così selezionati costituisce l'energia totale del cluster E_w (E_s). Se vengono registrati almeno un cluster in vista $r-\phi$ e uno in vista z nella camera in corrispondenza della torre, i due cluster (fili e strisce) con massima energia vengono associati a formare un

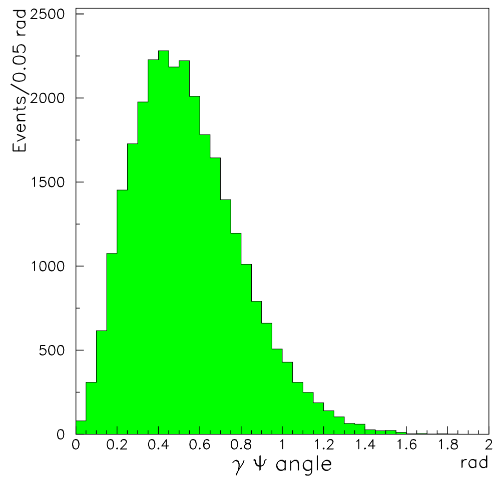


Figura 5.2: *Apertura angolare tra J/ψ e fotoni in eventi $B_s \to J/\psi\eta$ generati con* BGENERATOR. *Sui muoni di questo campione è stata applicata la simulazione del rivelatore, del trigger e la ricostruzione descritte nei capitoli 2 e 4. Le informazioni sui fotoni sono invece prese dalle banche dati del generatore. Su di essi è stato applicata la curva di efficienza di ricostruzione in funzione della energia che verrà descritta in 5.4.2 e che sostanzialmente seleziona fotoni con energia superiore a 1 GeV.*

candidato fotone. Tramite questa procedura si definisce un candidato fotone e si misura la sua energia; il passo successivo consiste nel calcolare la direzione e quindi il momento di tale particella. Appare naturale scegliere come vertice di origine quello di decadimento della J/ψ cioè quello ricostruito tramite il fit sulle due tracce dei muoni. Ci sono a questo punto tutti gli ingredienti per costruire completamente il fotone:

$$\overrightarrow{P}_\gamma = E_{Tower} \cdot \widehat{V}_{J/\psi \to cluster}$$

dove E_{Tower} è l'energia della torre calorimetrica e con $\widehat{V}_{J/\psi \to cluster}$ si intende il versore direzione della retta congiungente il vertice secondario con il centroide costruito sulle CES. Nel caso in cui nello stesso evento siano stati ricostruiti più candidati J/ψ si costruisce un candidato fotone per ogni J/ψ.

Richieste fiduciali e correzioni

Nel ricostruire i fotoni si è deciso di considerare solo i due *cluster* più energetici nelle camere CES, non vengono quindi cercati candidati multipli per singola torre calorimetrica, facendo per esempio uso di tutti i cluster presenti in una torre. Mantenere tutti i candidati, assegnando ad esempio come valore di energia del fotone la percentuale di energia della torre calcolata in base ai valori energetici relativi dei clusters, risulta impraticabile a causa della modesta risoluzione energetica delle camere (vedi figura 5.3).

Una peculiarità di queste misure energetiche nel calorimetro centrale è stata evidenziata in studi su fascio e raggi cosmici [2]. Tali studi mostrano come l'energia misurata abbia un andamento a sella in funzione del punto, espresso nelle coordinate locali della torre, in cui il fotone cade. Il punto di sella è nel centro della torre, si ha andamento crescente in direzione $r-\phi$ (X locale) e decrescente in direzione Z (figura 5.4).

Questo comportamento è legato alla struttura del rivelatore. I *wave-length-shifters* che

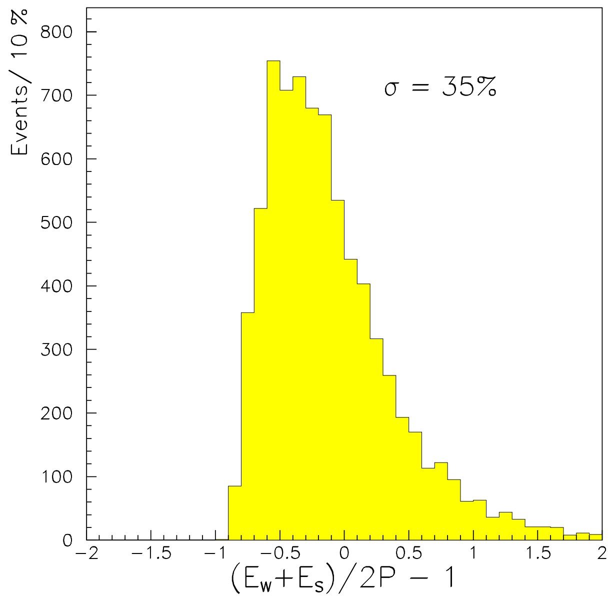


Figura 5.3: *Dispersione energetica relativa delle CES per un campione di elettroni di bassa E (vedi 5.2.1). L'istogramma descrive la variabile* $\frac{E_w+E_s}{2P} - 1$*, dove P è il momento totale dell'elettrone misurato dal sistema di tracciatura. La larghezza della parte centrale di tale curva,* $\sim 35\%$*, viene assunta come una rozza stima sulla risoluzione energetica delle camere proporzionali.*

raccolgono la luce sono posti nel bordo $r-\phi$ (X) delle torri calorimetriche e non in quello Z (vedi sezione 2.5) con conseguente maggiore efficienza di raccolta del segnale per fotoni che cadono in prossimità del bordo X[1] e minore efficienza vicino al bordo Z, a causa del non totale contenimento dello sciame. Un algoritmo di correzione messo a punto durante tali studi consente di correggere questi andamenti non lineari, ma una scelta conservativa suggerisce comunque di limitare la regione fiduciale alla zona centrale delle torri calorimetriche. Il contenimento del fotone nella torre è infatti presupposto indispensabile per mantenere una buona risoluzione energetica.
Vi è inoltre una ulteriore ragione che induce a ridurre l'area fiduciale nel calorimetro. L'algoritmo di clustering nelle CES mantiene un funzionamento "lineare" fino a quando la distanza del centro del cluster dal bordo della torre è inferiore alla sua semiapertura. Questo garantisce infatti che lo sciame elettromagnetico nel suo sviluppo laterale interessi esclusivamente la zona attiva delle camere a fili. Analizzando un campione di fotoni provenienti da π^0 (vedi 5.5) ricostruito nello stesso campione di J/ψ si può dedurre come le larghezze dei cluster di fotoni di energia dell'ordine del GeV siano mediamente formati da 2.5 canali e che in meno del 4% dei casi siano formati da più di 5. Questo consiglia di escludere dalla zona fiduciale per la ricostruzione le aree delle torri distanti meno di 2 strisce (o fili) dai bordi delimitanti le torri stesse. La figura 5.5 illustra il profilo della media della larghezza del cluster in funzione della coordinata locale X nella CES. La distribuzione si presenta sostanzialmente piatta nell'intervallo [-20,20] cm. Si è quindi deciso di accettare solo fotoni ricostruiti a meno di 20 cm dal centro della camera (in

[1]La sezione $r-\phi$ mostra infatti il tipico andamento $\cosh(\frac{x}{\omega}) = \frac{e^{x/\omega}+e^{-x/\omega}}{2}$, dove $e^{\pm x/\omega}$ è un termine che parametrizza la attenuazione per propagazione della luce [2].

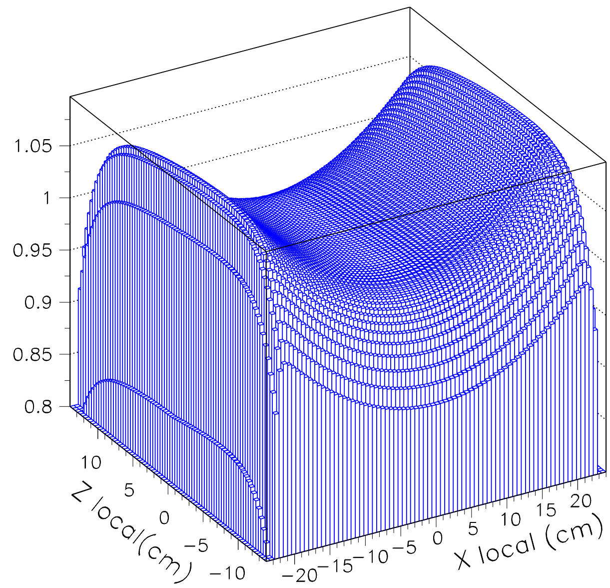


Figura 5.4: *Risposta energetica della torre calorimetrica in funzione delle coordinate locali. Il valore al centro della torre è stato normalizzato a 1.*

vista $r - \phi$), il che significa una distanza di almeno circa 3 cm da bordo; allo stesso modo in vista Z si applica la richiesta che il cluster nella camera a strisce deve stare almeno a 3 cm dal bordo della torre.

5.2 Misura dell'energia dei fotoni

Si è già evidenziato come il calorimetro sia stato disegnato per misure energetiche di particelle (o *jet*) con impulsi superiori a quelle di nostro interesse; gli studi su fascio di elettroni indicano come a basse energie la risoluzione sia limitata e non si abbia una corretta calibrazione (vedi figura 5.6 e [1],[3]). Alla difficoltà di rivelare fotoni di bassa energia in un ambiente adronico con un calorimetro non ottimizzato, si aggiunge un elemento importante che gioca ancora a nostro sfavore: non esiste un campione puro di fotoni di bassa energia che si possa utilizzare per procedere a studi di calibrazione e di ottimizzazione di algoritmi. Una possibile strada da seguire è di sfruttare la copiosa presenza di pioni in ambiente adronico e ricostruire un campione di π^0 all'interno del nostro *data set*, con le medesime richieste applicate per individuare i fotoni provenienti dal decadimento $\eta \to \gamma\gamma$. Tuttavia la cinematica del decadimento dei pioni e le selezioni energetiche sui fotoni comportano che gran parte di essi cadano nella medesima torre; questo fenomeno rende inutilizzabile il campione di fotoni provenienti da π^0 per la ricalibrazione del calorimetro. In sezione 5.5 questo problema viene discusso compiutamente.

5.2.1 Calibrazione del calorimetro

Per risolvere questa situazione si utilizza un campione di elettroni provenienti da conversioni $\gamma \to e^+e^-$ sia per la calibrazione che per il successivo calcolo della efficienza di rivelazione. La procedura adottata ricalca in buona sostanza quella utilizzata in [4], [5] e verrà qui descritta in dettaglio. La misura del momento dell'elettrone nella CTC è

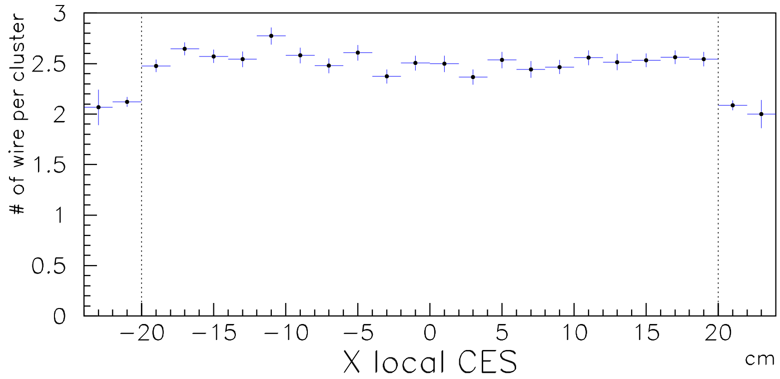


Figura 5.5: *Profilo della larghezza media del cluster nelle camere a fili delle CES in funzione della posizione X locale. L'andamento è sostanzialmente piatto nella regione fiduciale.*

soggetta a errore trascurabile se confrontato con quello del calorimetro[2], e quindi si può ritenere che tale procedura sia assimilabile a quella di un test su fascio vero e proprio. Le obiezioni che possono essere mosse a questa affermazione sono sostanzialmente tre. In primo luogo si deve tener conto del diverso comportamento di un elettrone e di un fotone nell'attraversare la materia. Secondariamente la possibilità di avere interazioni multiple nello stesso evento, la adronizzazione dei quark, la presenza dell'*underlying event* sono tutti fenomeni che tendono a rilasciare all'interno del rivelatore della energia che può finire anche nella torre del calorimetro nella quale è stato ricostruito l'elettrone, e quindi alterare la calibrazione. Infine rimane una incertezza di fondo sulla corretta identificazione delle particelle. Vedremo come queste obiezioni possano essere superate.

Selezione di un campione di elettroni di conversione

La strategia adottata considera un campione di fotoni che convertono in coppie e^+e^- e di identificare una delle due "gambe" della conversione facendo uso di tutti gli strumenti che il rivelatore ci fornisce, mentre per la seconda non si usa il calorimetro, ma solo il sistema di tracciatura. Questo metodo fornisce un campione di elettroni molto puro di momento noto con estrema precisione, sul quale non è stata avanzata alcuna richiesta di carattere calorimetrico. La procedura di identificazione delle coppie e^+e^- ricalca nella sostanza quella seguita in [6]. La ricerca delle conversioni $\gamma \rightarrow e^+e^-$ avviene in un campione di elettrone inclusivo formato da eventi che presentano una traccia con $P_T \gtrsim 6$ GeV/c e che abbia rilasciato nel calorimetro una energia superiore a 8 GeV[3].
Per cercare una conversione si parte dall'elettrone di trigger più una traccia di carica opposta con almeno 0.5 GeV/c di momento trasverso e si applicano le richieste riassunte in tabella 5.1. Alle due tracce selezionate viene applicato un algoritmo di fit cinematico

[2] L'errore sulla grandezza P_{Track} è circa $\Delta P_{Track}/P_{Track} \approx 0.1\% \times P_{Track}(GeV/c)$, quindi trascurabile per gli elettroni del nostro campione.

[3] Il campione è selezionato mediante il trigger di livello 2 CEM_8_CFT_7_5_XCES e il trigger di livello 3 ELEB_CEM_8_6. Il primo richiede la presenza di un cluster nelle CES messo in corrispondenza (nella vista X) con un cluster nel CEM di almeno 8 GeV di energia trasversa e di una traccia con P_T di almeno 7.5 GeV/c. Il secondo richiede un cluster nel CEM di almeno 8 GeV di energia trasversa e di una traccia con P_T di almeno 6 GeV/c e altre richieste di identificazione.

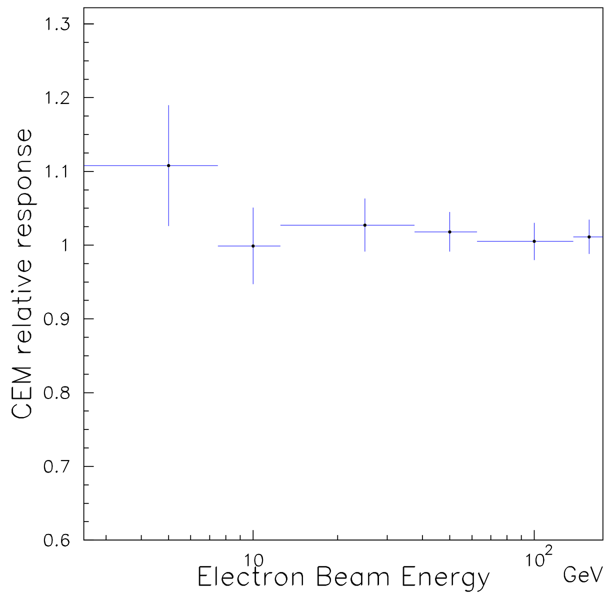


Figura 5.6: *Risposta energetica relativa $E_{Tower}/P_{electron}$ del calorimetro elettromagnetico centrale per elettroni di 5, 10, 25, 50, 100, 150 GeV.*

(`CTVMFT`) che gestisce la coppia non semplicemente come uscente da un vertice comune, ma come proveniente da una conversione $\gamma \to e^+e^-$ [4] e conseguentemente si applica un taglio sulla probabilità di χ^2 del fit. Si richiede quindi che il vertice di conversione testè calcolato disti meno di 30 cm dalla linea del fascio (vedi figura 5.7). Al fine di limitare la attività nella regione in cui punta l'elettrone soffice non di trigger si impone che vi sia una unica traccia puntante in tale *half-wedge* (vedi sezione 2.5.1) e che l'energia rilasciata nelle rimanenti 4 torri della *half-wedge* sia inferiore a 0.5 GeV. Queste richieste garantiscono che la coppia di cluster ricostruita nelle CES sia associabile con certezza alla traccia di elettrone e che vi sia una trascurabile attività in tracce o in rilascio energetico nella regione.

Verifiche di compatibilità dati-Monte Carlo per gli elettroni

Una volta identificato un campione di elettroni e misurati i loro impulsi si procede, evento per evento, alla lettura delle energie misurate nelle torri del calorimetro elettromagnetico e si valuta la variabile E_{Tower}/P_{Track}. In condizioni ideali tale grandezza è attesa distribuirsi attorno al valore 1, con una larghezza dominata dalla risoluzione energetica del calorimetro; la figura 5.8 riporta tale variabile per elettroni di basso impulso ($P_{electron} \lesssim 10$ GeV/c). La lettura energetica del calorimetro quindi sottostima la energia dell'elettrone in media del 7%. Le ragioni di tale comportamento possono essere legate sia agli effetti del materiale radiatore prima del calorimetro come alla effettiva non calibrazione del calorimetro a bassa energia; questo comunque conferma la necessità di procedere a una

[4] Il codice di interpolazione è stato disegnato per poter trattare anche situazioni in cui le due tracce originano da un fotone che converte in e^+e^-. In questo caso le due tracce escono con un angolo di apertura molto piccolo e un fit *vertex constrained* diventa instabile. Un fit *conversion constrained* impone condizioni supplementari; oltre alla richiesta di vertice comune si impone una apertura angolare nelle due viste $r-\phi$ e z uguale a zero.

Dataset	L2 CEM_8_CFT_7_5_XCES L3 ELEB_CEM_8_6
Elettrone di trigger	$\lvert\eta_d\rvert \leq 1.1$ $E_T \geq 8$ GeV $P_T \geq 6\,\mathrm{GeV/c}$ $\lvert\Delta z\rvert \leq 4$ cm $\lvert\Delta x\rvert \leq 3$ cm $\chi^2_{strip} \leq 10$ $\chi^2_{wire} \leq 10$ $E_{Had}/E_{Em} < 0.1$
Track (CTC)	3D track ≥ 2 superlayer assiali in CTC con ≥ 4 hit ≥ 2 superlayer stereo in CTC con ≥ 2 hit Fattore di scala della matrice di covarianza = 2.4
Track (SVX)	Ritracciatura effettuata anche con informazioni SVX Numero di hit ≥ 3
$\gamma \to e^+e^-$	Elettrone + traccia di carica opposta $P_T > 0.5$ GeV/c per la seconda traccia Fit "conversion constrained" con `CTVMFT` Probabilità di $\chi^2 > 0.1\%$ Le due tracce devono puntare a due *half-wedge* diverse La somma dell'energia rilasciata sulle altre 4 torri della *half-wedge* deve essere < 0.5 GeV Raggio di conversione $R < 30$ cm

Tabella 5.1: *Tagli di selezione per elettroni di trigger e elettroni "soffici".*

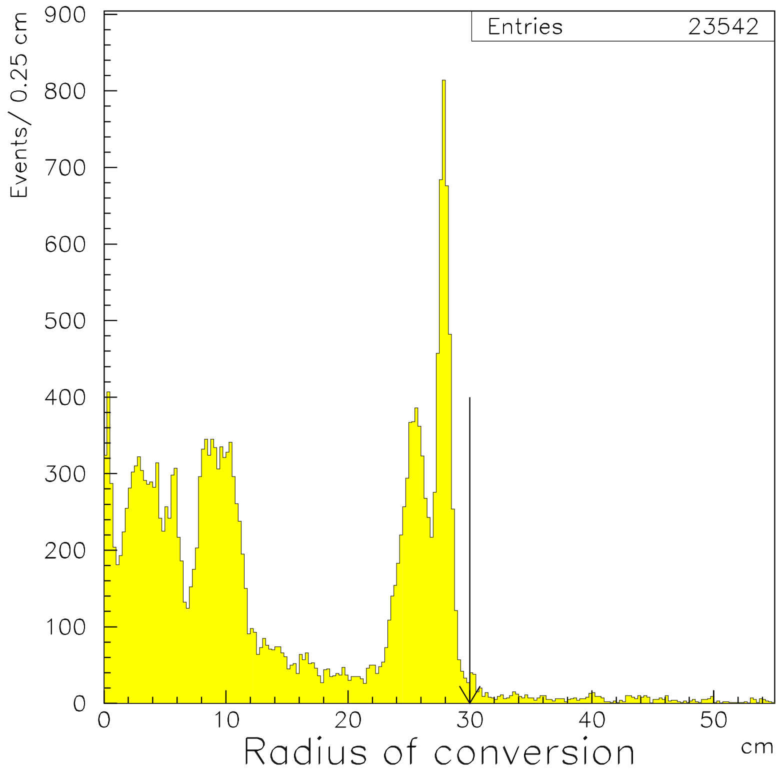


Figura 5.7: *Distanza del vertice di conversione dalla linea di fascio. Sono ben identificabili i picchi dovuti al materiale presente nella beam-pipe, nel microvertice SVX, nella VTX e nella parete interna della CTC. La freccia indica il raggio di conversione oltre il quale si scartano le coppie* e^+e^-.

ricalibrazione. Il passo successivo che si impone è la verifica della effettiva corrispondenza tra la lettura del calorimetro colpito dagli elettroni selezionati e la risposta così come simulata nel Monte Carlo. Ricordiamo infatti che lo scopo di questa procedura è una ricalibrazione del calorimetro per quanto concerne misure di energie di fotoni, e il solo mezzo per parametrizzare il comportamento dei fotoni nel rivelatore è quello di affidarsi alla simulazione (QFL). Una buona corrispondenza tra elettroni di conversione ed elettroni da Monte Carlo consente di ritenere che anche il comportamento dei fotoni nel rivelatore sia correttamente simulato. Di qui la necessità di "validare" la simulazione del rivelatore mediante il confronto con i dati. La figura 5.9 dimostra come la simulazione descriva bene il comportamento della variabile E/P in funzione di P, anche a bassi momenti e quindi tenga bene in conto la presenza di materiale inerte di fronte alle torri del calorimetro. Una seconda verifica è data dalla figura 5.10 che mostra come la simulazione parametrizzi molto bene il comportamento non lineare del calorimetro in funzione della posizione dell'elettrone nella torre, con uno scostamento sensibile solo in vicinanza del bordo interno delle torri dell'anello 0.

Differenze elettroni-fotoni

Veniamo ora all'ultima delle tre questioni rimasta aperta circa la validità di questo metodo di calibrazione. Per i fotoni e gli elettroni di energie superiori al GeV i fenomeni di interazione con materia importanti per la calibrazione del calorimetro sono la produzione

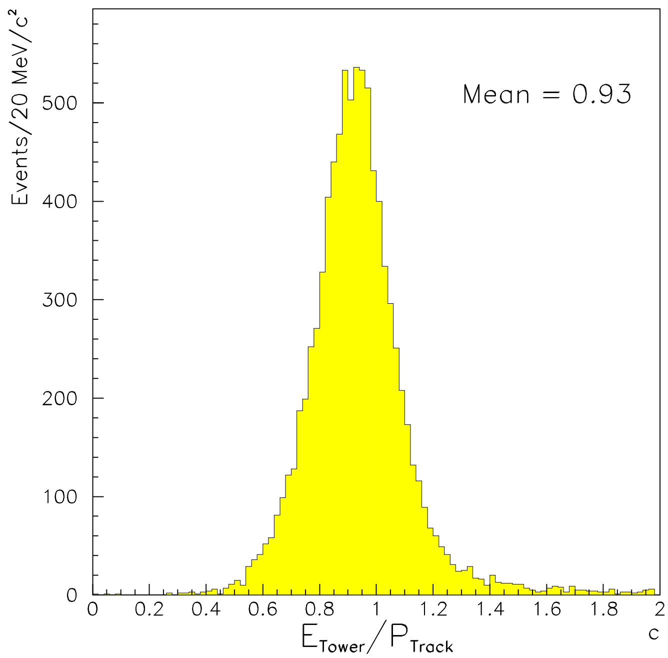


Figura 5.8: *Distribuzione inclusiva della variabile* E_{Tower}/P_{Track}.

di coppie per i primi e la radiazione di frenamento, *bremsstrahlung*, per i secondi. I fotoni che convertono possono essere comunque rivelati solo se la conversione avviene immediatamente di fronte al calorimetro, la perdita di energia in regioni non strumentate (come il giogo di ritorno del solenoide) è quindi limitata. Gli elettroni sono invece soggetti a perdita di energia per *bremsstrahlung* lungo tutto il rivelatore. In media quindi un fotone rivelato nel calorimetro ha perso meno energia di un elettrone di medesima energia iniziale, di qui l'andamento in figura 5.11 che evidenzia la differenza di comportamento tra le due particelle, differenza sostanziosa a bassi momenti, regione nella quale la frazione di energia rilasciata prima del calorimetro diventa importante.

