Capitolo 6

Composizione del campione di dati

Nell'analisi della correlazione di carica dei μ è molto importante riuscire a determinare la purezza del campione. Il fondo da studiare è di due tipi : correlato e scorrelato. Per fondo correlato si intendono eventi con due muoni che non provengono dal decadimento del B^0 ma da altre particelle. Ne sono esempi i mesoni con *charm*, la Υ e il $Drell-Yan$. Fannno invece parte del fondo scorrelato gli eventi in cui uno o entrambi i muoni sono falsi o ottenuti dai decadimenti in volo dei K e delle π.

6.1 Studio della frazione di fondo correlato

Una sorgente di muoni sempre con segno opposto è il *charm* diretto, cioè *quark* c o $\bar{c}$ prodotti in interazioni $p\bar{p}$ che poi adronizzano in mesoni D. I $D^{\pm}$ decadono con una vita media di 1.057 ps e i D^0 di 0.415 ps . In media l'impulso dei muoni provenienti dal *charm* è piuttosto basso e la richiesta di un impulso trasverso minimo di 2 GeV/c ne elimina la maggior parte. Definiamo

$$f_c = \frac{N_{ev}\,(c\bar{c} \to \mu^+\mu^-)}{N_{ev}\,(totali)} \tag{6.1}$$

Se la frazione f_c rimasta dopo tutti i tagli non è troppo alta è possibile rinunciare alla conoscenza precisa di tale valore e lasciarlo come parametro libero nel fit. C'è comunque bisogno di determinare l'ordine di grandezza di questa frazione. Questo studio è stato fatto utilizzando due metodi diversi che hanno portato a risultati compatibili tra loro.

6.1.1 Uso del Montecarlo

È stato generato un campione di 3909 eventi $c\bar{c}$ usando il generatore ISAJET. La sezione d'urto di produzione $c\bar{c}$ in ISAJET è di 0.4873×10^{-2} mb e l'efficenza dei tagli applicati è 1.102×10^{-4} per cui sfruttando la relazione 5.2 il numero di eventi generati corrisponde ad una luminosità integrata di 7.28 (pb^{-1}).

Questi dati sono poi stati simulati usando lo stesso Montecarlo usato per i mesoni B ed è stata applicata la stessa selezione che è stata usata per i dati. La richiesta di avere due muoni di buona "qualità" porta il campione a 2556 eventi che passati attraverso l'algoritmo $D - \phi$ si riducono a 325. Dopo la ricostruzione della lunghezza di decadimento rimangono 219 eventi che diventano 144 dopo aver applicato i tagli usuali descritti nella sezione 5.2. La richiesta che P_{trel} sia maggiore di 1.3 porta ad un campione di finale di 60 eventi.

Il nostro scopo è di determinare il numero di eventi $c\bar{c}$, $N_{c\bar{c}}$ rispetto al numero di $b\bar{b}$, $N_{b\bar{b}}$. Per la stessa luminosità integrata L, questo rapporto si può scrivere:

$$\frac{N_{c\bar{c}}}{N_{b\bar{b}}} = \frac{\epsilon_{(c\bar{c})tagli} \cdot \epsilon_{(c\bar{c})analisi} \cdot \sigma_{(c\bar{c})prod.}}{\epsilon_{\left(b\bar{b}\right)tagli} \cdot \epsilon_{\left(b\bar{b}\right)analisi} \cdot \sigma_{\left(b\bar{b}\right)prod.}} \tag{6.2}$$

in cui $\epsilon_{(c\bar{c})tagli}$ ($\epsilon_{\left(b\bar{b}\right)tagli}$) è l'efficienza dei tagli a livello di produzione per il c (b), $\epsilon_{(c\bar{c})analisi}$ ($\epsilon_{\left(b\bar{b}\right)analisi}$) è l'efficienza di tutti i tagli a livello di analisi per il c (b) e $\sigma_{(c\bar{c})prod.}$ ($\sigma_{\left(b\bar{b}\right)prod.}$) è la sezione d'urto di produzione di $c\bar{c}$ ($b\bar{b}$). Le efficienze sono determinabili facilmente dal Montecarlo. Quelle dei tagli in produzione sono già state determinate e per quelle dell'analisi basta considerare il numero di eventi che rimane dopo tutti i tagli rispetto al totale. Riassumendo si ha :

$$\begin{aligned} \epsilon_{(c\bar{c})tagli} &= 1.102 \times 10^{-4} \\ \epsilon_{\left(b\bar{b}\right)tagli} &= 2.064 \times 10^{-3} \\ \epsilon_{(c\bar{c})analisi} &= 1.53 \times 10^{-2} \\ \epsilon_{\left(b\bar{b}\right)analisi} &= 7.11 \times 10^{-2} \end{aligned}$$