Un'ulteriore differenza tra elettrone e fotone riguarda lo sviluppo dello sciame nel calorimetro stesso. Lo sviluppo longitudinale si può parametrizzare mediante (vedi [7])

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}$$

con $a - 1 = b(\ln(\mathrm{E_0}/\mathrm{E_c}) + \mathrm{C_i})$, dove E_c è l'energia critica (per il piombo di cui è composto il calorimetro $E_c \approx 7.3$MeV e $b = 0.45$), con $t = x/X_0$ (profondità di penetrazione nel materiale in unità di lunghezza di radiazione) e con $C_\gamma = +0.5$ e $C_{elettrone} = -0.5$. La figura 5.12 mostra lo *stopping power* in funzione della profondità di penetrazione per particelle di 1, 2, 6, 20 GeV. Il contenimento in una torre di 18 lunghezze di radiazione, per fotoni di energia vicina al GeV, è pressoché totale. Incidentalmente è utile notare come per questa energia il comportamento degli elettroni e dei fotoni a una profondità di circa $6X_0$ sia analogo; questo permette di ritenere che in corrispondenza delle CES il rilascio energetico e quindi la risposta delle camere sia molto simile.

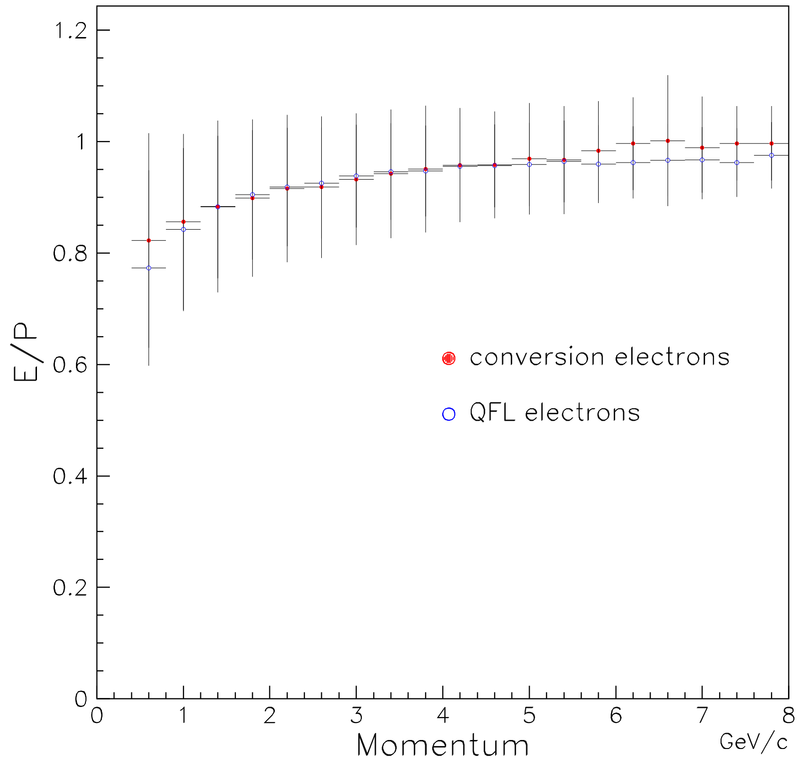


Figura 5.9: *Profilo E/P in funzione del momento P per gli elettroni di conversione e per QFL. I punti e le barre di errore sono rispettivamente le medie e le sigma delle gaussiane di interpolazione alle distribuzioni E/P.*

Parametri di calibrazione per i fotoni

Il passo conclusivo da compiere, una volta accertato il buon funzionamento della simulazione del rivelatore per quanto concerne il materiale e la risposta del calorimetro, è di calcolare la funzione di correzione. Questa procedura si basa sull'utilizzo esclusivo del Monte Carlo. Il programma di simulazione del rivelatore, QFL, consente di generare e simulare particelle singole con spettri in energia, distribuzioni angolari, vertice di generazione qualsivoglia. Si è quindi generato un campione di fotone singolo con uno spettro in energia di tipo esponenziale decrescente, come suggerito dalla figura 5.1, e con una distribuzione della posizione in Z del vertice primario analoga a quella del campione di dati di J/ψ. È fondamentale porre attenzione a quest'ultimo elemento della simulazione in quanto da tale distribuzione dipende la quantità di materiale che un fotone in media attraversa prima di giungere alla torre del calorimetro. La risposta calorimetrica viene confrontata con il valore energetico esatto letto nelle banche del generatore. La figura 5.13 mostra l'andamento della variabile E/P ($=E_{Calorimetro}/E_{Generatore}$) in funzione della energia esatta P ($= E_{Generatore}$) per i diversi anelli di torri. La forma funzionale prescelta per l'interpolazione è

$$E/P(P) = p_1 - p_2 \cdot e^{-P/p_3}.$$

Ottenuti i parametri p_i per ogni torre, la valutazione del fattore correttivo viene effettuata fotone per fotone per inversione della appropriata funzione. Si è quindi giunti infine alla

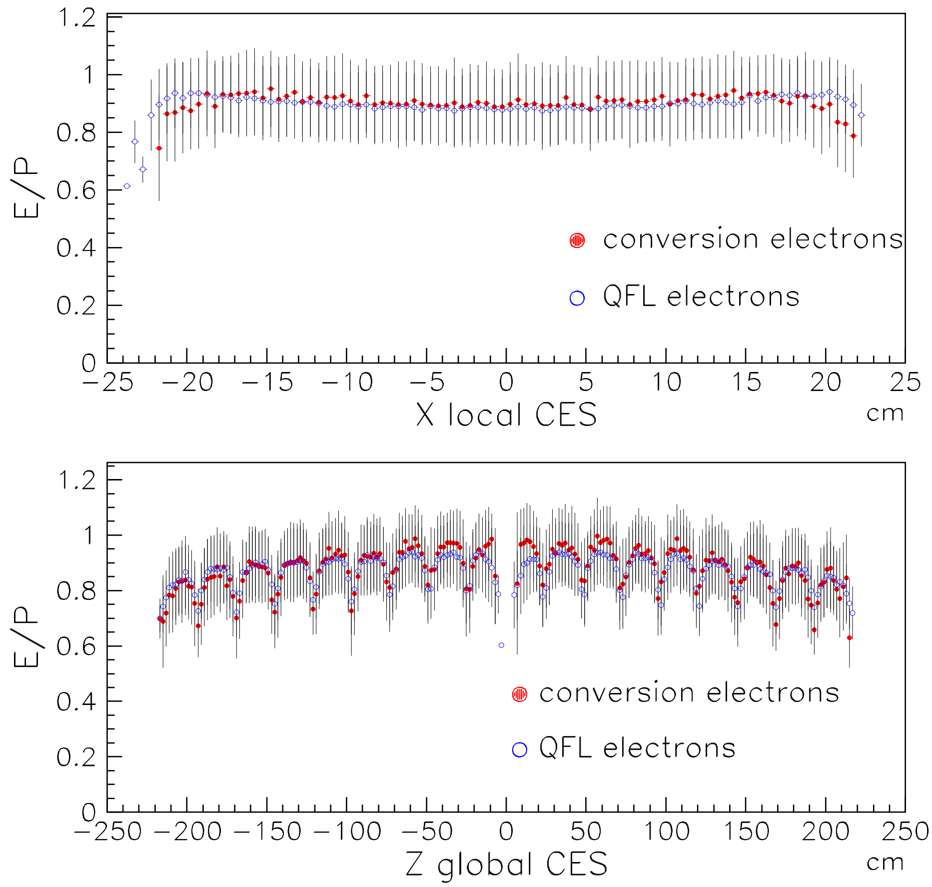


Figura 5.10: *Confronto tra elettroni di conversione e elettroni in QFL per i profili in E/P in funzione della coordinata X locale nella CES e della Z globale del punto di intersezione tra la traccia dell'elettrone e il piano della camera. Le barre di errore mostrano la sigma della distribuzione in ogni canale.*

definizione di forme funzionali di correzione per ogni anello di torri calorimetriche.

5.3 Ricostruzione del segnale η

Una volta identificati i fotoni nell'evento e applicati gli algoritmi di correzione si selezionano quelli di energia superiore a 1 GeV e si cercano i candidati η all'interno dell'insieme delle coppie con massa invariante $M_{\gamma\gamma} < 1.1\mathrm{GeV/c^2}$. Come già fatto per i candidati multipli di J/ψ (vedi 4.3) anche in questo caso vengono tenute tutte le combinazioni di coppie di fotoni che soddisfano alle richieste. Il numero di combinazioni per evento è riportato in figura 5.14.

La ricostruzione dei candidati η è a questo punto completa. In figura 5.15 è presentato lo spettro di massa invariante di tutte le combinazioni; è evidente il picco del π^0, mentre la presenza di un segnale di η non è visibile.

L'assenza di segnale di η a valle della calibrazione del calorimetro risulta problematica sia in quanto non si riesce a verificare la correttezza della procedura, ma soprattutto in

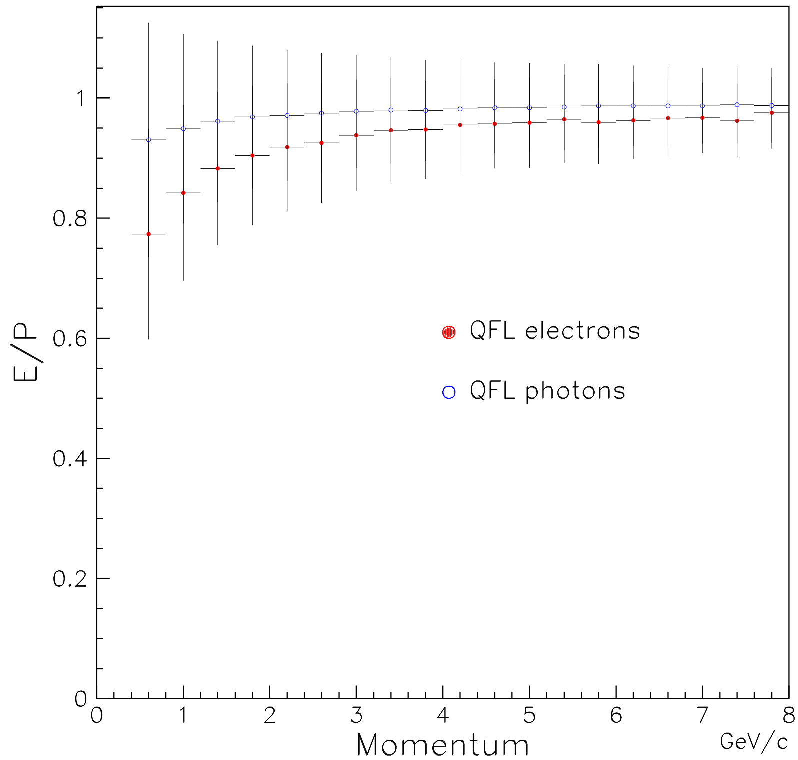


Figura 5.11: *Profilo E/P in funzione del momento P per elettroni e fotoni di QFL.I punti e le barre di errore sono rispettivamente le medie e le sigma delle gaussiane di interpolazione alle distribuzioni E/P.*

vista di una possibile scelta di una finestra di massa da definire per il prosieguo della analisi. Per questi motivi si è cercato mediante l'introduzione di ulteriori tagli di abbattere il fondo ed evidenziare un segnale di η utilizzando principalmente tagli di isolamento che puliscono il segnale, ma che per la loro natura sono difficilmente sotto controllo dal punto di vista della stima della efficienza. Tali selezioni vengono perciò introdotte solo in questa particolare circostanza e non nel resto della analisi.
Al fine di incrementare la statistica si è rimossa la limitazione a soli tre trigger e la richiesta per i μ di essere rivelati in SVX. Tali richieste seppur necessarie per l'analisi non influenzano la calibrazione del calorimetro. Si è però deciso di applicare un taglio sulla coordinata Z del vertice secondario ricostruito a $|Z_{SecVertex}| < 30$ cm in quanto imporre la rivelazione dei due μ in SVX costringe tale vertice all'interno di questa regione, quindi influenza indirettamente l'intervallo nell'angolo θ consentito ai fotoni e con esso la quantità di materiale che può essere da essi attraversato.[5]
Oltre a questi criteri che concernono aspetti di efficienza ed accettanza si sono utilizzati tre tagli di isolamento. La prima richiesta fa uso delle informazioni raccolte nel calorimetro adronico e impone un rapporto $E_{had}/E_{em} < 0.05$, dove le energie sono lette nelle corrispondenti sezioni del calorimetro (E_{em} è quindi l'energia del fotone). La seconda richiesta impone che nella torre in cui è caduto il fotone sia stato ricostruito al più un altro cluster in una delle due camere a fili o a strisce delle CES (oltre ai due già associati

[5]La quantità di materiale inerte prima del calorimetro scala proporzionalemente a $\frac{1}{sin(\theta)}$.

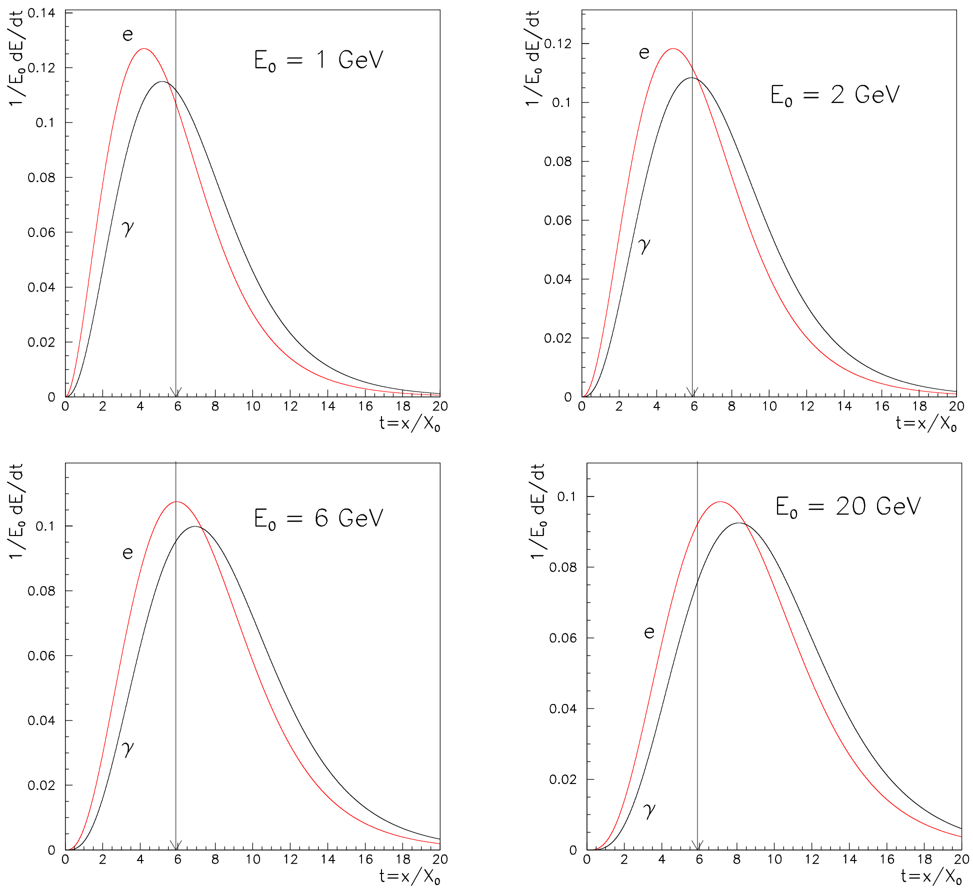


Figura 5.12: *Stopping power normalizzato alla energia iniziale in funzione della profondità di penetrazione in unità di lunghezza di radiazione nel calorimetro elettromagnetico di CDF. Le frecce indicano la profondità a cui si trovano le CES. Per energie vicine al GeV lo sviluppo dello sciame originato da fotoni o elettroni è analogo. È interessante inoltre notare come tale profondità corrisponda effettivamente a posizione di shower maximum per fotoni di circa 2 GeV e per elettroni di circa 6 GeV.*

a formare il γ). L'ultima richiesta introduce lavariabile di isolamento

$$I_E = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + \Sigma_8 E}$$

dove si indica con E_γ la energia del fotone e quindi di una torre calorimetrica, con $\Sigma_8 E$ la somma delle energie delle 8 torri adiacenti (escluse quelle in cui siano stati ricostruiti altri fotoni). Si impone $I_E > 0.5$. Riassumiamo in tabella 5.2 le selezioni applicate. Dopo i tagli ora descritti nello spettro di massa invariante $\gamma\gamma$ appare evidente in figura 5.16 un segnale di η centrato a 550 ± 14 MeV/c^2 e di larghezza 56 ± 14 MeV/c^2 che conferma la validità della calibrazione effettuata e fornisce una stima della larghezza del segnale.

MC

Il medesimo algoritmo di ricostruzione utilizzato per processare i dati è stato applicato ai campioni Monte Carlo generati con BGENERATOR e PYTHIA. Nella figura 5.17 si possono

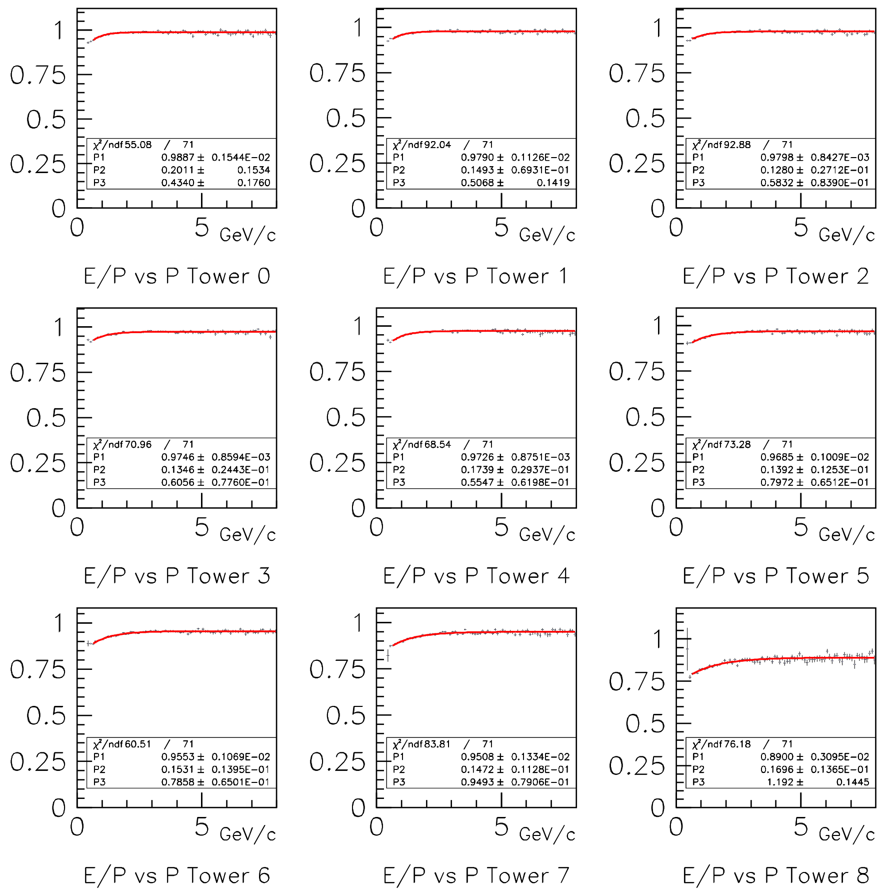


Figura 5.13: *Profili E/P in funzione del momento P per fotoni generati e simulati con QFL nelle 9 torri. Le interpolazioni forniscono i parametri per le funzioni di correzione .*

vedere gli spettri di massa invariante $M_{\gamma\gamma}$. Il campione generato con PYTHIA mostra un evidente segnale di π^0 e solo un abbozzo di segnale di η. Per il campione da BGENERATOR in cui il decadimento del B_s è stato forzato in $B_s \to J/\psi\eta$, il segnale di η ricostruito porge una risoluzione in massa invariante di circa 50 MeV/c^2. La risoluzione fornita dal Monte Carlo risulta in buon accordo con la stima ottenuta dai dati; tale risoluzione può essere meglio compresa andando a considerare separatamente i due pricipali contributi all'errore sulla massa invariante. La relazione $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - cos(\Theta_{\gamma\gamma}))}$ indica l'energia dei fotoni e la loro direzione reciproca come le variabili da studiare. L'errore su quest'ultima variabile dipende sostanzialmente da quello sulle posizioni dei cluster ricostruiti nelle CES[6], l'errore sull'energia è legato ovviamente alla risoluzione delle torri calorimetriche.

In figura 5.18 vengono fattorizzati questi due contributi. Il peggioramento della risoluzione nella massa invariante dovuta alla limitata risoluzione spaziale delle CES risulta essere poco rilevante rispetto a quella energetica ($\sim$ 10% quando sono combinati in quadratura).

[6]La posizione del vertice non influenza l'angolo di apertura tra i fotoni se non con correzioni ad ordine superiore.

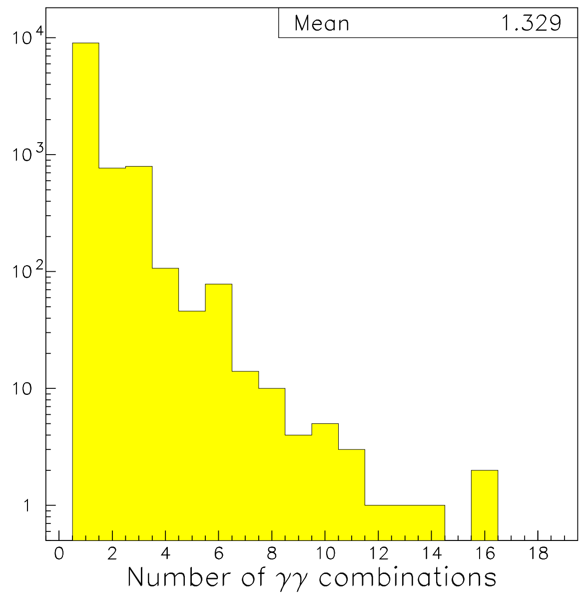


Figura 5.14: *Numero di combinazioni $\gamma\gamma$ per evento.*

Tagli modificati	
Triggers	tutti
μ in SVX	-
$\lvert Z_{SecVertex} \rvert$	< 30 cm
E_{had}/E_{em}	< 0.05
# di clusters in CES	$\leq 2+1$
I_E	> 0.5

Tabella 5.2: *Selezioni modificate per evidenziare il segnale $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.*

Per valutare l'errore di posizione nella ricostruzione di un cluster nelle CES si sono considerate le tracce di elettroni selezionate nel campione di conversionie e si sono estrapolate le traiettorie alle CES. I residui tra posizione ricostruita nella camera e posizione della traccia estrapolata nel piano delle camere danno una stima della risoluzione delle camere proporzionali (una volta deconvoluto l'errore di posizione dovuto alla estrapolazione della traccia) e forniscono le risoluzioni sulle due viste delle camere proporzionali.

Questo esercizio diventa interessante se eseguito con le medesime modalità su un campione di fotoni destinati a cadere nella stessa torre, e quindi scartati dal nostro algoritmo di ricostruzione. La risoluzione energetica relativa delle CES è stata stimata essere attorno al 35% (vedi figura 5.3), applicando un errore gaussiano pari a tale valore sulle coppie di fotoni nella stessa torre otteniamo uno spettro di massa invariante di larghezza pari a 77 MeV/c^2, valore maggiore di circa il 50% rispetto a quello stimato assumendo la risoluzione energetica delle torri. Questo degrado in risoluzione giustifica la scelta di non utilizzare i candidati η in cui i due fotoni cadono nella stessa torre.

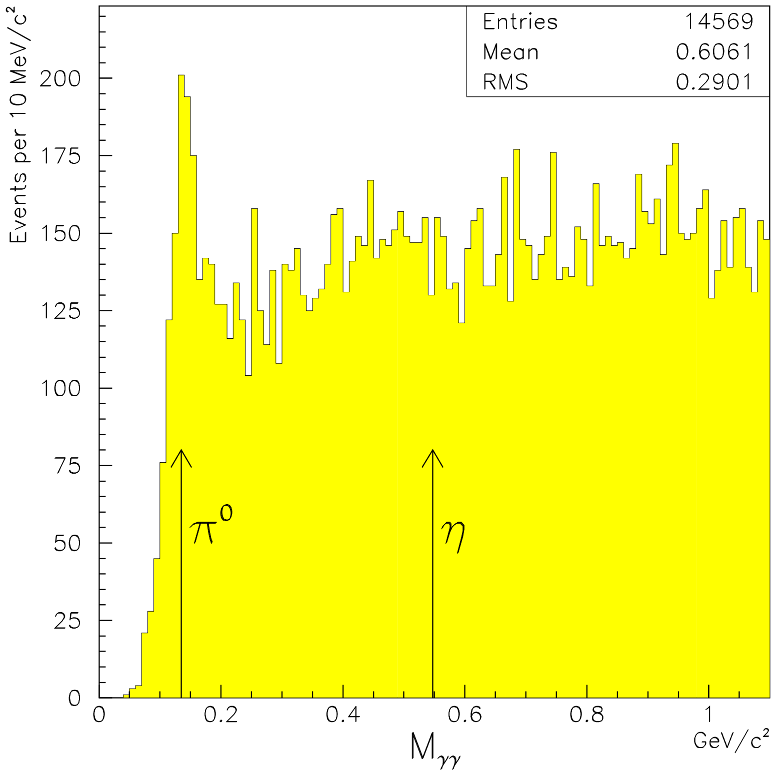


Figura 5.15: *Massa invariante $M_{\gamma\gamma}$ dopo la calibrazione del calorimetro.*

5.4 Efficienze di ricostruzione

5.4.1 Accettanza geometrica

Nelle precedenti sezioni si è visto come la scelta di considerare come fiduciali solo le regioni centrali delle torri sia stato imposto dalla necessità di mantenere una buona risoluzione del calorimetro (la linearità della risposta energetica, la ricalibrazione effettuata hanno come presupposto il buon contenimento del fotone). Oltre a queste richieste applicate torre per torre, si è applicata una ulteriore restrizione, sono scartati cioè tutti i candidati ricostruiti a $|Z_{global}| < 10$ cm, regione nella quale la risposta del calorimetro è mal simulata e quindi nella quale la correzione energetica descritta in 5.2.1 non è affidabile. Se questi tagli alla regione sensibile considerata consentono appunto una ricostruzione affidabile del fotone, il prezzo da pagare è una ridotta efficienza di rivelazione, efficienza che andiamo a valutare. La strada seguita si basa ancora sulla simulazione Monte Carlo di eventi $B_s \to J/\psi\eta$ generati tramite BGENERATOR. Il campione generato viene simulato con QFL e ricostruito parzialmente nella sua parte di dimuone, sulla quale viene anche applicata la simulazione del trigger. I fotoni presenti nell'evento non vengono simulati, ma vengono propagati nel rivelatore in modo rettilineo fino alle camere del calorimetro, dove si simula un errore di ricostruzione della posizione gaussiano stimato a partire dagli elettroni di conversione: si può in tal modo valutare se entrambi i fotoni provenienti dalla η sono nella zona fiduciale. Il risultato di tale procedura fornisce una accettanza geometrica pari a $\epsilon = 19.0 \pm 0.1\%$, dove l'errore è solo quello statistico. Per valutare la sistematica si sono variati gli errori gaussiani di posizione nelle camere CES nell'intervallo $[\sigma/2, 2\sigma]$ (vedi

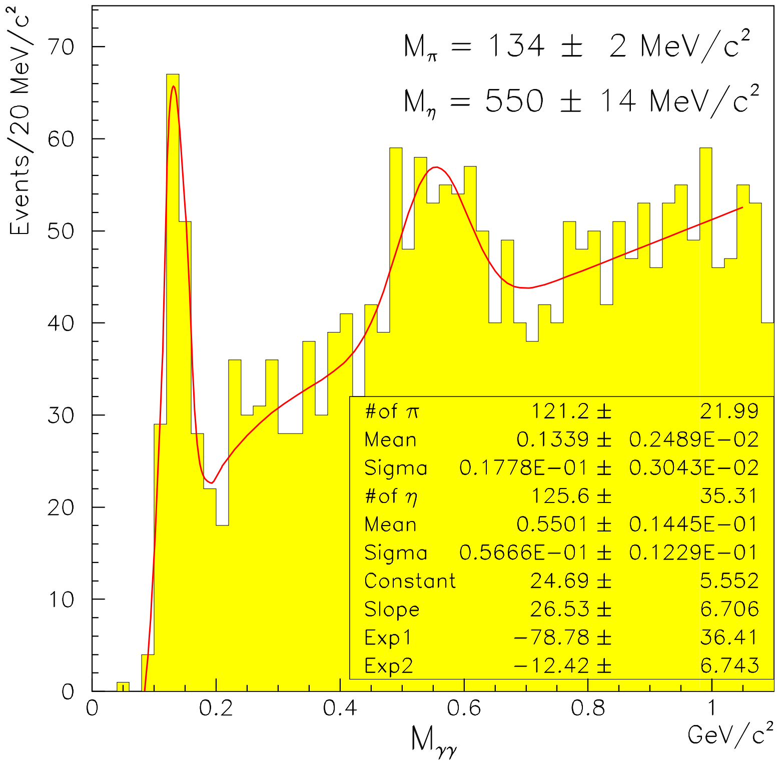


Figura 5.16: *Spettro di massa $\gamma\gamma$ dopo le selezioni di isolamento dei fotoni. I due picchi di segnale sono stati interpolati con delle gaussiane. Le ultime quattro variabili del fit parametrizzano l'andamento del fondo per il quale si è scelta la funzione* $Constant + E \times Slope + Exp1 \times e^{Exp2 \times E}$.

figura 5.18).

5.4.2 Richiesta $E_\gamma > 1$ GeV ed efficienza in CEM-CES

Per la valutazione della efficienza del taglio in energia per i fotoni $E_\gamma > 1$ GeV e dell'efficienza di ricostruzione di questi fotoni nell'apparato CEM-CES si è seguita la procedura adottata in [4]. L'idea guida consiste nel fare nuovamente uso del campione di elettroni di conversione descritto in 5.2.1, confrontando il numero di tracce identificate come elettroni soffici da conversione con il numero di cluster che l'algoritmo di ricostruzione è stato in grado di rivelare nelle torri colpite da tali tracce. Tutto questo quando l'energia misurata nella torre calorimetrica corrispondente risulta essere superiore a 1 GeV. L'applicazione di tale procedura è diretta, ma necessita di una accortezza. L'attraversamento del materiale inerte posto di fronte alle torri calorimetriche riduce in modo più sensibile l'energia dell'elettrone di quella di un fotone di pari energia. La differenza in frazione di energia tra fotone ed elettrone si può scrivere come $\Delta = (E/p)^{photon} - (E/p)^{electron}$: ai fini del calcolo della curva di efficienza per i fotoni, per quanto riguarda questo effetto, un fotone di momento p si comporta come un elettrone con momento corretto $p(1-\Delta)$. Tale funzione è stata valutata con l'utilizzo di QFL confrontando i due campioni di elettroni e fotoni singoli simulati. Il calcolo della efficienza di ricostruzione a questo punto consiste nella creazione di due istogrammi, il primo contiene il momento corretto degli elettroni

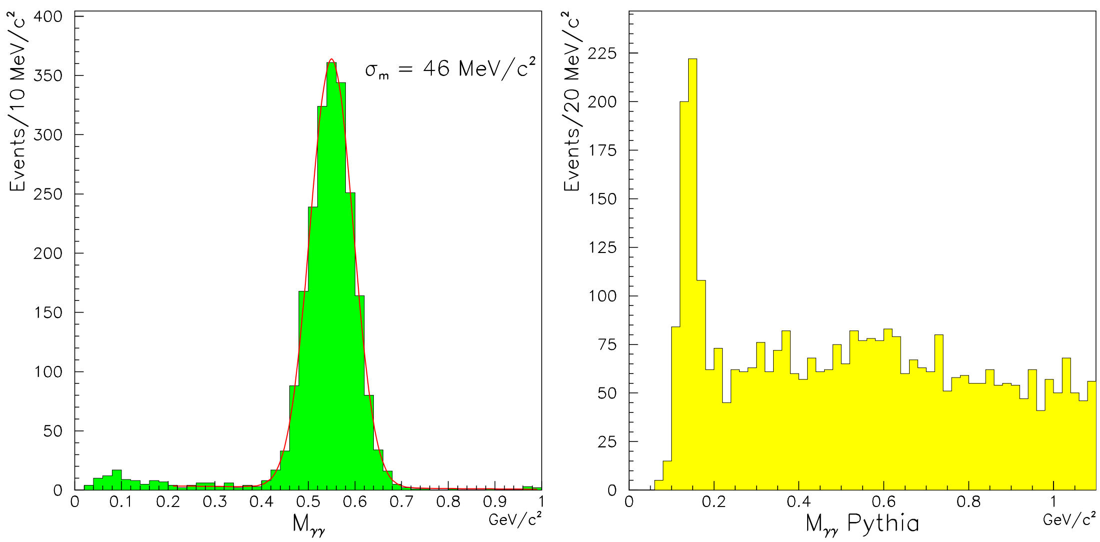


Figura 5.17: *Spettro di massa invariante $\gamma\gamma$ nei due campioni Monte Carlo. La prima figura è data dal campione generato con* BGENERATOR. *La seconda figura presenta il campione generato con* PYTHIA.

incidenti, il secondo solo la frazione per i quali nelle CES sia stato ricostruito un candidato in base all'algoritmo di clustering descritto in 5.1 e per il quale la lettura della torre abbia fornito una energia superiore a 1 GeV. La curva in figura 5.19 è la divisione bin per bin dei precedenti due istogrammi ed è il risultato cercato. È importante rilevare come tale curva fornisca l'efficienza della rivelazione+taglio in funzione del momento della traccia e non della risposta del calorimetro; essendo il momento della traccia misurato con errore trascurabile rispetto alla lettura calorimetrica si può calcolare l'efficienza totale di rivelazione dei fotoni nel canale $B_s \to J/\psi\eta$ semplicemente applicandola allo spettro dei fotoni prima della simulazione del rivelatore. Dal punto di vista operativo si è proceduto alla interpolazione della curva ottenuta mediante una forma funzionale di tipo esponenziale e tale curva continua è stata applicata come curva di efficienza fotone per fotone. La efficienza calcolata sul campione $B_s \to J/\psi\eta$ generato con il Monte Carlo BGENERATOR è $19.7 \pm 0.3\%$, dove l'errore è statistico. Per la stima della sistematica si sono utilizzate varie forme funzionali di interpolazione che forniscono un errore pari a 0.8%.

A questo valore va però applicato un termine correttivo dovuto al fatto che non si è tenuto conto dei fotoni che convertono prima di attraversare il solenoide e che quindi non raggiungono il calorimetro. Gli elettroni utilizzati per la valutazione della efficienza delle CES sono stati infatti ricostruiti nella CTC e quindi devono averla attraversata. Quello che qui si vuole valutare è proprio la probabilità che un fotone converta prima di uscire dalla CTC; per fare questo si è ricorsi ancora al Monte Carlo BGENERATOR e alla simulazione QFL. Si sono selezionati nelle banche del generatore eventi con fotoni di energia superiore a 3 GeV e la cui direzione di propagazione li portasse a cadere al centro di una torre calorimetrica (ad almeno 6 cm dal bordo) e si è quindi applicata la curva di efficienza prima descritta. Per questi eventi si ha ovviamente una efficienza di rivelazione vicina al 100%; sugli stessi eventi si è applicata la simulazione del rivelatore[7] e si è valutato il numero di eventi in cui entrambi i fotoni vengono effettivamente rivelati

[7] La curva di efficienza implementata in QFL è anch'essa in plateau oltre i 3 GeV.

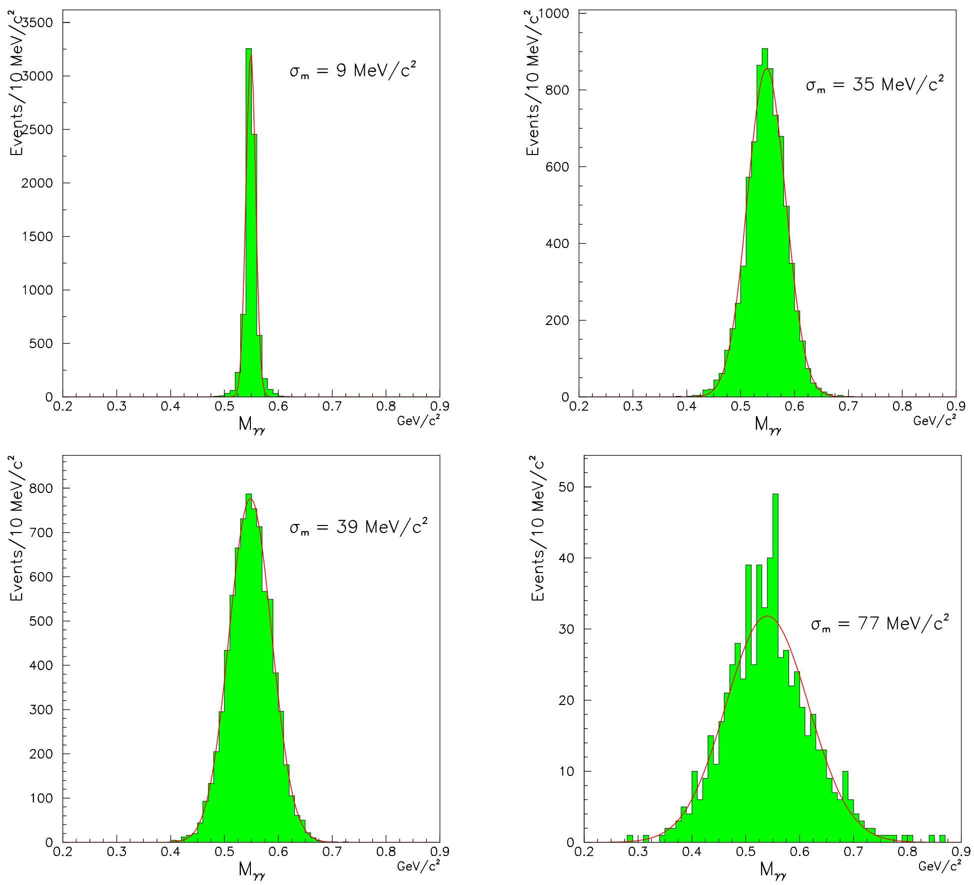


Figura 5.18: *Larghezza della distribuzione in massa invariante $\gamma\gamma$ in funzione delle diverse fonti di errore presenti. La prima figura tiene conto solo dell'errore di posizione nella ricostruzione dei fotoni nelle CES. Si sono attribuiti degli errori di posizione medi $\sigma_X(CES) = 0.4cm$ e $\sigma_Z(CES) = 0.7cm$; tali valori sono stati ricavati dallo studio degli elettroni di conversione. La seconda considera solo la limitata risoluzione in energia delle torri calorimetriche ($\sigma_E = 13.5\%\sqrt{E}$). La terza combina entrambi i contributi. La quarta figura presenta lo spettro di massa invariante per fotoni nella stessa torre. La risoluzione in posizione assunta è ancora $\sigma_X(CES) = 0.4cm$ e $\sigma_Z(CES) = 0.7cm$, la risoluzione in energia è stata assunta essere $\sigma_E/E = 35\%$ come visto in figura 5.3.*

nelle CES. La frazione di fotoni così stimata fornisce una misura della probabilità che i due fotoni non convertano prima di uscire dalla CTC in quanto in QFL è parametrizzata la presenza del materiale presente e sono simulate le conversioni; con la richiesta $E_\gamma > 3$ GeV ci si è disaccoppiati dalle diverse curve di efficienza. Tale valore risulta essere pari a 0.907 ± 0.017.

È possibile anche un calcolo puramente analitico di tale grandezza in quanto la distribuzione del materiale prima della CTC è nota [8] e risulta essere pari a $0.0991 \pm 0.0039 X_0$[8]. In base a tale valore la probabilità di non conversione per una coppia di fotoni risulta essere pari a 0.857 ± 0.005. La differenza tra le due stime viene considerata come sistematica su questa efficienza.

[8] Questo valore contiene anche una media del termine $1/sin(\theta)$ e considera come radiatore anche tutta la CTC.

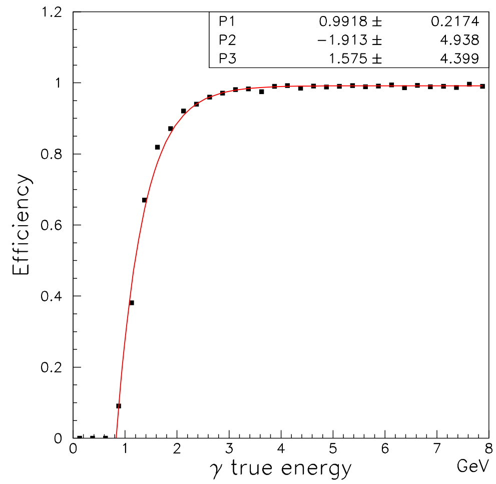


Figura 5.19: *Curva di efficienza di ricostruzione di fotoni dopo la richiesta* $E_\gamma > 1$ *GeV. Le curva interpolante scelta ha forma funzionale* $p_1 - e^{p_2 x + p_3}$.

5.4.3 Richiesta di assenza di traccia

L'algoritmo di ricostruzione dei fotoni richiede l'assenza di tracce puntanti alle torri che contengono i candidati. Il Monte Carlo non è in grado di simulare la complessità dell'evento nella sua interezza e in particolare la molteplicità di tracce presenti nel rivelatore, per questo motivo si è deciso di stimare l'efficienza di tale taglio dai dati stessi. La procedura segue l'idea già adottata in [5] e si basa sulla assunzione che la molteplicità di traccia per evento sia legata all'*underlying event*, e quindi analoga nel campione inclusivo di J/ψ e negli eventi $B_s \to J/\psi\eta$. La procedura si può schematizzare nel seguente modo; schema poi applicato evento per evento.
In eventi reali di J/ψ si considerano anelli in ΔR[9] definiti da $n \times 0.2 < \Delta R < (n+1) \times 0.2$ e centrati nella direzione della J/ψ ricostruita. Si misura quindi la percentuale di torri colpite da almeno una traccia in ogni intervallo, questo fornisce la $\epsilon(R_n)$ in ogni anello. Utilizzando la simulazione Monte Carlo di eventi $B_s \to J/\psi\eta$ si genera un istogramma normalizzato con la distribuzione in ΔR di uno dei fotoni[10], questo fornisce il peso da attribuire ad ognuna delle efficienze calcolate in precedenza dai dati. La media pesata fornisce l'efficienza totale cercata. L'intero calcolo è eseguito utilizzando il metodo della sottrazione delle *sidebands* della J/ψ.
In tabella 5.3 riportiamo i risultati parziali e totali. Il valore trovato per $\epsilon_{NoTrack}$ risulta in ottimo accordo con quello stimato in [5] (0.94 ± 0.02). L'efficienza su entrambi i fotoni è calcolata prendendo semplicemente il quadrato di tale grandezza ed è pari all'0.850 ± 0.006. Un metodo alternativo per calcolare l'efficienza di tale richiesta fiduciale, sempre basato sull'analisi dei dati del campione di J/ψ fa uso ancora una volta del segnale di π^0 ricostruito. Il segnale di π^0 viene ricostruito prima e dopo la rimozione della sola richiesta di assenza di traccia per entrambe le torri: il rapporto dei due segnali ci fornisce direttamente la stima della efficienza cercata. Il loro rapporto fornisce una seconda stima pari a 0.873 ± 0.011 per l'efficienza su entrambi i fotoni. La differenza tra i due metodi viene

[9] $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = \sqrt{(\eta - \eta_{J/\psi})^2 + (\phi - \phi_{J/\psi})^2}$.

[10] I due fotoni ovviamente hanno in media la stessa distribuzione angolare rispetto alla direzione di volo della J/ψ.

ΔR	Inefficiency	MC weight
0.0-0.2	0.103	0.04
0.2-0.4	0.106	0.15
0.4-0.6	0.091	0.24
0.6-0.8	0.072	0.20
0.8-1.0	0.062	0.15
1.0-1.2	0.056	0.13
1.2-1.4	0.053	0.04
1.4-1.6	0.052	0.03
1.6-1.8	0.051	0.02
Average inefficiency = 0.08		
Efficiency = 0.922 ± 0.003		

Tabella 5.3: *Efficienze (1-efficienze) parziali e totale per la richiesta di assenza di traccia nelle torri in cui vengono ricostruiti i fotoni. La prima colonna indica l'intervallo in* ΔR *considerato, la seconda la frazione di torri colpite da almeno una traccia, la terza il peso relativo ricavato da Monte Carlo.*

Efficienze $\gamma\gamma$			
	Eff	Stat	Sys
Accettanza geometrica	0.190	0.001	0.006
Efficienza CEM-CES	0.197	0.003	0.008
Non conversione	0.907	0.017	0.050
NO track	0.850	0.006	0.023
	Eff = $\mathbf{0.0288 \pm 0.0025}$		

Tabella 5.4: *Riassunto efficienze* $\gamma\gamma$.

considerata come stima della sistematica su questa efficienza.

In tabella 5.4 sono riassunte tutte le efficienze in gioco nella rivelazione dei fotoni.

5.5 Il segnale π^0

La presenza di un segnale di π^0 nel campione di difotoni si è rivelata utile in un paio di frangenti.
Per lo studio della efficienza della richiesta di assenza di traccia puntante alla torre non si è fatta alcuna modifica alle selezioni sui fotoni: per lo studio delle dimensioni dei cluster nelle CES invece si è cercato di incrementare il rapporto S/N per il segnale di π^0. Questo è stato fatto utilizzando nuovamente il taglio nella variabile isolamento, richiedendo che $I_E > 0.6$ in quanto tale valore appare garantire un buon guadagno in S/N senza impoverire eccessivamente la statistica. Contemporaneamente sono state rilasciate altre richieste: sono stati considerati gli eventi selezionati da tutti i trigger e non si è applicata nessun taglio sul momento trasverso dei μ. Lo spettro risultante è presentato in figura 5.20. Il campione così selezionato è formato si circa 2100 π^0 con un rapporto $S/N \approx 2.3$.
I fotoni così selezionati presentano però una caratteristica che ne limita il campo di utiliz-

zo. Il limite è sostanzialmente legato alla massa del pione neutro, $m_{\pi^0} = 135\,\mathrm{MeV/c^2}$, pari a circa 1/4 della massa della η; questo comporta che l'angolo di apertura dei fotoni sia in media ridotto circa dello stesso fattore. La apertura angolare per i due fotoni è infatti data approssimativamente da $\Theta^2_{\gamma\gamma} \approx M^2/E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}$; per fotoni di $E_\gamma > 1$ GeV si ha un angolo di apertura massimo di circa 0.14 radianti, che a una distanza di 184 cm (raggio a cui si trovano le CES) equivale a una distanza di 26 cm, corrispondente circa alla metà della larghezza in X di una torre e a circa la lunghezza in Z della torre stessa. Per questo motivo i fotoni che vengono ricostruiti in torri separate finiscono tendenzialmente in prossimità dei bordi $r-\phi$ delle torri stesse, come evidenziato in figura 5.21, che mostra la distribuzione della X locale dei fotoni di π^0 nelle CES. Questo fenomeno, oltre a impoverire il campione ricostruito, ne modifica lo spettro di massa invariante favorendo gli angoli di apertura maggiori, e quindi masse maggiori, rendendolo inutilizzabile per operazioni di calibrazione.

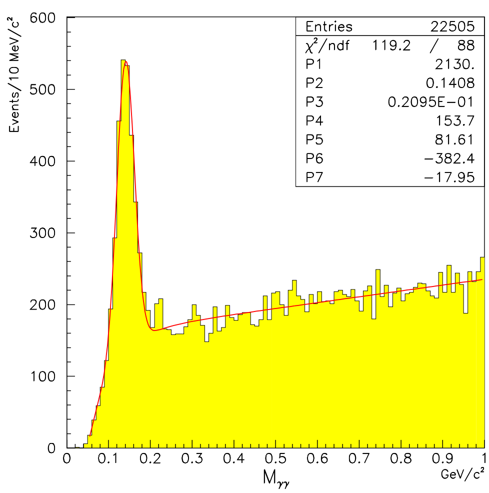


Figura 5.20: *Massa invariante $M_{\gamma\gamma}$ dopo le selezioni ottimizzate per il π^0.La funzione interpolante il picco è una gaussiana (p_1=area,p_2=media,p_3=sigma), per il fondo si è scelta una forma funzionale data da $p_4 + p_5 \cdot x + p_6 \cdot e^{p_7 \cdot x}$.*

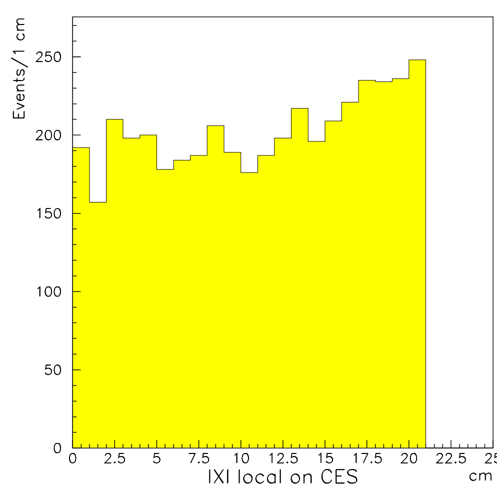


Figura 5.21: *Valore assoluto della posizione locale $|X_{loc}|$ nelle CES per fotoni sotto il picco del π^0. È visibile l'accumulo in prossimità del bordo. Questa figura è stata ottenuta mediante il metodo di sottrazione delle* sidebands*; in questo caso il campione di fondo da utilizzare per la sottrazione è stato selezionato solo a destra del picco di massa del π^0.*

Bibliografia

[1] R. M. Harris, R. Blair, S. Kuhlmann, "Ces Response and Chisquared for 1990 Testbeam Electrons" **CDF** internal note **1432**, (Apr 1991)
R. M. Harris, "Definition of CES χ^2" **CDF** internal note **1329**, (Jan 1991)

[2] K. Yasuoka, S. Mikamo, T. Kamon, A. Yamashita, CDF NW Wedge Group, "Response Maps of the CDF Central Electromagnetic Calorimeter with Electrons", *FERMILAB-PUB* **87/175**, (Aug 1987)
Nucl.Instrum.Meth A **267**, 315-329 (1988)

[3] N. Solomey, A. Wicklund, "Study of Electromagnetic Showers In the CDF Central Electromagnetic Calorimeter" **CDF** internal note **247**, (Jun 1987)
S. Hahn *et al.*, "Calibration of the CDF Central Electromagnetic Calorimeter", **CDF** internal note **281**, (Jun 1987)
Nucl.Instrum.Meth A **267**, 351 (1988)

[4] D. Benjamin, V. Papadimitriou, A. Sansoni, M. Shapiro, A. Yagil, "Production of J/Ψ from χ_c decays at CDF", **CDF** internal note **3123**, (Apr 1995)
F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), "Production of J/Ψ Mesons from χ_c Meson Decays in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, *Phys.Rev.Lett.* **79**, 578 (1997)

[5] D. Benjamin, W. Hao, V. Papadimitriou, A. Sansoni, S. Tkaczyk, "Production of $\Upsilon(1P)$ from χ_b decay", **CDF** internal note **4392**, (Nov 1997)

[6] M. Tanaka, R. Oishi, Y. Seiya, "Search for $B_d \to K^{*0}\gamma$ and $B_s \to \phi\gamma$ Using γ Conversions", **CDF** internal note **4804**, (Feb 2000)

[7] K. Hagiwara *et al.*, "Review of Particle Physics", *Phys. Rev. D* **66**, 010001 (2002)

[8] A. B. Wicklund, "Determination of CDF Inner Detector Material Using Conversion Electrons", **CDF** internal note **2899**, (Dec 1994).