Con questi valori l'equazione 6.2 diventa

$$\frac{N_{c\bar{c}}}{N_{b\bar{b}}} = 1.49 \times 10^{-2} \cdot \frac{\sigma_{(c\bar{c})prod.}}{\sigma_{\left(b\bar{b}\right)prod.}} \tag{6.3}$$

Resta da determinare il rapporto tra le sezioni d'urto di produzione del c e del b. La sezione d'urto correlata di produzione di $b\bar{b}$ è stata misurata da CDF ([66]) essere $2.00 \pm 0.38 \pm 0.37 \mu b$ per $P_t^{b1,min} = 6.5\ GeV/c$ e $P_t^{b2,min} = 6.5\ GeV/c$ che risulta più alta di quella del Montecarlo nonostante quest'ultima abbia un $P_t^{b,min}$ inferiore. Non vi sono attualmente misure per la sezione d'urto di produzione di $c\bar{c}$ a *collider* adronici. La teoria in questo caso ci aiuta ben poco. Le incertezze nella determinazione della sezione d'urto di produzione di $b\bar{b}$ sono dello stesso ordine di grandezza degli errori sperimentali e nel caso del *charm* l'errore può essere più del 100%. Poiché non vi è un valore misurato che possiamo utilizzare per ricavare il rapporto tra le due sezioni d'urto prendiamo quelle usate dal generatore ISAJET. Il fatto che utilizziamo il rapporto tra le due dovrebbe ridurre l'errore perché alcuni dei parametri sconosciuti si cancellano. Rimane, comunque sconosciuto l'errore che dobbiamo assumere almeno del 100%.

Con i valori in precedenza citati per le due sezioni d'urto si ottiene

$$\frac{\sigma_{c\bar{c}prod.}}{\sigma_{b\bar{b}prod.}} = 2.98 \tag{6.4}$$

che inserito nell'equazione 6.3 dà

$$\frac{N_{c\bar{c}}}{N_{b\bar{b}}} = 0.034 \tag{6.5}$$

Poiché f_c è la frazione di *charm* diretto rispetto al totale degli eventi si ricava che f_c è inferiore al 3.4%. Purtroppo non siamo in grado di quantificare la precisione con cui questo numero è noto.

6.1.2 Estrazione di $f_{c\bar{c}}$ dai dati

La stima della frazione di *charm* diretto può essere fatta usando contemporaneamente i dati e il Montecarlo. Come è visto nella sezione 5.4 la distristribuzione in P_{trel} per i muoni diretti e quelli sequenziali sono molto diverse; per i muoni che provengono dal *charm* diretti ci si aspetta che sia ancora diversa come mostrato da studi precedenti [67]. In figura 6.1 è mostrata la parametrizzazione delle distribuzioni in P_{trel} per le varie componenti come si ottiene dal Montecarlo. In questo caso la distribuzione dei μ che provengono direttamente dal *charm* non si distinge molto da quelli sequenziali. Questo effetto è causato dai criteri di selezione. La richiesta di un impulso trasverso minimo di 2 GeV/c per i due muoni porta a selezionare eventi $c\bar{c}$ con un *boost* più elevato; inoltre la necessità di avere almeno un vertice di decadimento secondario ricostruito fa si che il campione finale sia arricchito di eventi con una lunghezza di decadimento maggiore. Quindi il *charm* diretto che rimane nel nostro campione ha caratteristiche piuttosto peculiari create dalla selezione degli eventi. Anche se il potere discriminatorio della variabile P_{trel} è enormemente ridotto possiamo fare un fit a più componenti della distribuzione in P_{trel} ottenuta dai dati. Facendo un fit delle distribuzioni in P_{trel} del Montecarlo si determinano le parametrizzazioni delle varie componenti, che risultano:

$$\begin{aligned} b &: \; f(x) = \alpha e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-x_1)^2}{\sigma_1{}^2}} + \beta e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-x_2)^2}{\sigma_2{}^2}} \\ bc &: \; f(x) = N_1 x e^{-\mu_1 x} \\ c &: \; f(x) = N_2 x^2 e^{-\mu_2 x} \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} &\alpha = 0.408,\ \beta = 0.089,\ x_1 = 1.881,\ x_2 = 2.997,\ \sigma_1 = 0.7232,\ \sigma_2 = 1.169 \\ &N_1 = 2.0564,\ \mu_1 = 1.434 \\ &N_2 = 7.1479,\ \mu_2 = 2.427 \end{aligned}$$

dove con b si sono indicati i muoni diretti, bc quelli sequenziali e con c quelli provenienti dal *charm* diretto. Facciamo poi un fit a tre componenti dei dati lasciando come parametri liberi la frazione di b e quella di c. Fissiamo la frazione di sequenziali a 0.278, valore che si ricava dal Montecarlo prima di aver applicato il taglio in P_{trel}. In figura 6.2 è mostrata la distribuzione in P_{trel} per i dati con il risultato del fit sovraimposto dal quale si ricava:

$$f_c = 0.01 \pm 0.01$$

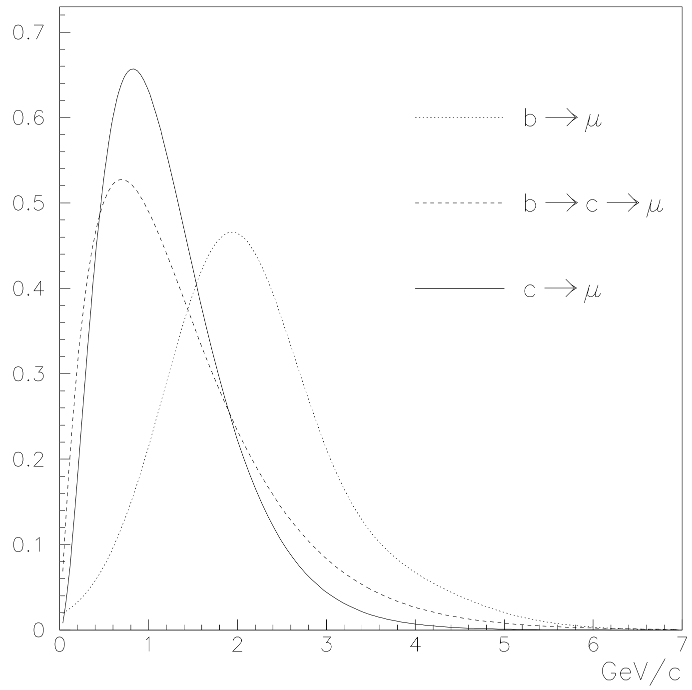


Figura 6.1: Parametrizzazione delle distribuzioni in P_{trel} per le varie componenti.

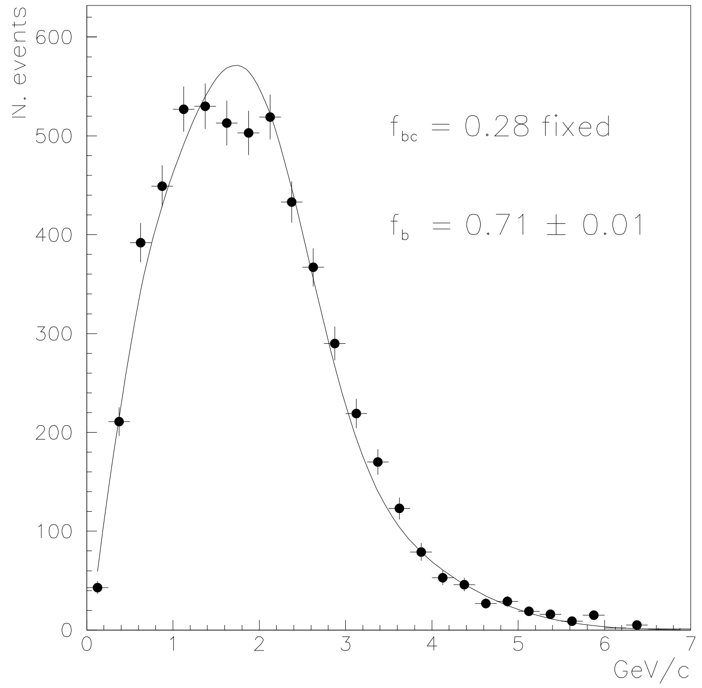


Figura 6.2: Distribuzione in P_{trel} per i dati con sovraimposto il risultato del fit.