Capitolo 6

Ricostruzione dei segnali di B_s e B_u

6.1 Introduzione

Una volta ricostruiti i 4 corpi candidati a formare l'evento $B_s \to J/\psi\eta \to \mu\mu\gamma\gamma$ si pone il problema di ricostruire il B_s. Il metodo da seguire consiste ovviamente nel calcolare la massa invariante a 4 corpi e cercare nello spettro un eccesso in prossimità del valore di massa 5.369 GeV/c^2. In figura 6.1 viene presentato lo spettro di massa invariante $\mu\mu\gamma\gamma$.

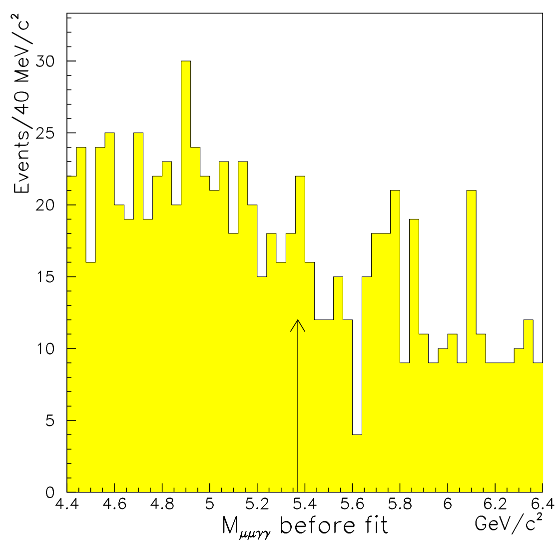


Figura 6.1: *Massa invariante $M_{\mu\mu\gamma\gamma}$ prima del fit cinematico.*

Questo metodo di calcolo della massa invariante non tiene però conto delle ulteriori informazioni che la fisica del decadimento fornisce. Il sistema dei due muoni, oltre ad avere le due tracce provenienti da un medesimo vertice, deve avere massa invariante pari a quella della J/ψ; i due fotoni devono anch'essi avere massa invariante a 2 corpi pari a quella della η. Queste informazioni possono essere integrate nel calcolo della massa invariante mediante la procedura del *fit cinematico*.
In sezione 4.3 si è visto un esempio di fit cinematico in cui le due tracce venivano costrette a provenire da un medesimo vertice, appunto un fit *vertex-constrained*. Questa procedura ha dimostrato di fornire un notevole miglioramento nella risoluzione della massa invariante ricostruita e quindi del rapporto S/N.

Gli algoritmi che implementano un fit cinematico possono essere molto diversi a seconda della situazione e anche molto complessi; tuttavia l'idea che soggiace a tali procedure è comune a tutte e in linea di principio relativamente semplice. Un algoritmo di interpolazione ai minimi quadrati cerca il minimo di una funzione, il χ^2, variando una serie di m parametri all'interno di uno spazio m-dimensionale. Un fit cinematico procede allo stesso modo, questa volta però il minimo del χ^2 viene cercato in una sottovarietà dello spazio dei parametri, definita dai vincoli che si impongono. La presenza di r vincoli riduce lo spazio dei parametri a una varietà $(m-r)$-dimensionale, all'interno della quale le richieste cinematiche (come possono essere un vertice comune, una massa invariante definita, etc.) sono soddisfatte per costruzione. Determinare il minimo del χ^2 all'interno di questa varietà fornisce il risultato cercato. A valle del fit cinematico i parametri assumono quindi valori per cui i vincoli sono soddisfatti esattamente. La risoluzione finita delle grandezze in gioco vengono automaticamente prese in considerazione nel χ^2 calcolato, da cui dipende la verosimiglianza del risultato.

6.2 Il fit cinematico al processo $J/\psi\eta$

Per un largo spettro di fit cinematici con tracce cariche viene comunemente usato a CDF un codice (`CTVMFT`, vedi per es. 4.3, 5.2.1) che però non consente di introdurre particelle neutre nel fit; si è quindi reso necessario l'utilizzo di un programma scritto ad hoc per gestire due tracce più due fotoni.

Il codice è basato su un algoritmo descritto in [1], tale algoritmo è in buona sostanza una interpolazione ai minimi quadrati in cui la ricerca del minimo vincolato del χ^2 avviene tramite una linearizzazione delle equazioni $\partial\chi^2/\partial\alpha_i = 0$ nello spazio dei parametri α_i. Non si tratta quindi di un fit iterativo. Una descrizione accurata della procedura è presentata in appendice.

Il corretto funzionamento del fit è stato verificato sui campioni di Monte Carlo; in figura 6.2 si vede come nel campione Monte Carlo di puro segnale generato con BGENERATOR il miglioramento nella risoluzione sia notevole, pari a un fattore 2.1.
La stessa procedura di fit è stata applicata al campione Monte Carlo generato con PYTHIA e si nota come la differenza di risoluzione permette di porre in evidenza un segnale altrimenti non visibile (figura 6.3).

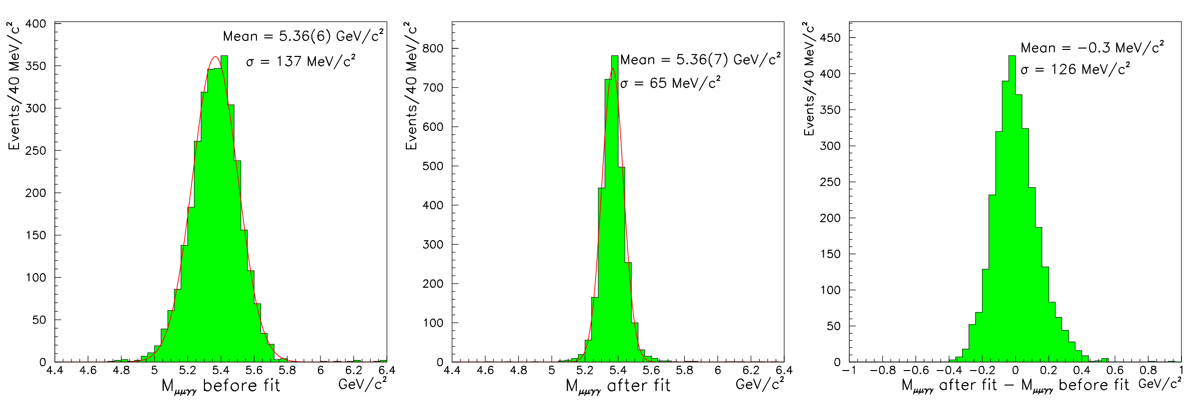


Figura 6.2: *Massa invariante $M_{\mu\mu\gamma\gamma}$ prima e dopo il fit cinematico e differenza di massa per il campione Monte Carlo generato con Bgen.*

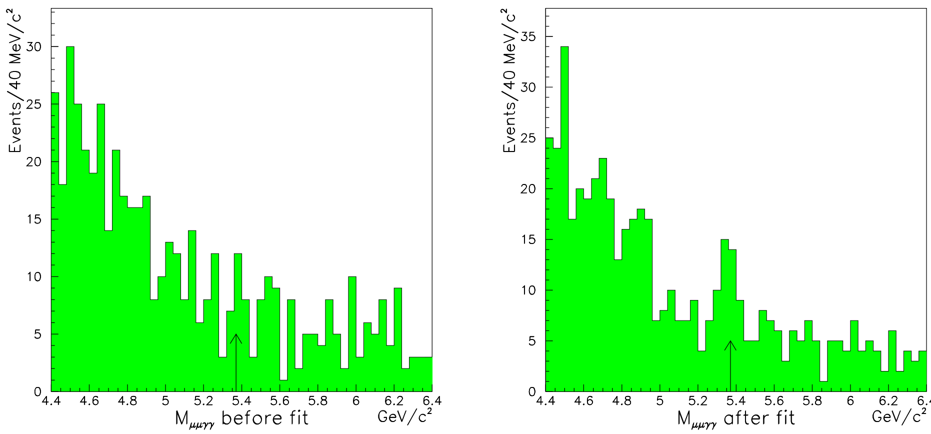


Figura 6.3: *Massa invariante $M_{\mu\mu\gamma\gamma}$ prima e dopo il fit cinematico per il campione Monte Carlo generato con Pythia.*

6.3 Ricostruzione del segnale $J/\psi K^{\pm}$

Dopo aver selezionato il campione di J/ψ si ricerca nell'evento un kaone carico tale da ricostruire un candidato $B^{\pm}$. Il rivelatore CDF manca di un apparato di identificazione di particelle in grado di discriminare tra π o K carichi e quindi per la ricerca del decadimento $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ tutte le tracce che vengono ricostruite, e che passano tagli di qualità che verranno ora definiti, devono essere considerate come candidati K. La procedura di selezione segue quella impiegata in [2] e viene qui riassunta.

6.3.1 Criteri di qualità sulle tracce

Le richieste di qualità che vengono usualmente utilizzate a CDF hanno lo scopo di ridurre il fondo proveniente da una cattiva tracciatura e di selezionare tracce i cui parametri siano misurati con precisione.
La prima richiesta, già applicata alle tracce dei μ, impone che nella interpolazione della traccia siano stati utilizzati almeno 2 *superlayer* con almeno 4 *hit* nella vista $r-\phi$, mentre in vista z ancora 2 *superlayer* con almeno 2 *hit*.[1]
Anche se è possibile ricostruire tracce con momenti trasversi fino a ~ 250 MeV/c^2, per questo studio non c'è alcuna necessità di spingersi così in basso e si è deciso di considerare solo tracce con $P_T > 800$ MeV/c. Tale scelta è stata operata in [2] in quanto sopra tale valore la efficienza di tracciatura è costante.

[1] Questo rispecchia la struttura della CTC che presenta 12 *layer* per *superlayer* in vista $r-\phi$ e 6 *layer* per *superlayer* in vista z.

[2] Per $P_T < 250$ MeV/c la ricostruzione delle tracce diventa infatti difficoltosa in quanto queste hanno raggio di curvatura così piccolo da formare dei *loop* all'interno del rivelatore e rilasciare un gran numero di *hit* negli strati più interni della CTC.

Una ulteriore richiesta sulla qualità delle tracce è legata al valore (assoluto) della pseudorapidità delle stesse. Per valori elevati la traccia esce dalla CTC prima di aver attraversato tutti i *layer* e quindi ha minore probabilità di dar luogo al numero minimo di *hit* necessari per la ricostruzione, con conseguente diminuzione della efficienza e della qualità della traccia. Si è per questo deciso di ridurre l'accettanza in pseudorapidità applicando un taglio sul raggio di uscita della traccia dalla CTC; per la precisione si calcola la posizione della intersezione della traccia con i piani che delimitano la CTC in direzione z ($Z_{end-plates} = \pm 160$ cm) e si richiede che la sua distanza dalla linea di fascio soddisfi $R^{CTC}_{Exit} > 110$ cm. Questo non corrisponde a richiedere che la traccia attraversi tutti e nove i *superlayer* (questo si ottiene con $R^{CTC}_{Exit} > 132$ cm), ma solo i primi 6; tale richiesta seleziona comunque un set di tracce con un numero di punti di misura nella CTC tale da garantire l'omogeneità del campione di tracce in termini di risoluzione in momento e senza ridurre drasticamente la accettanza geometrica.

Con le tracce selezionate secondo questi criteri si formano i candidati $B^{\pm}$; il fondo combinatorio risulta essere elevato in quanto non vi è a CDF un sistema di identificazione di particelle cariche. Tale fondo può essere comunque abbattuto in quanto le particelle cariche provenienti da interazione $p\overline{p}$ hanno uno spettro in P_T che decresce molto rapidamente se confrontato con quello dei kaoni prodotti nel decadimento $B^{\pm} \rightarrow J/\psi K^{\pm}$(figura 6.4). Imporre un taglio in P_T risulta un metodo efficiente di incrementare il rapporto S/N; in analogia con quanto fatto in [2] si richiede $P_T(K) > 1.25$ GeV/c.
L'efficienza di ricostruzione del candidato K così selezionato è stata valutata mediante il Monte Carlo BGENERATOR ed utilizzando le indicazioni in [3]; il valore calcolato risulta pari a $\epsilon_K = 0.452 \pm 0.016$.

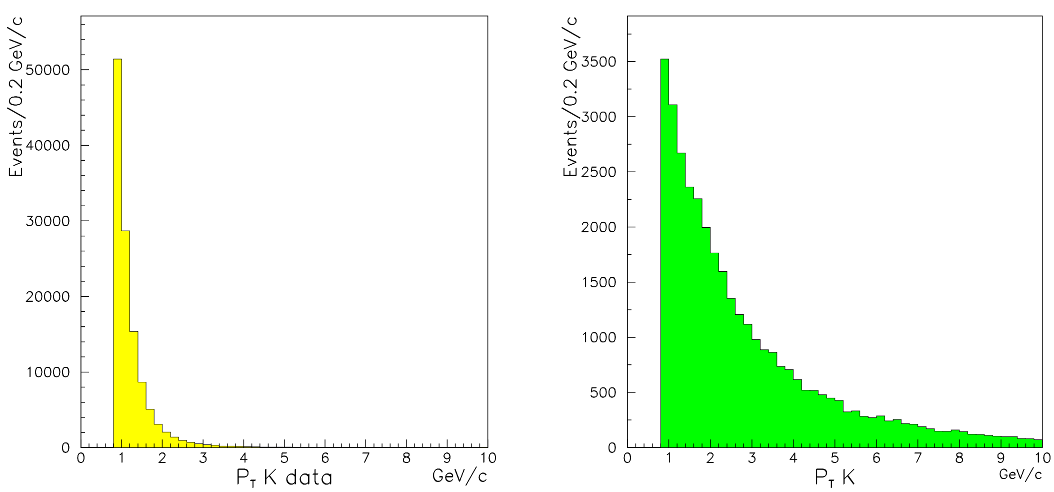


Figura 6.4: *Spettro in P_T per le tracce ricostruite dopo le richieste $R^{CTC}_{Exit} > 110$ cm e $P_T > 0.8$ GeV/c. Il grafico a sinistra presenta lo spettro del fondo di particelle cariche ricostruito nei dati; quello a destra mostra lo stesso spettro per le tracce ricostruite nel campione $B^{\pm} \rightarrow J/\psi K^{\pm}$ generato con Bgen e completamente simulato e ricostruito.*

6.3.2 Fit cinematico $\mu\mu K$

Per ricostruire il decadimento $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$, i muoni che formano il candidato J/ψ e il candidato K sono combinati mediante l'uso di un fit cinematico (`CTVMFT`) a tre tracce. Vengono imposti due vincoli al fit. Il primo è che tutte e tre le tracce provengano da un medesimo vertice di decadimento; il secondo che la massa invariante dei due muoni coincida con il valore della massa della J/ψ[3].
La applicazione di questa procedura incrementa notevolmente la risoluzione e quindi il rapporto S/N nello spettro di massa invariante $\mu\mu K$. Questo algoritmo applicato al campione Monte Carlo mostra un miglioramento in risoluzione pari a un fattore 2.5, come si vede in figura 6.5.

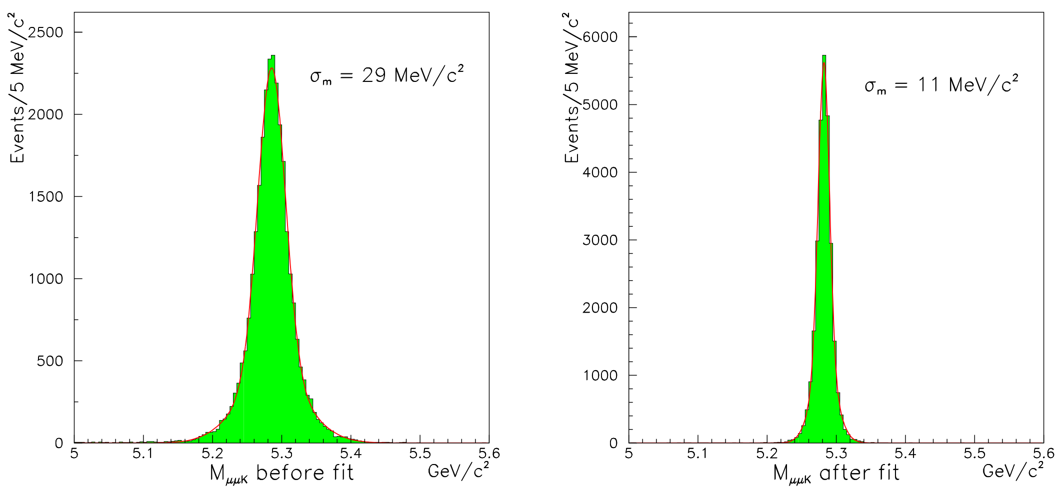


Figura 6.5: *Massa invariante $M_{\mu\mu K}$ prima e dopo il fit cinematico nel Monte CarloBgen. La curva interpolante scelta è una doppia gaussiana e la larghezza è calcolata come la media pesata delle due dispersioni.*

Un analogo miglioramento è visibile anche nel campione di dati, che non mostrano un segnale di $B^{\pm}$ prima del fit, mentre un picco in corrispondenza della massa attesa è evidente a valle del fit medesimo (figura 6.6).

6.4 Il calcolo del tempo di volo

Le procedure di ricostruzione dei canali $B_s \to J/\psi\eta$ e $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ non hanno fino ad ora tenuto conto di una caratteristica peculiare dei mesoni B che può essere sfruttata con il rivelatore CDF per ridurre il fondo e migliorare il rapporto S/N.
I mesoni B hanno una vita media τ superiore a 1 ps ($\tau(B_s) = 1.461 \pm 0.057$ps, $\tau(B_u) = 1.674 \pm 0.018$ps [3]), questo corrisponde a un $c\tau \sim 500\mu$m; i mesoni B ricostruiti hanno un momento trasverso $\gtrsim 5$ GeV/c e quindi ci si attende che presentino un vertice di decadimento in media spostato di $c\tau \sim 500\mu$m rispetto al vertice primario. In figura 6.7 si vede in particolare la proiezione sul piano xy di tale distanza di volo per il mesone B_s.

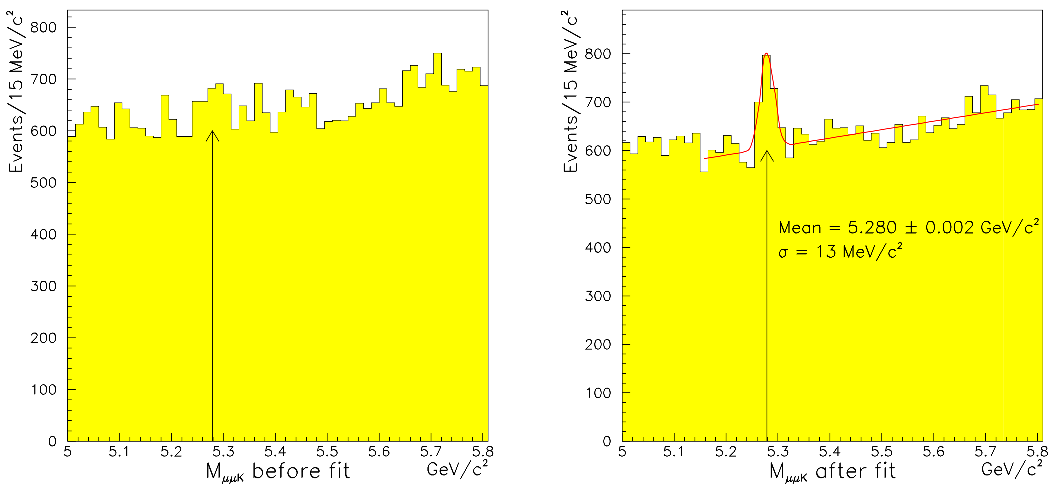


Figura 6.6: *Massa invariante $M_{\mu\mu K}$ prima e dopo il fit cinematico nel campione di dati. La differenza di risoluzione riesce a porre in evidenza un segnale appena percettibile prima della interpolazione.*

Poichè la vita media della J/ψ è circa 8 ordini di grandezza inferiore a quella dei B, la sua distanza di volo può essere trascurata e quindi si può considerare (come è stato già fatto in fase di fit cinematico) il vertice di decadimento del mesone B quello dal quale si dipartono le tracce dei due μ.
La grandezza che viene comunemente considerata non è però la distanza di volo (proiettata nel piano xy) del mesone, ma il tempo di decadimento misurato nel sistema di riferimento della particella, moltiplicato per la sua velocità. Questa grandezza è nota con il nome di *lunghezza di volo propria* e una sua utile definizione è data da[3]:

$$c\tau(B) = \frac{\vec{L}_{xy} \cdot \vec{P}_T(B) M_B}{P_T^2(B)}$$

dove $\vec{L}_{xy} = \vec{R}_{Transverse}(SecVertex) - \vec{R}_{Transverse}(PrimVertex)$ è la proiezione nel piano xy del vettore congiungente il vertice primario e secondario. Tale scrittura ha il pregio di non richiedere informazioni sulle componenti z dell'impulso e soprattutto dei valori di tale coordinata dei vertici primario e secondario, ricordiamo infatti che il rivelatore di vertice a microstrisce SVX esegue misure solo nel piano trasverso.

6.4.1 Fattorizzazione del $c\tau$

In tutto ciò è importante non perdere di vista la strategia di analisi qui adottata: il confronto tra i due canali $B_s \to J/\psi\eta$ e $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ per il calcolo del *branching ratio* $\mathcal{B}(J/\psi \to \mu\mu)$. Per questo motivo è utile riprendere la scrittura $c\tau = \frac{L_{xy}}{(\beta\gamma)_T}$. Questa

[3] È utile per il prosieguo della discussione evidenziare brevemente come si giunge a tale formula. Sia τ la vita media nel sistema della particella, nel sistema del laboratorio la vita media osservata è $\gamma\tau$, la lunghezza di volo quindi $L = v\gamma\tau = \beta\gamma c\tau$, da ciò $c\tau = \frac{L}{\beta\gamma} = L_{xy} \cdot \frac{1}{(\beta\gamma)_T} = L_{xy} \cdot \frac{M}{P_T}$. Riscrivendo quest'ultima come $c\tau = \frac{\vec{L}_{xy} \cdot \vec{P}_T M}{P_T^2}$ la formula acquisisce maggiore capacità di reiezione del fondo, mentre mantiene lo stesso valore per il segnale, in quanto richiede la coicidenza di direzione tra $\vec{L}_{xy}$ e $\vec{P}_T$ per essere positiva.

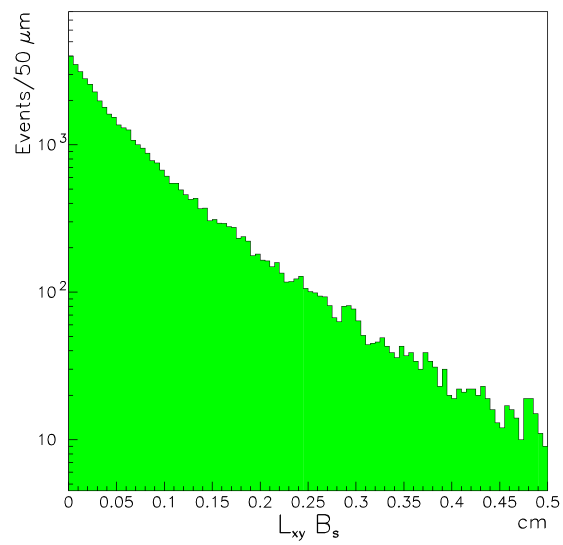


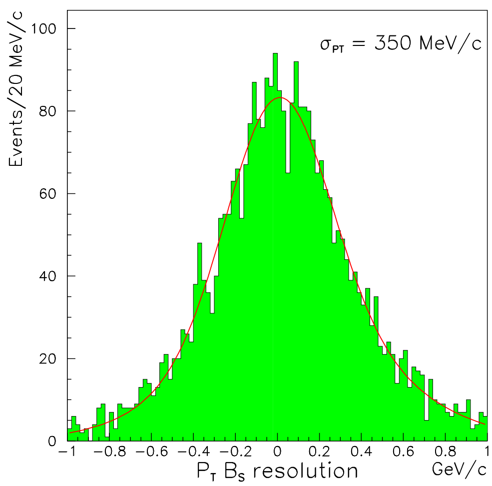
Figura 6.7: *Distribuzione di L_{xy} per il canale $B_s \to J/\psi\eta$ calcolata come proiezione sul piano xy della distanza tra vertice primario e secondario. Il campione Monte Carlo utilizzato è quello generato con il Monte Carlo* BGENERATOR.

formula evidenzia i due potenziali contributi di errore alla misura della distanza di volo. Il primo dei due è sostanzialmente legato alla risoluzione sulla posizione del vertice primario, ricostruito tramite la posizione della linea di fascio e del vertice secondario, ricostruito tramite un fit cinematico sui μ della J/ψ. La seconda fonte di errore deriva dalla conoscenza del P_T del mesone ricostruito.
La risoluzione sulla grandezza L_{xy} è attesa essere la stessa nei due canali in quanto gli algoritmi di ricostruzione del vertice primario e secondario sono identici. La simulazione Monte Carlo fornisce infatti per entrambi i canali una risoluzione di circa 60 μm.
Discorso ben diverso vale per la seconda grandezza, il P_T. Nel caso del canale $B_s \to J/\psi\eta$ il mesone viene per l'appunto ricostruito dalle 4 particelle $\mu\mu\gamma\gamma$, due delle quali (i fotoni) con risoluzione in momento limitata ($\sigma(E)/E \simeq 13.5\%/\sqrt{E_T}$); nel canale $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ viceversa il mesone viene ricostruito da 3 tracce cariche ricostruite tutte nella CTC e che quindi consentono una ricostruzione accurata in massa e momento del B_u. La presenza dei due contributi viene evidenziata dalla scrittura [5]:

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau_B} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L_{xy}^B}{L_{xy}^0}\right)^2 + \left(\frac{\tau}{\tau_B}\frac{\Delta P_T}{P_T}\right)^2} \qquad \text{dove} \qquad L_{xy}^0 = P_T/m_B \cdot c\tau_B$$

In figura 6.8 si vedono le risoluzioni assolute in P_T per i due canali.

Va però evidenziato che la stessa simulazione Monte Carlo che ha indicato le analogie e le differenze in risoluzione per le variabili L_{xy} e P_T nei due canali fornisce una stima sulla risoluzione in $c\tau$ sostanzialmente uguale per il B_s e per il B_u. Questo perché il contributo all'errore sul $c\tau$ dovuto alla stima di L_{xy} è dominante.
Nel seguito si è tuttavia conservativamente scelto di far uso una variabile che non sia soggetta a potenziali problemi di differente risoluzione e che contemporaneamente mantenga la struttura del $c\tau$ sopra definito.



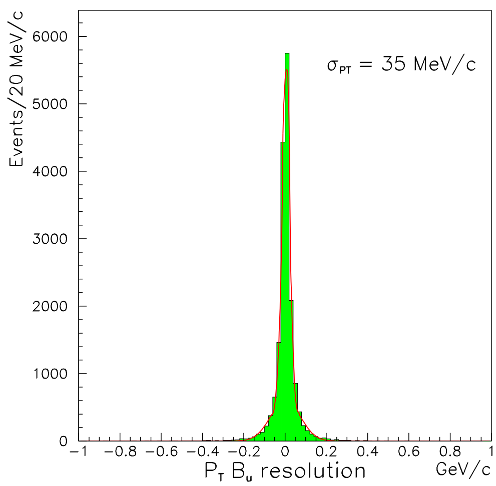


Figura 6.8: *Risoluzioni assolute per il $P_T(B)$. La risoluzione è valutata confrontando la variabile P_T prima (banche del generatore) e dopo la ricostruzione nel campione nei campioni Monte Carlo generati con* BGENERATOR. *La risoluzione del sistema $\mu\mu\gamma\gamma$ (sinistra) risulta inferiore di un ordine di grandezza rispetto a quello $\mu\mu K$ (destra).*

6.4.2 $c\tau^*(J/\psi)$

Nella precedente sezione si sono evidenziate delle caratteristiche della variabile $c\tau(B)$ che possono presentare delle difficoltà nel momento in cui si cerchi di effettuare un taglio su questa grandezza e si vada a valutare il rapporto delle efficienze nei due canali $B_s \to J/\psi\eta$ e $B^\pm \to J/\psi K^\pm$.
La soluzione adottata per aggirare questo problema consiste nel definire una nuova variabile, che verrà indicata con $c\tau^*(J/\psi)$ o semplicemente $c\tau^*$, in questo modo:

$$c\tau^*(J/\psi) = \frac{\vec{L}_{xy} \cdot \vec{P}_T(J/\psi) M_{J/\psi}}{P_T^2(J/\psi)}$$

Come si vede questa grandezza fa uso di informazioni che possono essere ricavate esclusivamente dalla ricostruzione della J/ψ e mantiene quindi il medesimo comportamento nei due canali. In figura 6.9 si vedono le distribuzioni di tale variabile nei dati e nel Monte Carlo $B_s \to J/\psi\eta$ generato con Bgen.

Una potenziale obiezione che si può avanzare alla definizione di $c\tau^*$ è la non coincidenza tra le due possibili scritture $c\tau^*(J/\psi) = \frac{\vec{L}_{xy} \cdot \vec{P}_T(J/\psi) M_{J/\psi}}{P_T^2(J/\psi)}$ e $c\tau'(J/\psi) = \frac{L_{xy} M_{J/\psi}}{P_T(J/\psi)}$ che non hanno più ragione di essere ritenute uguali per il segnale in quanto il termine $\vec{L}_{xy}$ mantiene la direzione del mesone B, mentre $\vec{P}_T(J/\psi)$ quello della J/ψ che deve per forza di cose essere diversa effettuando un confronto tra queste due grandezze nel campione di Monte Carlo BGENERATOR per il canale $B_s \to J/\psi\eta$ a livello di banche di generazione si vede come la differenza relativa sia in media attorno all' 1% e comunque quasi sempre inferiore al 5% (figura 6.10); poiché gli errori sulla misura di L_{xy} sono superiori di circa un ordine di grandezza rispetto alla media, questa sottostima sistematica può essere trascurata[4].

[4]Per il canale $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ la differenza relativa è addirittura inferiore.

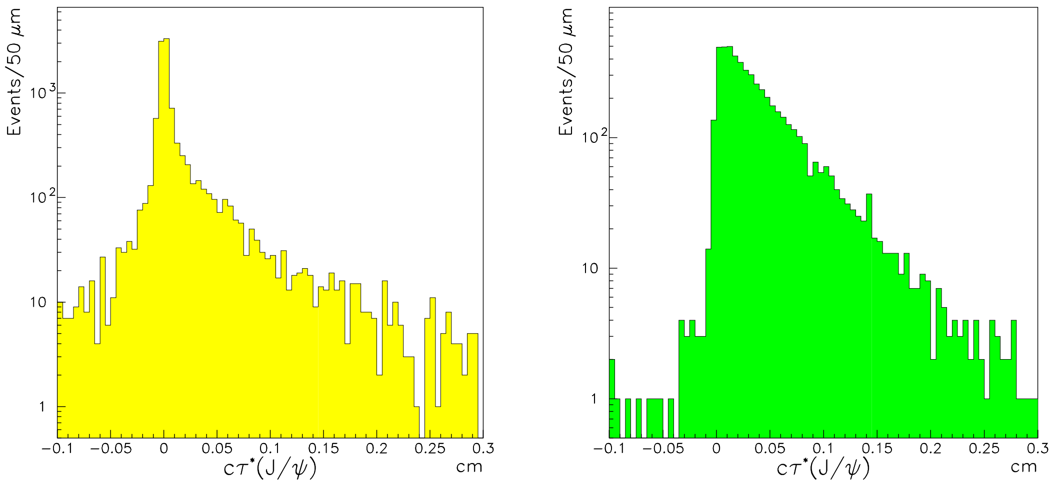


Figura 6.9: *Distribuzioni $c\tau^*(J/\psi)$ per dati e Monte Carlo*BGENERATOR. *I dati evidenziano una presenza consistente di eventi con J/ψ* prompt. *La variabile $c\tau^*$ è quindi un utile strumento per abbattere questo tipo di fondo.*

Definita la variabile, resta da decidere a quale valore tagliare. La decisione verrà presa dopo uno studio di ottimizzazione che è descritto nel prossimo capitolo. La figura 6.11 mostra la relazione tra $c\tau^*(J/\psi)$ e $c\tau(B)$ per il campione Monte Carlo di $B_s \to J/\psi\eta$ e suggerisce come valore indicativo 90 μm in analogia con un taglio a 100 μm sulla variabile $c\tau(B)$. La stessa richiesta è stata applicata al canale di riferimento $B^\pm \to J/\psi K^\pm$.

6.4.3 Altre richieste cinematiche

Taglio in P_T della J/ψ

Il confronto tra i due grafici di figura 6.9 evidenzia come la variabile $c\tau$ (o $c\tau^*$) utile per discriminare il processo di decadimento di un mesone B rispetto al fondo di eventi $p\overline{p}$.

Una seconda variabile che può portare a un notevole guadagno in termini di rapporto S/N è il momento trasverso del candidato B. Confrontando le figure degli spettri in P_T per i candidati mesoni B_s si ha conferma di tale ipotesi. Il segnale presenta un momento trasverso in media superiore al fondo combinatorio (figura 6.12).

Tuttavia alla luce della discussione svolta in 6.4.1 e in base alla figura 6.8 appare chiaro come un taglio su questa variabile in entrambi i canali $B_s \to J/\psi\eta$ e $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ possa condurre a difficoltà nella valutazione delle efficienze relative a causa della notevole differenza di risoluzione con la quale viene misurata nei due casi. Il candidato naturale a sostituire questa grandezza è ovviamente il momento trasverso delle J/ψ che essendo appunto ricostruito a partire solamente dalla coppia di muoni non è affetto da tale problematica.

Anche per questa grandezza si è proceduto ad una ottimizzazione del taglio, come descritto nel prossimo capitolo; in attesa della scelta del valore migliore si è applicato un taglio $P_T(J/\psi) > 5.0$ GeV/c che corrisponde approssimativamente a richiedere $P_T(B) > 6.0$ GeV/c, come fatto per il canale di riferimento in [2].

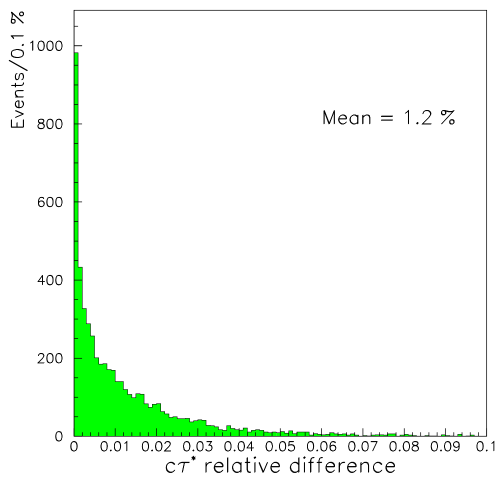


Figura 6.10: *Differenza relativa* $\frac{c\tau' - c\tau^*}{c\tau'}$ *per il tempo di volo della* J/ψ *nel canale* $B_s \to J/\psi\eta$.

A valle delle richieste $c\tau^*(J/\psi) > 90$ μm e $P_T(J/\psi) > 5.0$ GeV/c le distribuzioni degli spettri di massa invariante nei due canali $B_s \to J/\psi\eta$ e $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ appaiono notevolmente impoveriti in statistica. Si vede un evidente guadagno in termini di rapporto S/N per il canale di riferimento $B^\pm \to J/\psi K^\pm$, mentre non vi è alcuna evidenza di segnale di B_s. La figura 6.13 riporta queste distribuzioni dopo i rispettivi fit cinematici. La figura 6.14 mostra la distribuzione di massa per il campione $B_s \to J/\psi\eta$ generato con BGENERATOR.

Isolamento del mesone B

Una delle caratteristiche della frammentazione dei mesoni B è la loro tendenza a mantenere una grossa frazione del momento iniziale del quark b genitore. Questo si riflette in un impoverimento di particelle di momento rilevante in un cono attorno alla direzione del mesone B generato. Tale peculiarità permette di costruire variabili in grado di caratterizzare eventi di B rispetto al fondo dovuto a prodotti di frammentazione, interazioni multiple e *underlying event*. Queste variabili sono state studiate a CDF [6] in diversi canali di fisica che coinvolgevano i mesoni B. Uno di questi è proprio il canale di riferimento $B^\pm \to J/\psi K^\pm$.
La grandezza che viene qui presa in considerazione si può definire come "isolamento in P_T" del B.
Per definire questa variabile si considera un cono di ampiezza $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 1.0$ centrato nella direzione di propagazione del mesone B e si selezionano tutte le tracce contenute in questo cono, non facenti parte del decadimento del B e originate dalla stessa collisione p$\overline{\text{p}}$, come garantito dalla richiesta $|z_0 - z_B| < 5$ cm[5]. Si indichi con $P_T(B)$ il momento trasverso del mesone B e sia $P_T(i)$ quello della i-esima traccia, se $\sum_i^{cone} P_T(i)$ è

[5] Con z_0 e z_B si intende la coordinata z del punto di massimo avvicinamento della traccia all'asse del rivelatore rispettivamente per la traccia e per il mesone B.

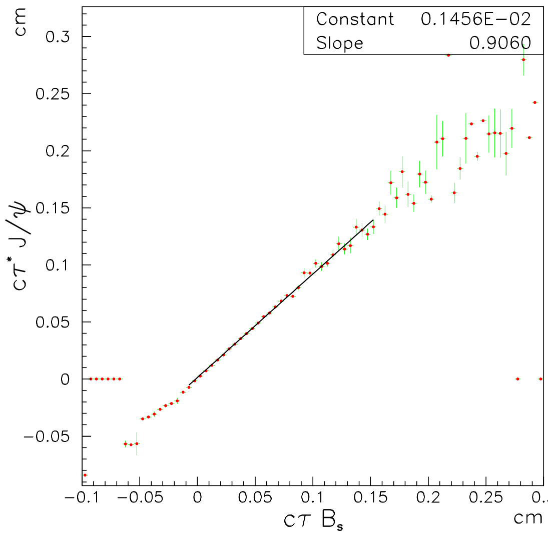


Figura 6.11: *Relazione tra* $c\tau(B)$ *e* $c\tau^*(J/\psi)$*; questa distribuzione suggerisce un taglio preliminare a 90* μm *in analogia con un taglio a 100* μm *sulla variabile* $c\tau(B)$*.*

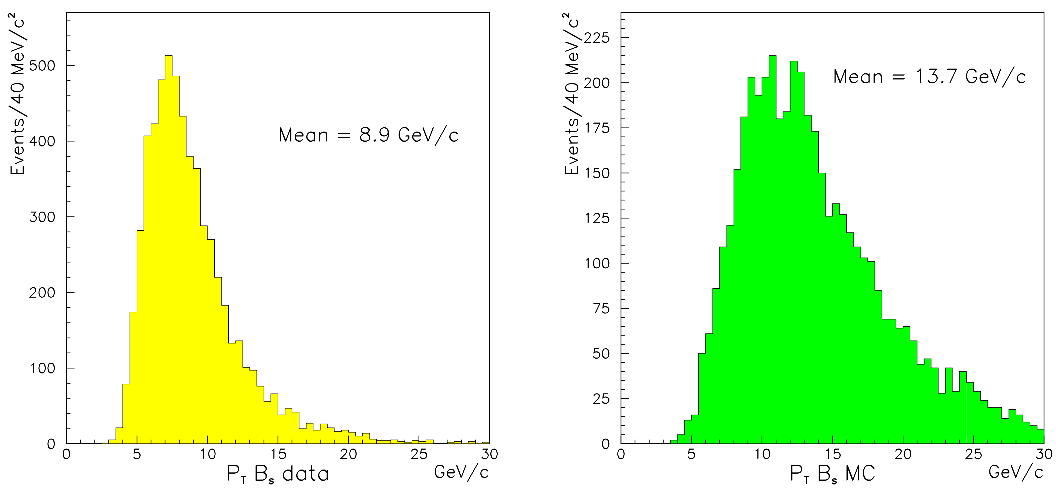


Figura 6.12: *Distribuzioni* $P_T(B_s)$ *per dati e Monte Carlo.*

la somma scalare dei momenti trasversi delle particelle contenute nel cono, allora

$$I_{P_T}(B) = \frac{P_T(B)}{P_T(B) + \sum_i^{cone} P_T(i)}$$

fornisce una misura della presenza in prossimità del B di tracce non legate al suo decadimento. In figura 6.15 si vede lo spettro in massa invariante $\mu\mu K$ dopo il fit cinematico e dopo l'applicazione di un taglio addizionale $I_{P_T}(B) > 0.7$ nel canale $B^\pm \to J/\psi K^\pm$. L'efficienza di tale richiesta risulta essere circa del 74%, in ottimo accordo con lo studio in [6] ($72.9 \pm 4.6\%$), mentre il fondo viene abbattuto quasi di un fattore 3.

L'efficacia di questo taglio nell'incrementare il rapporto S/N per il canale di riferimento risulta quindi notevole.

Per quanto riguarda il canale $B_s \to J/\psi\eta$ la situazione di complica un po'. Lo spettro di massa non evidenzia alcun segnale e non esitono studi di isolamento per questo mesone.

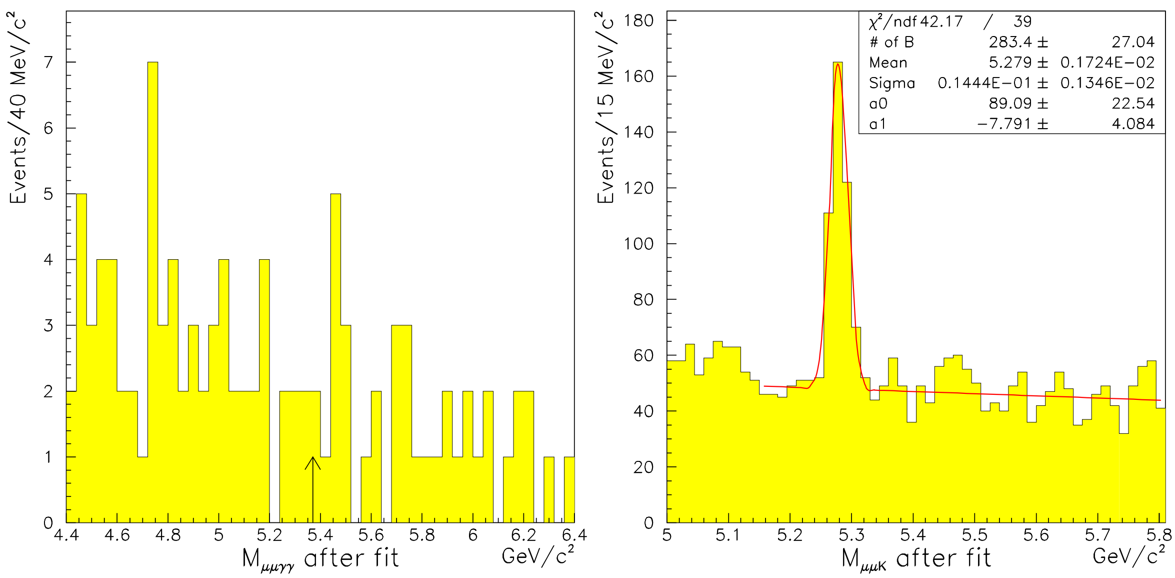


Figura 6.13: *Distribuzione di massa invariante per i due canali, $B_s \to J/\psi\eta$ a sinistra e $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ a destra, a valle dei tagli $c\tau^*(J/\psi) > 90\mu m$ e $P_T(J/\psi) > 5.0$ GeV/c. L'interpolazione del segnale nel canale di riferimento è stata fatta con una curva gaussiana, per parametrizzare il fondo si è scelto un andamento lineare; la regione di interpolazione è stata limitata a valori superiori a 5.15* GeV/c^2*, come suggerito in [2], per evitare una sovrastima del fondo combinatorio.*

Tagli di selezione su $B_s \to J/\psi\phi$	
muons	both in SVX
$P_T(K)$	> 0.6 GeV/c
Prob($\chi^2(J/\psi)$)	$> 0.1\%$
$P_T(\phi)$	> 1.5 GeV/c
$P_T(B_s)$	> 6.0 GeV/c
c$\tau(B_s)$	$> 50\mu$m
Prob($\chi^2(B_s)$)	$> 0.1\%$

Tabella 6.1: *Selezioni modificate per evidenziare il segnale $\eta \to \gamma\gamma$.*

Una stima di efficienza per questo taglio sul B_s non può essere banalmente ripresa da quella sul B_u, infatti se non ci sono ragioni teoriche che inducono a ritenere che la frammentazione sia differente per i due mesoni, tuttavia non si può assumere a priori che essa sia uguale nei due casi. Inoltre non si può fare affidamento sul Monte Carlo per simulare le tracce non provenienti dal solo decadimento del mesone B. Un modo per ovviare a questo problema può essere quello di ricostruire un canale di B_s come per esempio $B_s \to J/\psi\phi$ con $\phi \to K^+K^-$ e quindi su questo canale studiare il taglio in isolamento. Questa strada è stata affrontata e, pur senza ottimizzare le selezioni, si è riusciti a ricostruire un segnale di B_s sul quale effettuare lo studio. Queste selezioni sono presentate in tabella 6.1.

Le 4 tracce presenti nello stato finale sono state interpolate con un fit cinematico *vertex constrained* (`CTVMFT`) con la richiesta addizionale sui due μ di avere massa invariante pari a $M_{J/\psi}$. Nessuna richiesta è stata invece imposta sulla massa invariante delle due tracce dei candidati K. Si è quindi applicato un taglio in isolamento $I_{P_T}(B_s) > 0.7$ in analogia

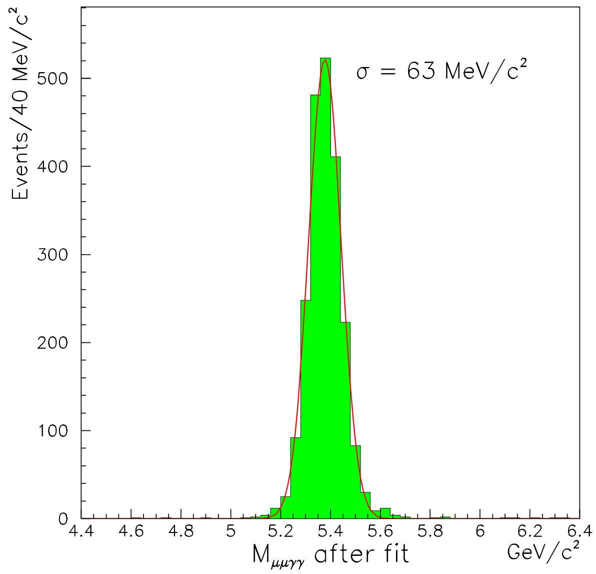


Figura 6.14: *Distribuzione di massa invariante per il Monte Carlo* $B_s \to J/\psi\eta$ *a valle dei tagli* $c\tau^*(J/\psi) > 90\mu m$ *e* $P_T(J/\psi) > 5.0$ GeV/c.

con quello visto per il canale $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ e si è valutata una efficienza pari a 0.57 ± 0.09 (vedi figura 6.16).
Tale stima di efficienza appare significativamente diversa da quella ottenuta per il canale di riferimento. Questa discrepanza potrebbe essere ricondotta alla sola statistica limitata a disposizione nel canale $B_s \to J/\psi\phi$, tuttavia in assenza di ulteriori approfondimenti si è deciso di non impiegare questo taglio.

6.4.4 Definizione delle finestre di massa per J/ψ, η, e B_s

In generale, per ottimizzare la ricerca di un segnale gaussiano in uno spettro di massa invariante in presenza di processi di fondo, si può dimostrare che il taglio più efficace per un esperimento di conteggio, ovvero quello che massimizza il rapporto $S/\sqrt{N}$, è costituito dalla richiesta che $|M_{mis} - \overline{M}| < 1.4\ \sigma_{mis}$, ove con M_{mis} e σ_{mis} si è indicato il valore ricostruito per la massa della particella e la risoluzione sperimentale su M_{mis}, e con $\overline{M}$ il valor medio di M_{mis}; ciò vale se il fondo ha una distribuzione non troppo rapidamente variabile. In realtà, la non perfetta calibrazione dei rivelatori e la presenza di effetti sistematici possono far sì che $\overline{M}$ non sia esattamente coincidente con il valor vero della massa della risonanza; si può allora considerare come ottimale un taglio che tenga conto di questi spostamenti.