L'errore è solo statistico ottenuto dal fit assumendo di conoscere esattamente la frazione di sequenziali. Il valore di f_c misurato corrisponde alla frazione di *charm* diretto nei dati prima del taglio in P_{trel}, per determinare questa frazione dopo il taglio assumiamo che il campione sia formato da b e *charm* cioè

$$N_{ev}\,(totali) = N_b + N_c$$

In pratica stiamo affermato che la frazione di fondo scorrelato è trascurabile, ipotesi che sarà discussa nel prossimo paragrafo. Comunque l'inserimento di una percentuale di fondo scorrelato renderebbe la frazione di *charm* diretto ancora più bassa, quindi l'ipotesi fatta è sicuramente conservativa. Con queste assunzioni si ha

$$f_c = \frac{\epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}} N_c}{\epsilon_{\left(b\bar{b}\right)P_{trel}} N_b + \epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}} N_c} \tag{6.6}$$

in cui $\epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}}$ e $\epsilon_{\left(b\bar{b}\right)P_{trel}}$ sono le efficienze del taglio per i c e i b rispettivamente.; queste sono misurabili sfruttando il Montecarlo e si ottiene

$$\epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}} = 0.42 \pm 0.04$$

$$\epsilon_{\left(b\bar{b}\right)P_{trel}} = 0.698 \pm 0.006$$

Trascurando $\frac{N_c}{N_b}$ rispetto ad 1 l'equazione 6.6 diventa:

$$f_c = \frac{\epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}} N_c}{\epsilon_{\left(b\bar{b}\right)P_{trel}} N_b} \tag{6.7}$$

Il rapporto $\frac{N_c}{N_b}$ nella formula 6.7 corrisponde al valore di f_c prima del taglio in P_{trel} che scalato con le appropriate efficienze da:

$$f_c = 0.006 \pm 0.006 \tag{6.8}$$

in cui l'errore è ancora solo statistico.
Da questo studio si ricava anche che la frazione di fondo scorrelato dal lato in cui è stato ricostruito il vertice deve essere dell'ordine del %. Infatti ci si aspetta che la distribuzione in P_t^{rel} per il fondo sia molto più simile a quella del *charm* diretto che non a quella del b e quindi in questo modo poniamo un limite superiore alla frazione di fondo correlato dalla parte del vertice.

La frazione di Υ e $Drell - Yan$ presente nel campione dovrebbe essere inferiore a quella di *charm* diretto in quanto in questo caso non ci si aspetta un vertice secondario. La Υ è una risonaza che si presenta ad una energia di 9.46 GeV/c^2 con una larghezza sperimentale di circa 50 MeV/c^2 [68]. Questa risonanza non è presente nel campione da noi selezionato come si può osservare in figura 6.3, dove è riportata la distribuzione in massa invariante dei due muoni aventi carica opposta ($M_{\mu^+\mu^-}$). Il numero di eventi compresi in una finestra di tre sigma attorno a 9.46 GeV/c^2 (posizione nominale del picco) è $51. \pm 7$ Per determinare quanti di questi provengono dal decadimento della Υ contiamo gli eventi nelle bade laterali definite $9.01 < M_{\mu^+\mu^-} < 9.31$ e $9.61 < M_{\mu^+\mu^-} < 9.91$. Nella prima banda vi sono 56 ± 7 eventi mentre nella seconda 43 ± 7 che corrispondono ad una media di 50 ± 7. Quindi gli eventi presenti nella regione della Υ sono compatibili con fondo. Da questo si ricava che l'efficienza della nostra analisi per muoni diretti è circa zero. Questo fa si che anche la frazione di $Drell - Yan$ che ci si aspetta sia del tutto trascurabile.