La risoluzione sulla massa dei mesoni J/ψ ricostruiti nel campione di dati è pari a circa 20 MeV/c^2, come si vede in figura 4.7. In base all'assenza di effetti sistematici significativi, come si verifica dall'identità fra il valore vero $M_{J/\psi} = 3097$ MeV/c^2[3] e $\overline{M} = 3094.1 \pm 0.1$ MeV/c^2, in questo caso la finestra di massa $|M_{mis} - 3.097| < 30$ MeV/c^2 sembra appropriata per i nostri scopi. L'efficienza di questo taglio si può in prima approssimazione considerare eguale per i mesoni J/ψ prodotti dal decadimento dei B_u e B_s; effetti residui contribuiscono a un fattore k, discusso in sezione 7.2.5.

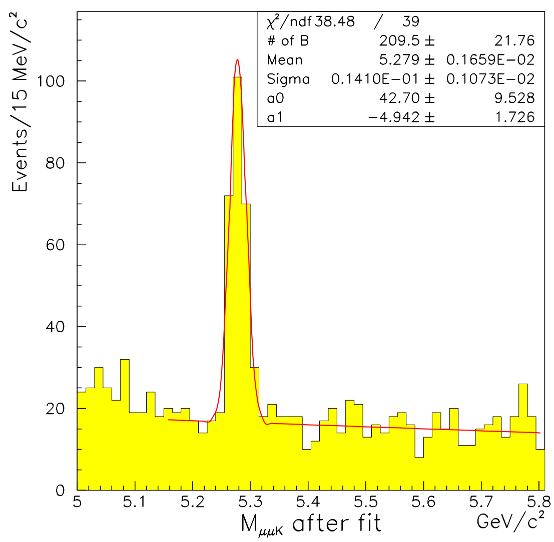


Figura 6.15: *Distribuzione di massa invariante per il canale di riferimento dopo il taglio addizionale di isolamento $I(B) > 0.7$.*

Per quanto riguarda il mesone η, non siamo in grado di misurare direttamente la risoluzione sperimentale ottenibile sulla sua massa, in quanto non è evidente un segnale nello spettro di massa invariante dei due fotoni, a valle della selezione fin qui operata. Tuttavia, si è visto in figura 5.16 come con una selezione diversa sia osservabile un chiaro segnale; la larghezza e la posizione del picco sono rispettivamente pari a 57 ± 12 MeV/c^2 e a 550 ± 14 MeV/c^2: l'assenza di un significativo errore di scala nella misura energetica dei fotoni pare indicato sia dall'accordo della massa ricostruita con il valore nominale di M_η, che dall'accordo, pure osservabile in 5.16, tra massa ricostruita dei mesoni π^0 e valore nominale. Un utilizzo diretto di valor medio e larghezza ottenute nei dati sperimentali sarebbe una procedura dubbia, poiché in linea di principio la diversa selezione (e in particolare il taglio sull'isolamento dei fotoni) può causare un diverso comportamento del segnale misurato. È di conforto però la buona compatibilità di quei numeri con le previsioni della simulazione, che prevede per il segnale di η una distribuzione gaussiana di larghezza pari a 46 MeV/c^2 ben centrato sul valore nominale $M_\eta = 547$ MeV/c^2 (si veda la figura 5.17). In tali condizioni, si è scelta come finestra di massa ove ricercare il segnale di η l'intervallo $|M_{\gamma\gamma} - 547| < 80$ MeV/c^2. L'efficienza di questa richiesta è pari a $\epsilon_{M_\eta} = 0.860 \pm 0.007$ nella simulazione. Viene assegnato a questa misura un errore sistematico pari alla differenza con l'efficienza ottenibile utilizzando i valori di massa e larghezza osservati nei dati sperimentali in figura 5.16: $\epsilon_{M_\eta} = 0.860 \pm 0.007 \pm 0.051$.

Per il mesone B_s non si dispone di alcuna misura diretta della larghezza sperimentale e della massa invariante M_{B_s} ottenibile con le misure di impulso dei muoni e fotoni ricostruiti nel nostro apparato, e pertanto ci si affida alla simulazione. Bisogna notare come un eventuale errore di scala nella misura dell'energia dei fotoni venga ridotto fortemente dal fit cinematico, che vincola la loro massa invariante al valore nominale. In figura 6.14 si osserva una larghezza ricostruita, dopo il fit cinematico, pari a 63 MeV/c^2; appare quindi ragionevole accettare come candidati B_s gli eventi per i quali $|M_{B_s} - 5.37| < 0.09$ GeV/c^2. Questa richiesta ha un'efficienza $\epsilon_{M_{B_s}} = 0.820 \pm 0.009$.

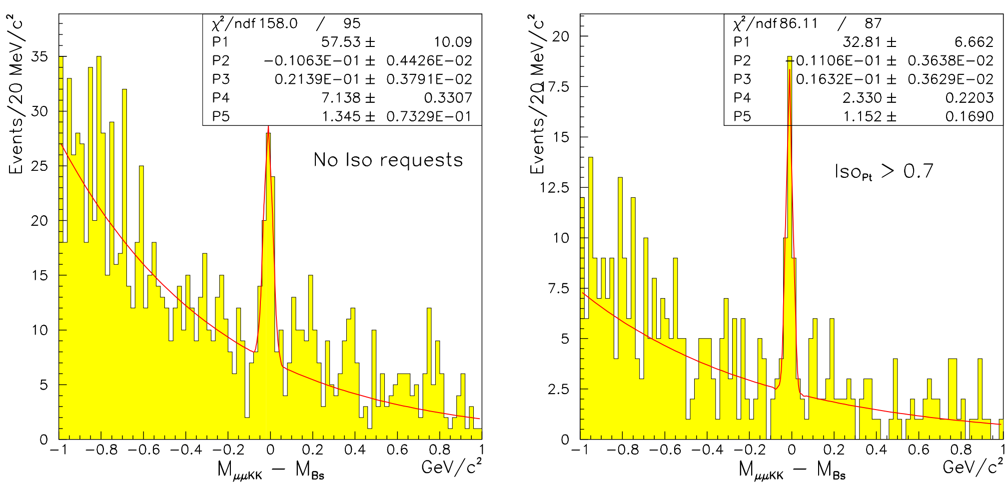


Figura 6.16: *Isolamento in P_T del B_s nel canale $B_s \rightarrow J/\psi\phi$. La funzione interpolante il fondo è una esponenziale, per il segnale si usa una gaussiana. Essendo il segnale concentrato in 4 bin si è utilizzato il fit solo per la stima del fondo, mentre il segnale è stato valutato contando il numero di eventi sopra il fondo nei 4 bin attorno alla massa del B_s. Il parametro p_4 rappresenta il fondo per bin.*

Bibliografia

[1] P. Avery, "Applied Fitting Theory I, General Least Squares Theory", *CBX 91 - 72*, (Oct 1991)

[2] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), "Measurement of the B^+ Total Cross Section and B^+ Differential Cross Section $d\sigma/dp_T$ in $\mathrm{p\overline{p}}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV", *Phys. Rev. D* **65**, 052005 (2002)
T. A. Keaffaber, M. W. Bailey, D. Bortoletto, A. F. Garfinkel, A. T. Laasanen, J. D. Lewis, S. Tkaczyk, "Measurement of the B^+ Total Cross Section and B^+ Differential Cross Section $d\sigma/dp_T$ in $\mathrm{p\overline{p}}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV",
CDF internal note **5608**, (Jun 2001)
See also:
CDF internal note **3634**, (Apr 1996)
CDF internal note **2892**, (Nov 1994)
CDF internal note **2516**, (Mar 1994)

[3] A. Warburton, "Run 1A and 1B Low-p_T Single- and Double-track CTC Pattern Recognition Efficiencies", **CDF** internal note **4139**, (Jun 1997)

[4] K. Hagiwara *et al.*, "Review of Particle Physics", *Phys. Rev. D* **66**, 010001 (2002)

[5] M. Paulini, "B lifetimes, mixing and CP violation at CDF". *Int. J. Mod. Phys. A*, **10**, 1990 (1999) hep-ex/9903002.

[6] G. Bauer, J. Friedman, K. Kelly, B. Mattingly, T. Shah, P. Sphicas, "A Study of the Isolation of B-Mesons", **CDF** internal note **2765**, (Oct 1994) **CDF** internal note **3684**, (May 1996)

Capitolo 7

Misura del BR

7.1 Introduzione

Come si è visto nel capitolo precedente, non è evidente nello spettro di massa invariante degli eventi selezionati ottenuto dal fit cinematico un segnale di B_s. Useremo pertanto i risultati ottenuti per estrarre un limite al *branching ratio* del decadimento $B_s \to J/\psi\eta$. L'assenza del segnale era del resto atteso, in quanto le previsioni teoriche sul *branching ratio* del decadimento cercato ($\mathcal{B} \sim 9 \times 10^{-4}$[4]) indicano la presenza nel campione di J/ψ di non più di qualche centinaio di eventi di segnale, a livello di trigger: *a priori*, l'assenza di un segnale nello spettro di massa ottenibile dai dati in nostro possesso è perciò un fatto atteso, data soprattutto l'inefficienza degli algoritmi di identificazione di fotoni di bassa energia originati dal decadimento dei mesoni η. Questa osservazione è importante, in quanto giustifica l'utilizzo del risultato negativo della ricerca nell'estrazione di un limite superiore al numero di eventi $B_s \to J/\psi\eta$: si afferma cioè che il limite risulta esente dal problema metodologico legato al decidere *a posteriori* come utilizzare il risultato dell'esperimento, se cioè misurare una sezione d'urto nel caso il segnale osservato sia significativo, o se estrarre un limite nel caso contrario.

Gli ingredienti del calcolo del limite sono in gran parte stati discussi nei capitoli precedenti. Quello che rimane da fare qui è di ottimizzare la selezione sulle variabili cinematiche $c\tau^*$ e P_T del mesone J/ψ, che si è visto nel precedente capitolo essere utili discriminanti del segnale di B_s dai processi di fondo. Nel calcolo del limite al *branching ratio* si farà poi uso per quanto possibile della cancellazione di molte sorgenti di errore sistematico, scrivendolo nella seguente forma:

$$\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) \leq k\frac{f_u}{f_s}\frac{N^{90\%}}{N_{J/\psi K}}\frac{\mathcal{B}(B_u \to J/\psi K)}{\mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma)}\frac{\epsilon_K}{\epsilon_{\gamma\gamma}}$$

ove f_u ed f_s sono le frazioni di b quarks che si legano in mesoni B_u e B_s, $N^{90\%}$ è il limite al 90% di C.L. estraibile sul numero di decadimenti $B_s \to J/\psi\eta$ nel campione, $N_{J/\psi K}$ è il numero di decadimenti $B_u \to J/\psi K$ osservati, ϵ_K è l'efficienza di rivelazione del mesone K associato alla J/ψ nella ricerca del segnale di B_u, $\epsilon_{\gamma\gamma}$ l'efficienza di rivelazione dei due fotoni nella selezione del campione di B_s, $\mathcal{B}(B_u \to J/\psi K)$ è il *branching ratio* del processo di riferimento, e $\mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma)$ la frazione di mesoni η che decadono in due fotoni; con k si è infine indicato l'effetto della non completa cancellazione fra le efficienze di selezione del segnale di J/ψ originate dal decadimento del B_u e del B_s, più l'effetto di ogni altra differenza di trattamento fra i due segnali.

I valori noti delle quantità ora descritte sono i seguenti:

- il rapporto fra le frammentazioni in B_u e B_s del quark b è assunto pari a $f_u/f_s = 2.34 \pm 0.38$, come misurato da CDF[1] (ma si considera qui anche la possibilità di utilizzare il valore $f_u/f_s = 4.31 \pm 0.54$ che risulta dalle analisi del LEP WG[2]);
- per $\mathcal{B}(B_u \to J/\psi K)$ verrà usata la media mondiale[3], pari a $(1.01 \pm 0.05) \times 10^{-3}$;
- $\mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma) = 0.3943 \pm 0.0026$[3].

Le quantità descritte e misurate nei capitoli 5 e 6 sono le seguenti:

- $\epsilon_K = 0.452 \pm 0.016$;
- $\epsilon_{\gamma\gamma} = 0.0288 \pm 0.0025$;
- $N_{B_u} = 288.5 \pm 28.5$;

Il fattore k verrà invece discusso in 7.2.5 e vale:

- $k = 0.914 \pm 0.077$.

Infine bisogna tener conto dell'efficienza dei tagli sulle finestre di massa dei mesoni η e B_s, descritti in sezione 6.4.4:

- il taglio $|M_{\gamma\gamma} - 547| < 80$ MeV/c^2 ha un'efficienza pari a $\epsilon_\eta = 0.860 \pm 0.051$;
- infine il taglio $|M_{B_s} - 5.37| < 0.09$ GeV/c^2 ha un'efficienza stimata pari a $\epsilon_{M_{B_s}} = 0.820 \pm 0.009$.

Resta dunque solamente da determinare il limite superiore al numero di decadimenti $B_s \to J/\psi\eta$ nel campione, $N^{90\%}$, a valle dei tagli cinematici da ottimizzare. Il fattore k dovrà infine essere rivisto in funzione del valore scelto per i tagli sul mesone J/ψ.

7.2 Il metodo di estrazione di un upper limit sul *branching ratio*

7.2.1 Note introduttive

Lo spettro di massa invariante dei candidati B_s, ricostruito per mezzo del fit cinematico discusso in 6.2, è stato mostrato in figura 6.13 a valle di tagli ragionevoli ma non ottimizzati sul $c\tau^*$ ricostruito ($c\tau^* > 90\mu m$) e sul P_T del mesone J/ψ ($P_T > 5$ GeV/c). Tale spettro non presenta alcuna indicazione della presenza di un eccesso di eventi attribuibile al decadimento $B_s \to J/\psi\eta$ in corrispondenza al valore noto della massa del mesone B_s, $M_{B_s} = 5.37$ GeV/c^2 [3].

Per l'estrazione di un limite superiore al numero di eventi sperimentali attribuibili al processo cercato vi sono diversi metodi a disposizione. Essi si differenziano per l'approccio statistico utilizzato (Bayesiano o frequentista), e per la scelta di come trattare la presenza del fondo. Sebbene il problema di estrarre un limite sia del tutto generale, in quanto strettamente legato al concetto di intervallo di confidenza –che è la quantità normalmente usata per assegnare un errore alle misure sperimentali–, vi è grande diversità di vedute su quale sia la ricetta più appropriata per risolverlo. Originariamente il problema fu trattato da Neyman[5], che fornì una costruzione generale tuttora in uso nei casi più semplici. Controversie sull'uso della ricetta di Neyman sono sorte negli anni recenti, in particolare in relazione al calcolo di limiti superiori quando il risultato di un esperimento ha una probabilità non trascurabile di cadere in una regione non fisica dello spazio dei parametri. Le diversità di opinioni su come trattare in maniera coerente questi casi hanno a che fare soprattutto con la diversa filosofia degli approcci Bayesiano e frequentista, che si basano su assunzioni del tutto diverse per formulare un metodo che definisca univocamente l'intervallo di confidenza, e con il diverso risultato che questi diversi approcci forniscono, soprattutto nel caso di processi Poissoniani in presenza di fondo, quale quello di nostro interesse in questa sede.

Gli approcci Bayesiani alla definizione di probabilità non sono basati sul limite di una frequenza relativa, e si prestano quindi ad essere usati in esperimenti che non possono essere ripetuti. In più, essi permettono in maniera naturale di incorporare informazioni addizionali sul campo di esistenza dei parametri: infatti essi richiedono la specificazione di una distribuzione *a priori* delle variabili da stimare, che contenga tutta l'informazione a noi nota prima di effettuare l'esperimento. Il limite dei metodi Bayesiani sta però proprio nel fatto di non poter fornire un risultato senza delle assunzioni *a priori*. Per esperimenti ripetibili, e quantità da stimare in maniera indipendente dalle conoscenze pregresse che non si trovino in prossimità di una zona non fisica –o che comunque abbiano come supporto l'intero asse reale– l'approccio frequentista è probabilmente preferibile.

7.2.2 POILIM: il metodo in uso a CDF

La collaborazione CDF ha pubblicato diversi risultati di ricerche di nuove particelle o di decadimenti rari, fornendo limiti superiori alla sezione d'urto di questi processi facendo uso di una tecnica frequentista che incorpora nel calcolo del *Confidence Level* la stima dell'incertezza sul numero di eventi di fondo e sull'accettanza per il segnale cercato. Vi sono in letteratura diverse proposte su come trattare ciascuno di questi effetti nel calcolo dei limiti[6, 7, 8, 9], ma nessuno ha ancora trattato in maniera rigorosa entrambi gli effetti insieme.

La tecnica di CDF, incorporata in un algoritmo di calcolo chiamato POILIM[10], è frequentista ma utilizza la nozione Bayesiana di una densità di probabilità per il valore incognito del fondo atteso e dell'accettanza.

Dato un numero di eventi osservati n_0, la probabilità di osservare n_0 dipende dal numero medio μ di eventi attesi secondo la distribuzione di Poisson:

$$P(n_0;\mu) = \frac{\mu^{n_0} e^{-\mu}}{n_0!}.$$

Il problema di determinare μ dato n_0 si converte, nel caso in cui n_0 sia compatibile con zero, in quello di determinare un limite superiore N al numero di eventi attesi come quel valore per il quale vi è una probabilità ϵ di osservare n_0 o meno eventi. Il *Confidence Level* (CL) del limite superiore è allora $1-\epsilon$. In pratica, per calcolare N dato ϵ (che viene tipicamente scelto pari a 0.1, cosicché si parla comunemente di 90% C.L.) si varia μ finché non si trova il valore cercato per ϵ, ovvero $N = \mu|_\epsilon = 0.1$.

Qualora tra gli eventi selezionati in un esperimento ci si aspetta la presenza, in media, di μ_B eventi dovuti a processi di fondo, se ne può tenere conto calcolando N come quel valore di μ_S (eventi dovuti al segnale cercato) per il quale vi sia una probabilità del 90% che un esperimento pari a quello effettuato nella realtà raccolga un numero superiore a n_0 eventi, tra i quali siano presenti non più di n_0 eventi di fondo. N è in tal caso calcolabile in maniera simile a quella discussa nel caso di $\mu_B = 0$. Tuttavia, nella pratica il valore di μ_B non è noto con precisione assoluta, e in più l'incertezza sull'accettanza del processo cercato complica la derivazione di un limite sul *branching ratio* dal valore trovato per N. Si possono incorporare entrambe le incertezze nel limite se si calcola il valore di N tale che sia:

$$\epsilon = \frac{\sum_{n=0}^{n_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_N^2}} \int_0^\infty \int_0^\infty P(n;\mu'_B+\mu'_S) e^{-\frac{(\mu_B-\mu'_B)^2}{2\sigma_B^2}} e^{-\frac{(N-\mu'_S)^2}{2\sigma_N^2}} d\mu'_B d\mu'_S}{\sum_{n=0}^{n_0} \int_0^\infty P(n;\mu_B) e^{-\frac{(\mu_B-\mu'_B)^2}{2\sigma_B^2}} d\mu'_B}$$

dove $\sigma_N = N\sigma_A/A$, mentre A e σ_A sono l'accettanza e il suo errore. Ciò vale se si assume una distribuzione *a priori* gaussiana di μ_S e μ_B intorno al valore trovato da altri studi, con larghezza data dalle incertezze relative. A causa dell'uso di queste distribuzioni *a priori*, il metodo si basa su tecniche puramente Bayesiane. Tuttavia si tratta di un metodo ibrido, in quanto la determinazione della complicata equazione ora vista viene eseguita per mezzo di un grande numero di pseudoesperimenti: in ogni pseudoesperimento viene variato il valor vero del numero di eventi di segnale e fondo a partire dalle densità di probabilità di partenza, e il valore di N è calcolato in maniera frequentista come la frazione di esperimenti per i quali segnale più fondo eccedono il numero osservato n_0.

7.2.3 Metodo di ottimizzazione dei tagli sul mesone J/ψ

Per ottenere il miglior limite possibile sul *branching ratio* $\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta)$ si può cercare la combinazione di tagli sulle variabili cinematiche che producano il miglior valore di aspettazione possibile sul rapporto $N_{B_s}^{90\%}/\epsilon_{\gamma\gamma}$, ove $\epsilon_{\gamma\gamma}$ rappresenta l'efficienza dei tagli specifici per selezionare il mesone η e $N_{B_s}^{90\%}$ è il limite superiore al numero di eventi attribuibili al processo $B_s \to J/\psi\eta$. Ciò risulta dall'analisi della formula

$$\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) \leq k \, \frac{N_{B_s}^{90\%}}{N_{B_u \to J/\psi K}} \times \frac{f_u}{f_s} \times \frac{\mathcal{B}(J/\psi K)}{\mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma)} \times \frac{\epsilon_K}{\epsilon_{\gamma\gamma}}.$$

Ciò implica assumere valida l'ipotesi, vera in prima approssimazione, che l'errore relativo sul rapporto N_{B_u}/ϵ_K rimanga indipendente dal valore dei tagli da ottimizzare. Il nostro metodo di ottimizzazione consiste nel determinare un insieme di valori di taglio $\vec{\alpha} = (\alpha_1, \alpha_2, ...)$ sulle variabili di selezione scelte tale che il valore di aspettazione del limite ottenibile sul *branching ratio* del decadimento cercato sia minimo. Per ottenere il limite con il programma POILIM dobbiamo determinare una previsione assoluta sul numero di eventi di fondo, e un valore di efficienza per il segnale, per ogni valore di $\vec{\alpha}$. Non appena tale informazione è disponibile, possiamo calcolare per ogni $\vec{\alpha}$ il valore di aspettazione del limite sul *branching ratio* a partire dal valore di aspettazione del limite al numero di eventi $N^{90\%}$ attribuibili al processo ricercato, dato un fondo pari a $N_B \pm \sigma_{N_B}$. Ovvero, dato $\vec{\alpha}$ determineremo il valore corrispondente di $N_B \pm \sigma_{N_B}$, e da questo la distribuzione di probabilità del numero di eventi attesi in un dato esperimento, $\mathcal{P}(N_{obs}|N_B \pm \sigma_{N_B})$; ogni possibile valore N_{obs} di eventi osservati determina un diverso $N^{90\%}(N_{obs})$, cosicché il valore di aspettazione del limite, $< N^{90\%} > |_{\vec{\alpha}}$, si calcola come la semplice media pesata

$$< N^{90\%} > |_{\vec{\alpha}} = \sum_{N_{obs}=0}^{\infty} \mathcal{P}(N_{obs}|N_B \pm \sigma_{N_B}) \times N^{90\%}(N_{obs}).$$

Ciò, tuttavia, ammonta ad eseguire il programma POILIM diverse decine di volte per ogni scelta di $\vec{\alpha}$, dopo aver determinato la distribuzione vera di $\mathcal{P}(N_{obs})$ corrispondente; $\mathcal{P}$ viene ottenuto scegliendo a caso un valore N_B^* da una distribuzione gaussiana di media N_B e larghezza σ_{N_B}, determinando una distribuzione di Poisson $P(N_B^*)$ con valor medio N_B^*, e ripetendo 10000 volte la procedura:

$$\mathcal{P}(N_{obs}) = 10^{-4} \sum_{i=1}^{10000} \left(\frac{e^{-N^*_{B,i}} {N^*_{B,i}}^{N_{obs}}}{N_{obs}!}\right).$$

Il calcolo è lungo, specialmente perché POILIM tende a convergere molto lentamente quando riceve in input grandi valori per il numero di eventi osservati: per ridurre il tempo di calcolo si è scelto di troncare la somma dei conteggi osservati nell'espressione ora vista ai soli casi in cui N_{obs} sia tale che $\mathcal{P}(N_{obs}) > 0.001$, con un'approssimazione comunque molto buona per i nostri scopi.

7.2.4 Determinazioni del fondo atteso nella finestra del B_s

Per determinare una stima del numero di eventi non dovuti al decadimento $B_s \to J/\psi\eta \to \mu\mu\gamma\gamma$ che passano tutti i tagli dell'analisi, inclusi quelli da ottimizzare, e che cadono nelle finestre di massa invariante determinate in sezione 6.4.4, si può utilizzare una tecnica standard molto semplice. Dato che il segnale $B_s \to J/\psi\eta$ popola nello spettro di massa dei due fotoni in prevalenza la regione $|M_{\gamma\gamma} - 0.547| < 0.08$ GeV/c^2, e nello spettro di massa del B_s ricostruito la regione $|M_{B_s} - 5.37| < 0.09$ GeV/c^2, si considerano gli eventi che non soddisfano queste richieste per una stima degli eventi di fondo che le soddisfano entrambe.

Detto $\mathcal{A}$ l'insieme che soddisfa il taglio su $M_{\gamma\gamma}$ e $\mathcal{B}$ l'insieme che soddisfa il taglio su M_{B_s}, si ha che:

$$\mathcal{A} \bigcap \mathcal{B} = \frac{\overline{\mathcal{A}} \bigcap \mathcal{B}}{\overline{\mathcal{A}} \bigcap \overline{\mathcal{B}}} \times \mathcal{A} \bigcap \overline{\mathcal{B}}$$

Questa eguaglianza vale, entro le fluttuazioni statistiche, a patto che non vi sia alcuna correlazione tra le masse ricostruite $M_{\gamma\gamma}$ e M_{B_s}. È chiaro che questa condizione non è verificata in senso stretto, dato che è implicita nella stessa ipotesi della ricostruzione cinematica una correlazione positiva fra le due grandezze. Tuttavia, in opportuni intervalli per le due masse, che comprendano eventi sia di massa superiore che inferiore ai rispettivi valori veri, è lecito aspettarsi che l'eguaglianza valga con buona approssimazione.

Va notato che la presenza del segnale di J/ψ permette in linea di principio una determinazione alternativa del fondo, utilizzando il rapporto fra gli eventi all'interno e all'esterno della finestra di massa decisa in 6.4.4. Tuttavia abbiamo trascurato questo approccio perché il ristretto numero di eventi presenti all'esterno della regione $|M_{\mu\mu} - 3.097| < 0.03$ GeV/c^2 causa un grosso errore statistico nella previsione del fondo.

Si definisce allora il campione di eventi sperimentali da utilizzare per le stime del fondo da utilizzare nell'ottimizzazione dei tagli cinematici. Gli eventi vengono selezionati con le seguenti richieste:

- $3067 < M_{\mu\mu} < 3127$ MeV/c^2;
- $397 < M_{\gamma\gamma} < 697$ MeV/c^2;
- $4500 < M_{B_s} < 6500$ MeV/c^2;
- $P_T^{J/\psi} > 4.0$ GeV/c;
- $c\tau^*_{J/\psi} > 0\mu m$;
- nessuna selezione dei triggers.

Useremo, cioè, anche gli eventi raccolti da altri triggers oltre a quelli da noi scelti. Ciò ci permette di ottimizzare i tagli cinematici senza utilizzare indirettamente la conoscenza sul numero di eventi di fondo atteso cui ciascuna scelta dei tagli corrisponde: altrimenti, rischieremmo di "seguire le fluttuazioni" del fondo, ovvero di finire con lo scegliere la combinazione di tagli che produce la più bassa previsione per il fondo –indotta da fluttuazioni nella statistica delle sidebands– piuttosto che quella che è *a priori* la più promettente. Il valore di fondo ottenuto va quindi riscalato per il fattore di scala $F_{trig} = 0.69 \pm 0.07$, determinato dal numero di J/ψ contenute nel campione che passa i triggers selezionati (a valle dei tagli di identificazione sui fotoni, ma prima dei tagli sulla massa invariante delle risonanze) sul totale di J/ψ presenti prima della selezione dei triggers[1].

A monte dei tagli sul P_T e sul $c\tau^*$ ricostruito del mesone J/ψ possiamo verificare la buona precisione del metodo di stima del fondo: osserviamo in totale, prima della selezione dei triggers scelti per l'analisi, $N_{obs} = 23$ eventi con massa $467 < M_{\gamma\gamma} < 627$ MeV/c^2 e $5.28 < M_{B_s} < 5.46$ GeV/c^2, contro una previsione pari a $N_{bgr} = 28.7 \pm 7.1$. Usando il fattore di scala F_{trig} questa si traduce in una previsione di $N_{bgrsel} = 19.8 \pm 5.3$ per gli eventi raccolti dai triggers scelti, contro $N_{obs} = 14$ eventi osservati.

All'altro estremo, applicando tagli molto duri sulle due quantità in esame, troviamo un accordo similmente buono: richiedendo $P_T^{J/\psi} > 5.8$ GeV/c troviamo $N_{obs} = 13$ (9) eventi contro una previsione di $N_{bgr} = 14.6 \pm 4.7$ ($N_{bgr} F_{trig} = 10.1 \pm 3.41$) rispettivamente per tutti gli eventi e per i soli accettati dai triggers selezionati. Rilasciando il taglio in P_T e richiedendo invece $c\tau^*_{J/\psi} > 450\mu m$ osserviamo poi $N_{obs} = 5$ ($N_{obs} = 2$) eventi contro una previsione di $N_{bgr} = 3.2 \pm 2.4$ ($N_{bgr} = 2.2 \pm 1.7$), rispettivamente senza e con selezione dei triggers.

[1] Questo numero è in accordo con la più precisa determinazione del totale di candidati J/ψ presenti nel campione prima di ogni selezione dei fotoni o dei mesoni K, $F_{trig} = 0.755 \pm 0.003\%$.

Per una prima indagine della selezione sulle due variabili cinematiche considerate esploriamo una griglia di 10×10 valori: un taglio in $c\tau^*$ tra zero e 450 μm in 10 intervalli di 50 μm e un taglio in P_T tra 4.0 e 5.8 GeV/c in 10 intervalli di 0.2 GeV/c.

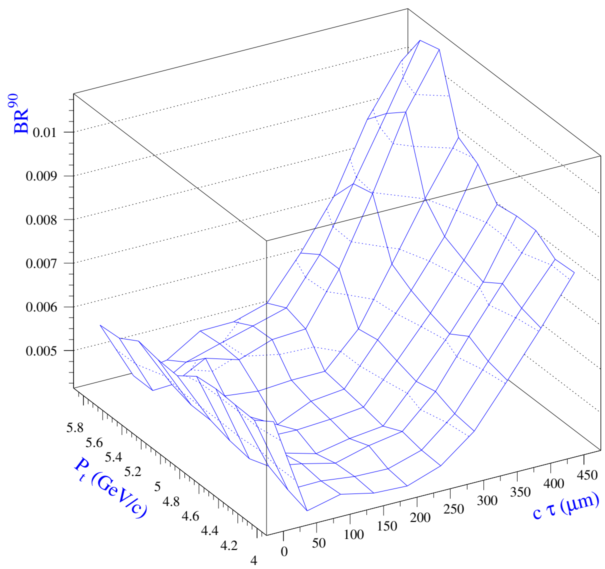


Figura 7.1: *Risultato dello studio preliminare dei tagli su* $c\tau^*_{J/\psi}$ *e* $P_T^{J/\psi}$. *In funzione del valore minimo di queste variabili richiesto ai dati selezionati è riportata in ordinata una stima del valore di aspettazione del limite ottenibile al* 90% *sul* branching ratio $\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta)$, *utilizzando il metodo descritto nel testo.*

I risultati di questa prima indagine sono mostrati graficamente in figura 7.1. Appare evidente che un taglio in $c\tau^*$ nelle vicinanze dell'intervallo tra 50 e 200 μm migliora il limite ottenibile su $\sigma_{B_s} \times \mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) \times \mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma)$, mentre non sembra opportuno richiedere alla J/ψ un P_T superiore a 4 GeV/c, valore che costituisce comunque approssimativamente un limite inferiore a questa quantità, dato il taglio già operato sul P_T dei muoni $P_T > 2$ GeV/c.

Per investigare più in dettaglio il taglio in $c\tau^*$, fissiamo a 4 GeV/c il taglio in P_T e studiamo la zona tra 0 e 500 μm in 100 intervalli di 5 μm. I risultati sono mostrati in figura 7.2. Appare ottimale la richiesta $c\tau^*_{J/\psi} > 100\mu m$, in corrispondenza della quale ci aspettiamo un fondo pari a $N_{bgr} = 4.86 \pm 2.43$ eventi a valle della richiesta dei triggers scelti. Assumendo un errore sistematico totale sulle efficienze pari al 30% (incluso nel calcolo dei valori riportati in figura), il valore di aspettazione del limite al $90\% CL$ risulta $N^{90\%}_{B_s} = 9.14$ eventi, che corrispondono approssimativamente ad un limite pari a $\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) < 4.2 \times 10^{-3}$.

Una volta determinato con accuratezza il valore ottimale del taglio in $c\tau^*_{J/\psi}$, è opportuno rivisitare il valore del taglio in P_T. Fissato $c\tau^*_{J/\psi} > 100\mu m$, variamo nuovamente la richiesta in P_T del mesone J/ψ in cento intervalli di 20 MeV/c fra 4 e 6 GeV/c.

I risultati sono esposti graficamente in figura 7.3. Dalla figura notiamo che non è presente un chiaro minimo nel valore di aspettazione del limite in funzione del taglio sul P_T; un taglio a 4.5 GeV/c appare ben situato nel mezzo dell'ampio plateau presente fra 4 e 5 GeV/c.

Fissiamo per quanto visto la richiesta sui dati a $P_T > 4.5$ GeV/c. In corrispondenza

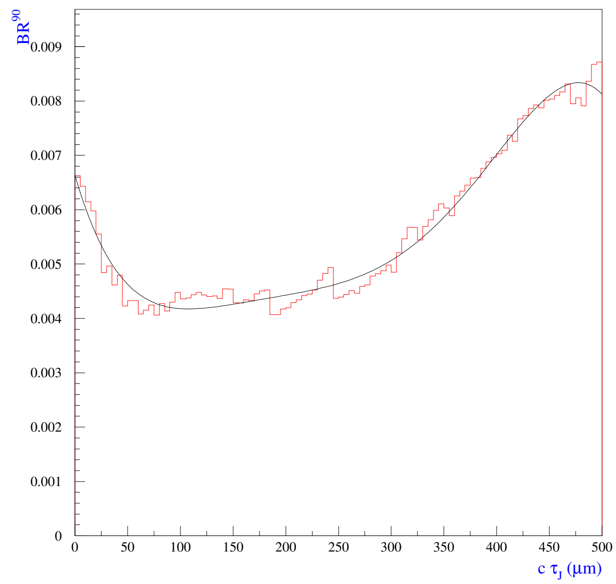


Figura 7.2: .
Risultato dello studio del taglio su $c\tau^*_{J/\psi}$. In funzione del valore minimo di questa variabile richiesto ai dati selezionati è riportata in ordinata una stima del valore di aspettazione del limite ottenibile al 90% *sul* branching ratio $\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta)$, *utilizzando il metodo descritto nel testo. La curva sovrimposta è un fit polinomiale, aggiunto solo per guidare l'occhio.*

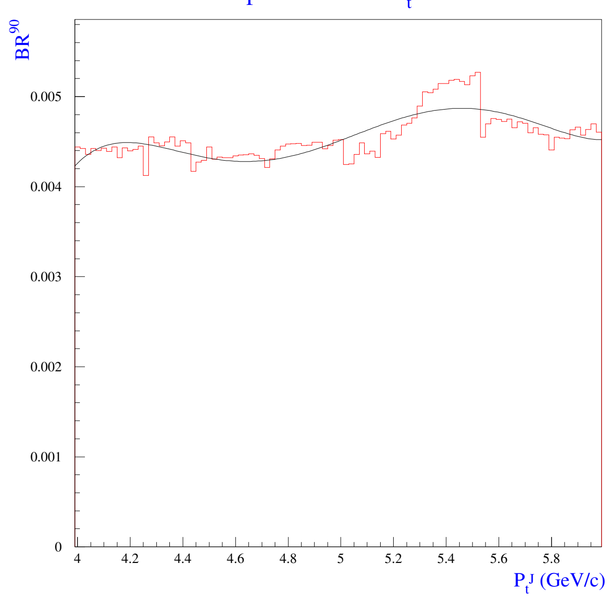


Figura 7.3: .
Risultato dello studio del taglio su $P_T^{J/\psi}$. In funzione del valore minimo di questa variabile richiesto ai dati selezionati, a valle della richiesta $c\tau^*_{J/\psi}$, è riportata in ordinata una stima del valore di aspettazione del limite ottenibile al 90% su $\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta)$, utilizzando il metodo descritto nel testo. La curva sovrimposta è un fit polinomiale e serve solo a guidare l'occhio.

di questo taglio il fondo atteso è pari a $N_{bgr} \times F_{trig} = 4.5 \pm 2.3$ eventi, e il valore di aspettazione del limite al 90% ottenibile in tali condizioni ammonta a $N^{90\%} = 9.0$ eventi, il che corrisponde approssimativamente a un limite $\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) < 4.1 \times 10^{-3}$.

7.2.5 Calcolo del fattore k

Come già detto, la selezione dei candidati per i due canali di decadimento $B_u \to \mu\mu K$ e $B_s \to \mu\mu\gamma\gamma$ comprende una parte comune e una parte specifica a ciascun processo, e nel calcolo del *branching ratio* la parte comune subisce una cancellazione che riduce considerevolmente le sorgenti di errore sistematico (luminosità, sezione d'urto di produzione di b-quark σ_b, accettanza del trigger, identificazione dei muoni, selezione cinematica delle J/ψ, *branching ratio* $\mathcal{B}(J/\psi \to \mu\mu)$).

La cancellazione è completa solamente per quanto riguarda la luminosità integrata e la σ_b, mentre in linea di principio i diversi processi di produzione dei mesoni B_s e B_u e nel Q-valore del loro decadimento possono causare differenze in accettanza della selezione dei muoni e delle richieste cinematiche sul mesone J/ψ. Tali differenze sono in ultima analisi difficilmente valutabili, perché dipendenti dai dettagli degli spettri di produzione, che non sono perfettamente noti . Fortunatamente, si tratta comunque di piccoli effetti, che si è scelto di raggruppare in un fattore k. Tale termine è definito come:

$$k = \frac{\epsilon_{Trigger}(\psi K)}{\epsilon_{Trigger}(\psi\eta)} \cdot \frac{\epsilon_{\mu\mu}(\psi K)}{\epsilon_{\mu\mu}(\psi\eta)}$$

dove le efficienze al secondo membro sono state definite nella sezione 3.1 e già incontrate in equazione 3.6.

Per una stima del valore di k si può semplicemente utilizzare il Monte Carlo BGENERATOR, e confrontare l'accettanza dei tagli cinematici in questione per i due processi $B_u \to J/\psi K$, $B_s \to J/\psi\eta$.

Per assegnare un'incertezza sistematica a questa stima bisogna tener conto delle incertezze introdotte con il modello utilizzato per la generazione dei campioni simulati. BGENERATOR genera mesoni B_u e B_s con lo stesso spettro di P_T, facendo uso della parametrizzazione di Peterson[6] della frazione di momento $z = \frac{P_T^B}{P_T^b}$ ceduta dal b-quark al mesone (vedi equazione 1.1 e figura 3.3); nelle generazioni con BGENERATOR abbiamo utilizzato il valore $\epsilon_b = 0.0063$ per entrambe le simulazioni. Nel calcolo di un rapporto fra le sezioni d'urto dei due processi quale quello qui discusso, la particolare scelta di ϵ_b non riveste grande importanza, poiché l'effetto dello spettro in P_T dei mesoni sull'accettanza della selezione si cancella in prima approssimazione. Tuttavia, non è in generale un fatto assodato che i mesoni B_u e B_s abbiano la stessa funzione di frammentazione: intuitivamente, si potrebbe ritenere che per il B_s la frazione di momento trasportata dal mesone sia in media inferiore, dato che a basso P_T la massa del quark leggero può non essere trascurabile.

Come si vede in tabella 7.1, l'accettanza dei tagli cinematici per il processo $B_u \to J/\psi K$ subisce una variazione abbastanza consistente se si rende più dura la funzione di frammentazione scegliendo $\epsilon_b = 0.002$. Poiché questo valore non è in disaccordo con i dati sperimentali di CDF per le misure della sezione d'urto differenziale $d\sigma/dP_T$ di produzione di adroni B[7], crediamo che per una stima dell'errore sistematico su k si possa calcolare k quando il parametro ϵ_b viene variato come detto nella generazione di mesoni B_u.

Con l'uso di questa prescrizione risulta $k = 1.068$, valore abbastanza diverso da quello citato in precedenza. Bisogna notare che, sebbene il valore $\epsilon_b = 0.002$ non contraddica i

Fattore k	
$\epsilon_b(B_u)$	k
0.0063	0.914 ± 0.009
0.002	1.068 ± 0.010
$k = 0.914 \pm 0.077$	

Tabella 7.1: *Fattore k valutato per $\epsilon_b(B_u) = 0.0063$ e 0.002. L'errore sulle singole determinazioni è solo statistico; come incertezza totale su k si è assunta la semidifferenza tra le due determinazioni.*

dati sperimentali, assumere per il B_s e il B_u due valori agli estremi dell'intervallo plausibile per la funzione di frammentazione risulta una scelta un po' estrema. Inoltre, vi è sicuramente una parziale correlazione fra questa variazione di k e l'errore sul rapporto f_u/f_s determinato da CDF, che dipende ovviamente anch'esso dal modello assunto per la frammentazione.

Per quanto detto, decidiamo di assumere come incertezza su k la semidifferenza fra le due determinazioni, ovvero $k = 0.914 \pm 0.077$. Considerare scorrelata l'incertezza su k e quella sul rapporto f_u/f_s risulta poi una scelta conservativa nel calcolo del limite, fatto auspicabile vista la nostra sostanziale ignoranza dei dettagli relativi alle diversità di produzione di B_s e di B_u.

7.3 Estrazione del limite sul BR

7.3.1 Ingredienti del calcolo

A valle della selezione degli eventi accettati dai triggers utili per l'analisi, e di tutte le richieste cinematiche, incluse le richieste $P_T^{J/\psi} > 4.5$ GeV/c e $c\tau^*_{J/\psi} > 100$ μm, oltre ai tagli sulle masse ricostruite $|M_{\mu\mu} - 3.097| < 0.03$ GeV/c^2, $|M_{\gamma\gamma} - 547| > 80$ MeV/c^2, e $|M_{\mu\mu\gamma\gamma} - 5.37| < 0.09$ GeV/c^2, osserviamo 4 candidati, con un fondo atteso pari a 4.0 ± 2.5 eventi.

Per il calcolo del limite sul *branching ratio* corrispondente a questi numeri ci serve raccogliere insieme il risultato complessivo di tutte le incertezze statistiche e sistematiche sui fattori che compaiono nella formula relativa. Ricordiamo ancora una volta la formula usata:

$$\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) \leq k\frac{f_u}{f_s}\frac{N^{90\%}_{B_s}}{N_{J/\psi K}}\frac{\mathcal{B}(B_u \to J/\psi K)}{\mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma)}\frac{\epsilon_K}{\epsilon_{\gamma\gamma}}$$

Nello spirito di POILIM, sul calcolo del limite superiore $N^{90\%}_{B_s}$ al numero di eventi attribuibili al processo cercato viene scaricato l'effetto totale delle incertezze sugli altri fattori che concorrono alla determinazione del limite sul *branching ratio*. Riassumiamo qui tali valori:

- $\sigma_{f_u/f_s} f_s/f_u = 0.162$;
- $\sigma_{\mathcal{B}(\eta\to\gamma\gamma)}/\mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma) = 0.007$;
- $\sigma_{\mathcal{B}(B_u\to J/\psi K)}/\mathcal{B}(B_u \to J/\psi K) = 0.050$;

- $\sigma_{\epsilon_K}/\epsilon_K = 0.034$;
- $\sigma\epsilon_{\gamma\gamma}/\epsilon_{\gamma\gamma} = 0.087$;
- $\sigma k/k = 0.085$;
- $\sigma_{\epsilon_{M_\eta}}/\epsilon_{M_\eta} = 0.060$;
- $\sigma_{\epsilon_{M_{B_s}}}/\epsilon_{M_{B_s}} = 0.011$;
- $\sigma_{N_{B_u}/N_{B_u}} = 0.099$;

L'incertezza totale da fornire a POILIM, nell'ipotesi dell'assenza di correlazione fra i contributi ora elencati, si ottiene dalla somma in quadratura di questi fattori, e ammonta al 36.6%.

7.3.2 Risultati e commenti

Il risultato del calcolo del limite sul *branching ratio* è il seguente:

$$N^{90\%}_{J/\psi\eta} = 7.132;$$
$$\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) < 3.0 \cdot 10^{-3}$$

Questo limite migliora il precedente limite, ottenuto da L3 nel 1997 [11]. Va però detto che il valore assunto per il rapporto f_u/f_s, ottenibile dalle misure di CDF ($f_u/f_s = 2.35 \pm 0.75$) è favorevole ad un limite più stringente rispetto alla media mondiale presentata nell'estate 2002[2] dal Lep Working group ($f_u/f_s = 4.31 \pm 0.54$). Se si prescinde dall'ipotesi che il rapporto fra produzione di mesoni B_u e B_s dipenda effettivamente dalla natura dei corpi che danno origine alla produzione, cosa che spiegherebbe il cattivo accordo fra la misura di CDF e le altre misure ottenute a colliders e^+e^-, si può verificare come varia il limite sul *branching ratio* se si utilizza il risultato del LEP Working Group. In tal caso l'incertezza totale ammonta al 21.83%, e il limite risulta

$$N^{90\%}_{J/\psi\eta} = 6.202;$$
$$\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) < 4.8 \cdot 10^{-3}$$

Ci asteniamo dal decidere quale di queste misure sia da privilegiare, dato che entrambe le scelte presentano pro e contro: da un punto di vista metodologico, una misura di f_u/f_s ottenuta nelle stesse condizioni sperimentali di quelle della nostra analisi sarebbe da preferire; la scelta più conservativa è però quella di utilizzare il valore più alto, che gode anche della minore incertezza relativa.

A margine della discussione presentiamo anche il calcolo del limite sul *branching ratio* senza procedere alla sottrazione del fondo. Utilizzando la stima di CDF per il valore di f_u/f_s risulta:

$$N^{90\%}_{J/\psi\eta} = 10.65;$$
$$\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) < 4.5 \cdot 10^{-3}$$

Bibliografia

[1] T. Affolder *et al.*, “Measurement of b-Quark Fragmentation Fractions in $\mathrm{p\overline{p}}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1663 (2000)

[2] “31st International Conference on High Energy Physics, ICHEP02, Amsterdam (The Netherlands)”, July 24-31, 2002
see also:
ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD, “Combined results on b-hadron production rates and decay properties”, CERN-EP/2001-050, Jun 2001

[3] K. Hagiwara *et al.*, “Review of Particle Physics”, *Phys. Rev. D* **66**, 010001 (2002)

[4] P. Z. Skands, “Branching ratios for $B_{d,s} \to J/\psi\eta$ and $B_{d,s} \to \eta\ell^+\ell^-$, extracting γ from $B_{d,s} \to J/\psi\eta$, and possibilities for constraining C_{10A} in semileptonic B decays”, *J. High Energy Phys*, 01 008 (2001)

[5] J. Neyman, *Phil. Trans. Royal Soc. London A*, **236**, 333 (1937)
reprinted in:
A Selection of Early Statistical Papers on J.Neyman, University of California Press, Berkeley 1967

[6] G. Zech, “Upper limits in experiments with background or measurement errors”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. A* **277**, 608 (1989)

[7] T. Huber *et al.*, “Search for mixing of muonium and antimuonium”, *Phys. Rev. D* , 2709 (May 1990)

[8] R. Cousins, mnm “Why Isn’t Every Physicist a Bayesian?” *Am. J. Phys.* **63**, 398 (1995)

[9] R. Cousins, V. Highland, “Incorporating systematic uncertainties into the upper limit” *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **320**, 331 (1992)

[10] J. Conway, K. Maeshima, “Upper Limits on Poisson Processes Incorporating Uncertainties in Acceptance and Background”, **CDF** internal note **4476**, (Oct 1998)

[11] M. Acciari *et al.* (L3 Collaboration), “Search for exclusive B decays to J and η or π^0 with the L3 detector”, *Phys. Lett. B* **391**, 481-490 (1997)

Conclusioni e prospettive per il Run II

Lo studio del decadimento $B_s \to J/\psi\eta$ nel campione di dati raccolti da CDF durante il Run Ib ($\sim 90\text{pb}^{-1}$) ha permesso di porre un limite sul *branching ratio* di tale canale competitivo con la misura di L3 che attualmente risulta l'unica determinazione esistente. Utilizzando il valore del rapporto delle frazioni di frammentazione per i mesoni B_u e B_s, f_u/f_s, ottenuto dalle misure di CDF si è stimato un limite al 95% di C.L. pari a:

$$\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) < 3 \cdot 10^{-3}$$

Questa misura, oltre che dalla incertezza sulla determinazione del rapporto delle frazioni di decadimento, è stata influenzata dalla limitata risoluzione energetica del calorimetro elettromagnetico del rivelatore CDF. Buona parte di questo lavoro è stato dedicato alla ricostruzione di fotoni di bassa energia in un calorimetro non progettato per tale scopo.

Questo studio rappresenta un primo passo nella analisi di decadimenti del mesone B_s in stati a CP definita $B_s \to J/\psi\eta$ e $B_s \to J/\psi\eta'$. Questo secondo canale è previsto avere una *branching ratio* superiore al primo di un fattore $1.5-2$ e può essere identificato tramite la ricostruzione della particella η' in uno dei due decadimenti:

- $\eta' \to \rho^0\gamma$
  decadimento caratterizzato da un unico fotone e da due pioni carichi.