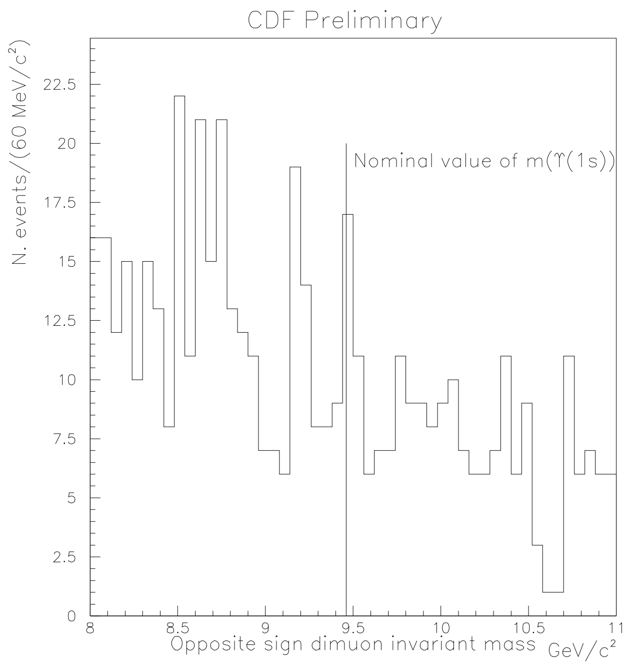


Figura 6.3: Distribuzione della massa invariante delle coppie di muoni con segno opposto.

6.2 Valutazione della frazione di fondo scorrelato

Dalla discussione fatta nei paragrafi precedenti è emerso che il fondo correlato contribuisce in modo diverso al numero di muoni con lo stesso segno e a quelli con segno diverso. Vi è però un fondo, che abbiamo definito scorrelato, che per la sua natura contribuisce allo stesso modo alle due classi di muoni. Rientrano in questa categoria i muoni falsi, la cui maggior parte dovrebbero essere stati eleminati dalla selezione fatta, e tutte le altre coppie di muoni non provenienti da $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, Υ e $Drell - Yan$. Come per il *charm* diretto, c'è comunque la necissità di determinare almeno indicativamente la percentuale di questo fondo. Per far ciò utilizziamo direttamente i dati sfruttando due metodi diversi anche se nel fit finale ne verrà usato solo uno.

Il primo metodo si basa sul confronto tra il numero di eventi con due muoni con lo stesso segno e quelli con i due muoni di segno opposto. Il numero di eventi con lo stesso segno, N^{ls}, e quelli con segno opposto, N^{os} può essere scomposto nelle seguenti componenti:

$$N^{ls} = N^{tot} f_b f_{mix} + \frac{1}{2} N^{tot} f_{bck} \tag{6.9}$$

$$N^{os} = N^{tot} f_b f_{nomix} + N^{tot} f_c + \frac{1}{2} N^{tot} f_{bck} \tag{6.10}$$

dove abbiamo definito N_{tot} il numero totale di eventi, f_b la frazione di eventi contente il *quark b*, f_c la frazione di *charm* e f_{bck} la percentuale di fondo scorrelato; f_{mix} e f_{nomix} sono rispettivamente la probabilità di avere un evento con due muoni dello stesso segno e di segno opposto provenienti da mesoni B tenendo presenti anche i decadimenti secondari, quindi il primo termine nella equazione 6.9 dà il numero di eventi con due muoni dello stesso segno che provengono da B; analogamente il primo termine nella equazione 6.10 per gli eventi con due muoni con la stessa carica. Una discussione particolareggiata di come si ricavano queste frazioni sarà fatta nel capitolo 8, al momento assumiamole :

$$f_{mix} = 2\bar{\chi}(1-\bar{\chi}) + a_s(1-2\bar{\chi})^2 \tag{6.11}$$

$$f_{nomix} = \bar{\chi}^2 + (1-\bar{\chi}) - a_s(1-2\bar{\chi})^2 \tag{6.12}$$

Le due equazioni 6.9 e 6.10 devono essere risolte tendo presente la condizione

$$f_b + f_c + f_{bck} = 1 \tag{6.13}$$

con la quale le 6.9 6.10 si riscrivono

$$N^{ls} = N^{tot}(1 - f_c - f_{bck}) f_{mix} + \frac{1}{2} N^{tot} f_{bck} \tag{6.14}$$

$$\tag{6.15}$$

$$N^{os} = N^{tot}(1 - f_c - f_{bck}) f_{nomix} + N^{tot} f_c + \frac{1}{2} N^{tot} f_{bck} \tag{6.16}$$