- $\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$
  in questo caso si ricostruisce la η come nel decadimento diretto $B_s \to J/\psi\eta$ e si richiede che due pioni di carica opposta formino con la η la η'.

Con l'utilizzo dei dati che si stanno raccogliendo da quasi un anno, CDF punta non solo alla ricostruzione di questi canali, ma anche alla ricerca di una violazione di CP in questi decadimenti, che permetterebbe una determinazione diretta dell'angolo χ (vedi equazione 1.63) del triangolo **sb** di CKM.
Il Modello Standard prevede una asimmetria molto piccola, dell'ordine di pochi percento. Uno studio accurato della la sensibilità dell'esperimento CDF è in corso su tutti i canali descritti, ma una analisi preliminare sul solo canale $B_s \to J/\psi\eta$ ha evidenziato come tale misura risulterà molto difficile se entro i limiti previsti, tuttavia un'eventuale misura di un valore significativamente più grande di $\mathcal{O}(\lambda^2)$ sarebbe un sicuro segnale di nuova fisica oltre il Modello Standard. Per questi motivi non solo CDF è interessato allo studio di questo canale ma anche esperimenti futuri come BTeV e LHCB.

Nel Run II CDF prevede di raccogliere 2 fb^{-1} di dati, cioè un fattore 20 in più rispetto al Run I. Al guadagno in termini di statistica vanno ad aggiungersi isignificativi miglioramenti del rivelatore soprattutto per quel che riguarda il sistema di tracciatura.
Il nuovo rivelatore di microvertice SVXII ha una lunghezza totale di 96 cm e copre circa 2.5 σ della regione luminosa raggiungendo una accettanza di $b-tagging$ di quasi il 100% (là dove il Run I presentava un valore di circa 60%). Si ottiene inoltre un miglioramento nel *pattern recognition* grazie all'aumento del numero di layer ma soprattutto grazie all'adozione di sensori a doppia faccia.
Immediatamente all'esterno di SVXII è posto il rivelatore ISL[2] costituito da due strati, quello interno con copertura a $|\eta| < 1$ e quello esterno a $1 < |\eta| < 2$ in modo da supplire alla carenza di SVXII ad alte pseudorapidità. Il centro del sistema di tracciatura di CDF rimane la camera a deriva, COT, collocata nella regione $|\eta| < 1$ con lo scopo di riprodurre la funzione della precedente CTC la cui performance era però limitata dalla ricostruzione stereo ad alta luminosità. La copertura del sistema di rivelazione dei μ è stata ampliata fino a $|\eta| < 1.5$ ed inotre è stata estesa la copertura azimutale del sistema CMX fino a $|\eta| < 1$.

Tali miglioramenti si riflettono anche in un aumento dell'accettanza e dell'efficienza per la selezione delle $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ di un fattore globale di circa 3.6. Questo incremento è legato anche alla modifica delle richieste avanzate dal trigger che considera tracce ricostruite da XFT[3] con momento trasverso $P_T(\mu) > 1.5$ Gev/c per candidati μ puntanti alle camere CMU ($P_T(\mu) > 2.0$ Gev/c per CMX). Inoltre la minima separazione in angolo azimutale consentita è stata ora dimezzata a $\Delta\phi = 2.5°$.

Si deve inoltre tenere conto che l'energia nel centro di massa nel Run II è di 2 TeV che comporta un aumento della sezione d'urto di produzione di b di un fattore circa 10%. CDF sta studiando anche la possibilità di approntare un trigger per il segnale $J/\psi \to e^+e^-$ cosa che farebbe aumentare il segnale di quasi il 50%.

Utilizzando i fattori di miglioramento appena citati (vedi anche [1]), si può stimare il numero di eventi attesi per $B_s \to J/\psi\eta$ estrapolandolo dal numero atteso per il canale $B^\pm \to J/\psi K^\pm$. In tutto il Run I sono stati ricostruiti complessivamente ~ 400 eventi di $B^\pm \to J/\psi K^\pm$; visti i fattori di guadagno per il Run II ci si attende di ricostruire circa 50000 eventi. In effetti su primi 18 pb^{-1} sono già stati ricostruiti circa 150 eventi come mostrato in figura 7.4. Tale analisi utilizza tagli che sono leggermente diversi da quelli utilizzati nella stima del segnale atteso e inoltre nella prima fase della presa dati solo parte del rivelatore dei μ era attivo e solamente nell'ultimo periodo il rivelatore di silicio ha mantenuto una copertura totale. Per la stima del numero di eventi attesi di $B_s \to J/\psi\eta$ in 2 fb^{-1} si può far ancora uso della relazione 3.4, già utilizzata per la valutazione del limite sul BR. Assumendo che $f_s/f_u = 0.426$, valore utilizzato da CDF in tutte le sue stime per il Run II e che $\mathcal{B}(B_s \to J/\psi\eta) = 5 \times 10^{-4}$, il numero di eventi attesi risulta essere di circa 1100. In questa stima si considera solo il decadimento $B_s \to J/\psi\eta$ con $\eta \to \gamma\gamma$.

Discutiamo qui una possibile strategia di ricostruzione dei fotoni a CDF alternativa alla misura calorimetrica. Tale strategia consiste nella ricostruzione dei fotoni tramite le conversioni $\mathrm{e^+e^-}$. Questo metodo è già stato utilizzato a CDF nel Run I per la ricostruzione dei decadimenti radiativi $B_d \to K^{*0}\gamma$, $B_s \to \phi\gamma$ e $\Lambda_b \to \Lambda\gamma$ [2] dando ottimi

[2] *Intermediate Silicon Layer.*

[3] *EXtra Fast Tracker*; nel Run II le informazioni dalla COT sono disponibili già per il trigger di livello 1.

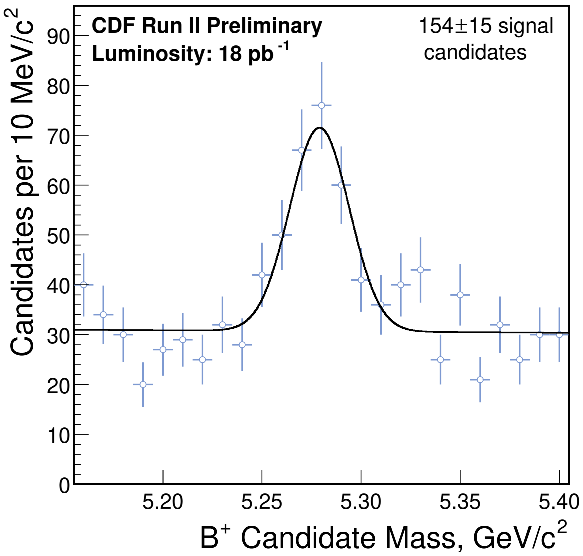


Figura 7.4: *Distribuzione della massa invariante $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ per i dati del Run II.*

risultati sia in termini di efficienza che di purezza in quanto la risoluzione sull'impulso del fotone è quella ottenuta dal sistema di tracciatura. Nel Run II si ha una probabilità di conversione più elevata rispetto al Run I in quanto un fotone prima di entrare nella camera a deriva centrale incontra più materiale (una preliminare stima quota un incremento di circa il 30%). In figura 7.5 si vede la distribuzione del materiale in funzione della distanza dall'origine per i dati del Run II (sinistra) e i dati del Run I (destra).

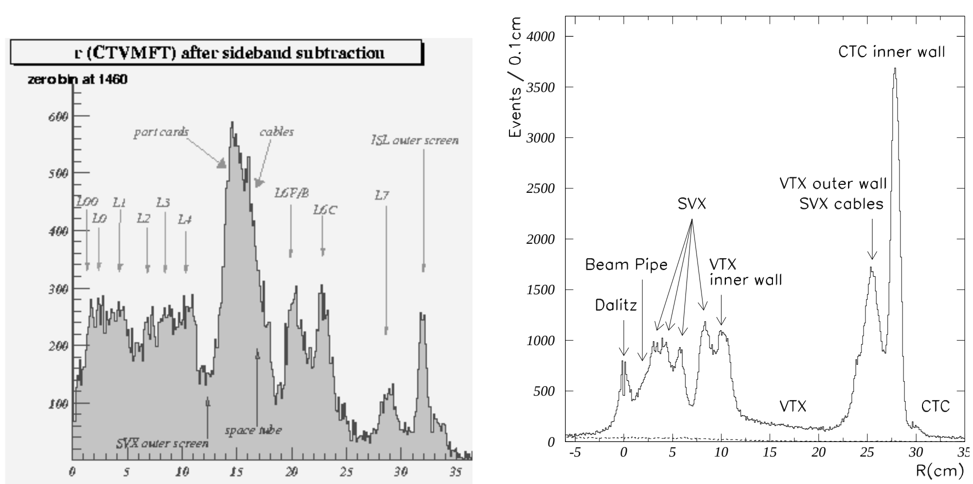


Figura 7.5: *Distribuzione del materiale passivo in funzione di R per i dati del RunII a sinistra e del RunI a destra.*

L'utilizzo di questa tecnica si può vantaggiosamente estendere con qualche accortezza anche allo studio del canale $B_s \to J/\psi\eta$ con $J/\psi \to \mu\mu$ e $\eta \to \gamma\gamma$. La presenza di due fotoni da ricostruire rende proibitiva in termini di efficienza la richiesta di avere due conversioni nello stesso evento, si può però ricostruire un fotone nel calorimetro e uno tramite la sua conversione in e^+e^-. Questo metodo presenta alcuni vantaggi. In primo luogo la presenza di due fotoni nell'evento raddoppia la probabilità di avere una conversione. Secondariamente, attraverso il fit cinematico dove viene vincolata la massa della particella η, tutto l'evento risulta avere le risoluzione del sistema di tracciatura in quanto la misura della energia del fotone nel calorimetro risulta essere la sola variabile indipendente affetta da errore rilevante prima della applicazione del vincolo. Una stima approssimativa basata su una simulazione Monte Carlo fornisce una previsione sul miglioramento di risoluzione sulla massa invariante del B_s superiore a un fattore 2.

Risulta invece difficile dare una stima degli eventi che ci si attende di ricostruire nei canali di $B_s \to J/\psi\eta'$ in quanto si dovrebbero conoscere le efficienze di ricostruzione di pioni soffici. Può essere utile riportare il numero di eventi che BTeV stima di ricostruire in 2 fb^{-1} nei diversi canali per avere un'idea dei vari contributi, tenendo comunque ben presente che BTeV avrà un rivelatore completamente diverso da CDF con un ottimo calorimetro elettromagnetico che permetterà di ricostruire particelle neutre con una buona efficienza e purezza fino a impulsi di 300 MeV [1]. Si può quindi stimare che BTeV

	$\eta \to \gamma\gamma$	$\eta' \to \gamma\rho^0$	$\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$
N^o di eventi	1920	5670	1610

Tabella 7.2: Numero di eventi di $B_s \to J/\psi\eta^{(\prime)}$ attesi in $2\mathrm{fb}^{-1}$ da BTeV

possa ricostruire circa 9000 eventi e che dopo l'identificazione del sapore del B il numero effettivo di eventi sia 900. Assumendo inoltre di avere una risoluzione spaziale tale da poter risolvere le oscillazioni del B_s l'errore su $\sin(2\chi)$ risulta di 0.033. Tali considerazioni fanno capire come le misure di violazione di CP oltre il primo triangolo di unitarietà al Tevatron e in particolare a CDF saranno effettuate al limite della sensibilità sperimentale, ma come potrebbero anche aprire una finestra verso fenomeni di nuova fisica oltre il Modello Standard.

Bibliografia

[1] "B Physics at the Tevatron: Run II and Beyond" Fermilab-Pub-01/197.

[2] D. Acosta *et al.*, (CDF Collaboration), "Search for Radiative b-Hadron Decays in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, FERMILAB-PUB-02/146-E. Submitted to *Phys. Rev. D* (June 2002)

Appendice

Fit cinematico

Generalità

Il fit cinematico qui utilizzato è una interpolazione ai minimi quadrati, quindi la ricerca di una serie di m parametri α_i che minimizzi la funzione

$$\chi^2 = \sum_l \frac{(y_l - f_l(\alpha))^2}{\sigma_l^2},$$

qualora si ipotizzi una relazione funzionale $y_l = f_l(\alpha_i)$ e y_l siano grandezze misurate e σ_l gli errori su tali grandezze. La richiesta di evere un minimo per il χ^2 viene garantita dalle m equazioni

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial\alpha_i} = 0.$$

Queste possono essere equazioni non lineari in funzione dei parametri α_i e quindi non esiste un metodo generale per risolverle. La procedura qui adottata cerca non le soluzioni a queste equazioni ma la soluzione delle equazioni derivanti da una espansione al primo ordine attorno a una soluzione approssimata:

$$f_l(\alpha) = f_l(\alpha_A) + \sum_i (\alpha_i - \alpha_{iA}) \frac{\partial f_l(\alpha)}{\partial\alpha_i}\bigg|_{\alpha_A} \equiv f_{lA} + \sum_i A_{li}\eta_i.$$

Con questa approssimazione il χ^2 può essere riscritto come

$$\chi^2 = \sum_l \frac{(y_l - f_{lA} - \sum_i A_{li}\eta_i)^2}{\sigma_l^2} \equiv \sum_l \frac{(\Delta y_l - \sum_i A_{li}\eta_i)^2}{\sigma_l^2}$$

Risulta a questo punto utile e comodo introdurre la notazione matriciale

$$\chi^2 = (\mathbf{\Delta y} - \mathbf{A}\eta)^t \mathbf{V}_y^{-1} (\mathbf{\Delta y} - \mathbf{A}\eta)$$

dove $\mathbf{A}$ è la matrice di elementi A_{ij} prima definiti e $\mathbf{V}_y^{-1}$, η, $\mathbf{y}$ sono dati da

$$\mathbf{V}_y^{-1} = \begin{pmatrix} 1/\sigma_1^2 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 1/\sigma_2^2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & 1/\sigma_n^2 \end{pmatrix}, \quad \eta = \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \vdots \\ \eta_m \end{pmatrix}, \quad \mathbf{y} = \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix}.$$

Calcolando le derivate parziali del χ^2 rispetto ai parametri η si ottengono le m equazioni

$$\mathbf{A}^t\mathbf{V}_y^{-1}(\mathbf{\Delta y} - \mathbf{A}\eta) = \mathbf{0},$$

Ponendo $\mathbf{V}_A = (\mathbf{A}^t\mathbf{V}_y^{-1}\mathbf{A})^{-1}$ si ottiene

$$\eta = \mathbf{V}_A\mathbf{A}^t\mathbf{V}_y^{-1}\mathbf{\Delta y},$$

Il valore dei parametri α dopo il fit si ottiene semplicemente da $\boldsymbol{\alpha} = \boldsymbol{\alpha_A} + \boldsymbol{\eta}$

Interpolazione con vincoli

Nel caso in cui la fisica del processo di interesse fornisca informazioni addizionali, ad esempio la provenienza da uno stesso vertice o una massa invariante fissata per due tracce, queste devono essere introdotte nel meccanismo di interpolazione.
In generale una serie di r vincoli può essere descritta tramite delle equazioni del tipo

$$\mathbf{H}(\alpha) = \mathbf{0}.$$

Coerentemente con la procedura prima introdotta si espande al primo ordine attorno a α_A e si ottengono le equazioni linearizzate

$$\mathbf{H}(\alpha_A) + (\alpha - \alpha_A)\partial\mathbf{H}(\alpha_A)/\partial\alpha \equiv \mathbf{D}\eta + \mathbf{d} = \mathbf{0},$$

dove $\mathbf{D}$ è una matrice $r \times m$, $\mathbf{d}$ è un vettore di lunghezza r.
La ricerca di un massimo o un minimo in una varietà definita da vincoli è un problema che può essere affrontato mediante il metodo dei *moltiplicatori di Lagrange*. L'introduzione dei vincoli nel fit e il calcolo del minimo vincolato del χ^2 viene implementato definendo un nuovo termine nel χ^2,

$$\chi^2 = (\mathbf{\Delta y} - \mathbf{A}\eta)^t\mathbf{V}_y^{-1}(\mathbf{\Delta y} - \mathbf{A}\eta) + 2\lambda^t(\mathbf{D}\eta + \mathbf{d}),$$

e ricercando le soluzioni delle equazioni ottenute ponendo a zero le derivate parziali rispetto a η e λ. La equazione $\partial\chi^2/\partial\lambda = \mathbf{0}$ genera le condizioni poste dai vincoli. La soluzione alle equazioni mostra che η è uguale a η_0 più un termine proporzionale a λ, quindi i vincoli spostano i parametri η dal loro valore senza il vincolo η_0. Questo risultato suggerisce che la ricerca della soluzione possa essere "fattorizzata" in due termini:
- prima si risolve le equazioni senza i vincoli e si cerca η_0
- quindi si applicano i vincoli e si trova η in termini di η_0.
Tutte le incertezze nelle misure dei dati sono state assorbite nella matrice $\mathbf{V}_{\eta_0} = \mathbf{V}_A$. Dopo alcuni rimaneggiamenti il χ^2 si può scrivere come

$$\chi^2 = (\mathbf{\Delta y} - \mathbf{A}\eta_0)^t\mathbf{V}_y^{-1}(\mathbf{\Delta y} - \mathbf{A}\eta_0) + (\eta - \eta_0)^t\mathbf{V}_{\eta_0}^{-1}(\eta - \eta_0) + \lambda^t(\mathbf{D}\eta + \mathbf{d}).$$

Il primo termine è costante ed è il χ^2 per il fit non vincolato. Il metodo qui adottato prende il via dai valori del fit non vincolato e quindi introduce i vincoli utilizzando un nuovo χ^2

$$\chi^2 = (\eta - \eta_0)^t\mathbf{V}_{\eta_0}^{-1}(\eta - \eta_0) + 2\lambda^t(\mathbf{D}\eta + \mathbf{d}).$$

Le condizioni di minimizzazione $\partial\chi^2/\partial\eta = \mathbf{0}$ e $\partial\chi^2/\partial\lambda = \mathbf{0}$ porgono le equazioni

$$\mathbf{V}_{\eta_0}^{-1}(\eta - \eta_0) + \mathbf{D}^t\lambda = \mathbf{0}$$

$$\mathbf{D}\eta + \mathbf{d} = \mathbf{0}$$

che, una volta risolte, danno

$$\begin{aligned}
\lambda &= \mathbf{V}_D(\mathbf{D}\eta_0 + \mathbf{d}) \equiv \mathbf{V}_D\alpha \qquad (\alpha = \mathbf{D}\eta_0 + \mathbf{d}) \\
\eta &= \eta_0 - \mathbf{V}_{\eta_0}\mathbf{D}^t\lambda \\
\mathbf{V}_D &= (\mathbf{D}\mathbf{V}_{\eta_0}\mathbf{D}^t)^{-1} \\
\mathbf{V}_\lambda &= \mathbf{V}_D \\
\mathbf{V}_\eta &= \mathbf{V}_{\eta_0} - \mathbf{V}_{\eta_0}\mathbf{D}^t\mathbf{V}_\lambda\mathbf{D}\mathbf{V}_{\eta_0}. \\
\chi^2 &= \lambda^t\mathbf{V}_D^{-1}\lambda = \alpha^t\mathbf{V}_D\alpha = \lambda^t\alpha = \alpha^t\lambda \qquad (*)
\end{aligned}$$

Applicazione a $B_s \to J/\psi\eta$

Il decadimento $B_s \to J/\psi\eta$ prevede nello stato finale 4 particelle; due tracce cariche e due fotoni. Le due tracce dei candidati μ sono già state interpolate con un altro fit cinematico *vertex-constrained* e, per definire questo sistema a valle del fit, si hanno le seguenti variabili:

y_1	X_{SV}	coordinata X del vertice secondario
y_2	Y_{SV}	coordinata Y del vertice secondario
y_3	Z_{SV}	coordinata Z del vertice secondario
y_4	$C(\mu_1)$	Curvatura della prima traccia
y_5	$\phi_0(\mu_1)$	Direzione in xy nel punto di minimo avvicinamento del μ_1
y_6	$cot\theta(\mu_1)$	Cotangente dell'angolo polare al minimo avvicinamento del μ_1
y_7	$C(\mu_2)$	Curvatura della seconda traccia
y_8	$\phi_0(\mu_2)$	Direzione in xy nel punto di minimo avvicinamento del μ_2
y_9	$cot\theta(\mu_2)$	Cotangente dell'angolo polare al minimo avvicinamento del μ_2

Queste variabili descrivono compiutamente un sistema di due tracce provenienti dal medesimo vertice. Il fit inoltre restituisce la matrice di covarianza $\mathbf{V}_y^{9\times9}$ per questo blocco di variabili.
I due fotoni dello stato finale vengono invece descritti mediante la loro origine, il punto di arrivo sulle camere CES e la loro energia. La origine viene assunta essere quella del vertice secondario, la energia quella letta nel calorimetro (dopo gli algoritmi di correzione), il punto di arrivo è definito mediante le coordinate locali X_{loc} e Z_{loc} ricostruite nelle CES. Le restanti 6 variabili sono quindi:

y_{10}	$E_{\gamma1}$	energia del primo fotone
y_{11}	X_{loc1}	coordinata locale X nelle CES del primo fotone
y_{12}	Z_{loc1}	coordinata locale Z nelle CES del primo fotone
y_{13}	$E_{\gamma1}$	energia del secondo fotone
y_{14}	X_{loc2}	coordinata locale X nelle CES del secondo fotone
y_{15}	Z_{loc2}	coordinata locale Z nelle CES del secondo fotone

La matrice di covarianza per queste grandezze è assunta essere diagonale e con termini dati da:

$$\sigma^2_{E_\gamma} = E^2_\gamma \left(\frac{0.02}{E_\gamma}\right)^2 + \frac{0.135^2}{E_{T\gamma}}$$
$$\sigma^2_{X_{loc}} = \frac{(Pitch_X)^2}{12}$$
$$\sigma^2_{Z_{loc}} = \frac{(Pitch_Z)^2}{12} \cdot \frac{1}{sin(\theta)}$$

La matrice $\mathbf{V}_y$ assume quindi la forma:

$$\left(\begin{array}{c|c} 9\times 9 & \dots \\ \text{CTVMFT} & \mathbf{0} \\ cov.\quad matrix & \dots \\ \hline \dots & 6\times 6 \\ \mathbf{0} & \gamma \\ \dots & diagonal\quad matrix \end{array}\right)$$

Definite le 15 variabili y_l e la loro matrice di covarianza restano da definire i parametri α_i. Questi sono

$$\begin{array}{lll} \alpha_1 = X_{SV} & \alpha_4 = p_x^{\mu 1} & \alpha_7 = p_x^{\mu 2} \\ \alpha_2 = Y_{SV} & \alpha_5 = p_y^{\mu 1} & \alpha_8 = p_y^{\mu 2} \\ \alpha_3 = Z_{SV} & \alpha_6 = p_z^{\mu 1} & \alpha_9 = p_z^{\mu 2} \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} \alpha_{10} = q_x^{\gamma 1} & \alpha_{13} = q_x^{\gamma 2} \\ \alpha_{11} = q_y^{\gamma 1} & \alpha_{14} = q_y^{\gamma 2} \\ \alpha_{12} = q_z^{\gamma 1} & \alpha_{15} = q_z^{\gamma 2} \end{array}$$

Come si vede i parametri sono tanti quante le variabili, questo significa che possono essere calcolati in modo esatto a partire da $\mathbf{y}$ senza necessità di interpolazione. A questo punto vengono introdotti i 2 vincoli che sono le richieste sulla massa invariante $M_{\mu\mu}$ e $M_{\gamma\gamma}$:

$$\mathrm{H}_1 = 2 \cdot (E_{\mu 1} E_{\mu 2} - \overline{p}_{\mu_1} \cdot \overline{p}_{\mu_2} + M^2_\mu) - M^2_{J/\psi} = 0$$
$$\mathrm{H}_2 = 2 \cdot (E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} - \overline{q}_{\gamma_1} \cdot \overline{q}_{\gamma_2}) - M^2_\eta = 0$$

La richiesta di vertice comune tra i μ e per i fotoni è già presente in quanto sulle due tracce è stato effettuato un fit *vertex constrained*, mentre i fotoni hanno origine nel vertice secondario per costruzione. Ora ci sono tutti gli ingredienti per procedere al calcolo. I valori dei 15 parametri $\boldsymbol{\alpha}$ ottenuti per inversione dai 15 parametri $\mathbf{y}$ diventano i valori $\boldsymbol{\alpha_A}$ iniziali attorno al quale si sviluppano sia le equazioni in χ^2 che i vincoli $\mathbf{H}$.

L'intera procedura di interpolazione si riduce ora a un noioso calcolo delle matrici $\mathbf{D}(2\times 15)$ e $\mathbf{A}(15\times 15)$. Il risultato del fit si ottiene quindi per semplice manipolazione matriciale utilizzando $\mathbf{V}_{\eta_0} = (\mathbf{A}^T\mathbf{V}_y^{-1}\mathbf{A})^{-1}$ e le formule (*) elencate al termine della precedente sezione.

Elenco delle figure

Elenco delle tabelle