Sottraendo la 6.16 dalla 6.15 si ottiene:

$$f_{bck} = 1 - \frac{2 f_{mix}}{f_{mix} - f_{nomix}} f_c + \frac{N^{os} - N^{ls}}{N^{tot}(f_{mix} - f_{nomix})} \tag{6.17}$$

che diventa, esplicitando f_{mix} e f_{nomix} :

$$f_{bck} = 1 - 2\left(\frac{2\bar{\chi}(1-\bar{\chi}) + a_s(1-2\bar{\chi})^2}{(1-2\bar{\chi})^2(2a_s-1)}\right) f_c + \frac{N^{os} - N^{ls}}{N^{tot}(1-2\bar{\chi})^2(2a_s-1)} \tag{6.18}$$

Questa equazione dipende da diversi parametri. Dai dati prendiamo i valori di N^{ls} e N^{os}. Rimangono come parametri liberi la frazione di decadimenti sequenziali a_s, la percentuale di *charm* e il parametro di mescolamento $\bar{\chi}$. In figura 6.4 e 6.5 sono mostrate le frazioni di fondo scorrelato in funzione della frazione di decadimenti sequenziali. La linea verticale rappresenta il valore misurato sul Montecarlo per a_s. In figura 6.4 la percentuale di fondo viene mostrata ponendo $\bar{\chi} = 0.15$; anche per una frazione di *charm* diretto dell'ordine dell'1%, limite massimo stimato dai dati, la frazione di fondo è trascurabile. Inserendo questi valori nella 6.18 otteniamo infatti $f_{bck} \sim 0.002$. Se invece se assume $\bar{\chi} = 0.13$ con un errore di 0.015, otteniamo delle frazioni di fondo più significative come mostrato in figura 6.5. Ponendo $a_s = 0.286 \pm 0.006$, ottenuto dal Montecarlo, i valori di f_{bck} si riassumono come segue al variare di f_c :

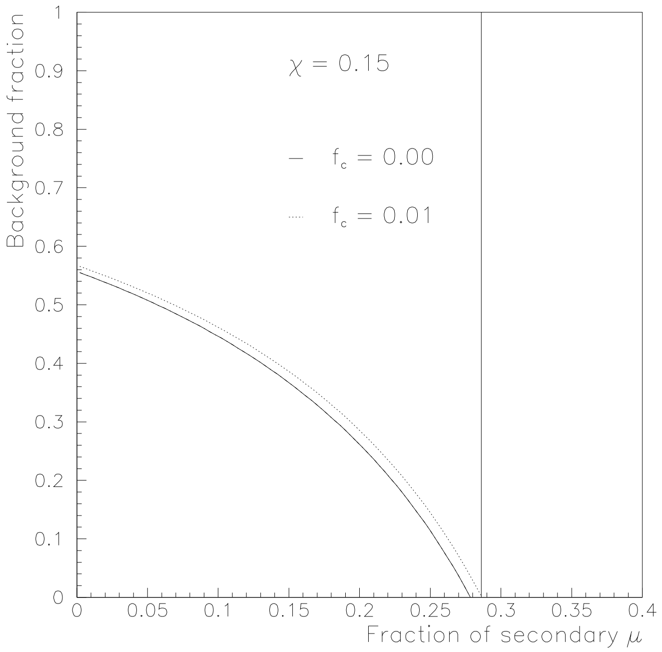
f_c	f_{bck}
0.000 (costante)	0.07 ± 0.10
0.01 ± 0.01	0.11 ± 0.10
0.006 ± 0.006	0.09 ± 0.10

L'errore ottenuto, piuttosto grosso, è dovuto alle grandi incertezze con cui sono noti f_c e $\bar{\chi}$; il risultato è comunque che che la frazione del fondo scorrelato è piuttosto piccola. Bisogna però notare che vi è una forte dipendenza da $\bar{\chi}$ che può influenzare il risultato finale. Inoltre con questo metodo non risuciamo a discriminare tra il lato in cui il vertice è ricostruito e l'altro.

Per questi motivi si è utilizzato un altro metodo. Abbiamo studiato la distribuzione del parametro di impatto del μ dal lato dove non vi è il vertice ricostruito per stabilire la frazione di fondo. La distribuzione in parametro di impatto per i muoni provenienti da B è stata ottenuta dal Monte Carlo mentre per il fondo si sono utilizzati i dati. Un muone falso viene identificato come un μ che ha $P_t > 3 \;\; GeV/c$ che dovrebbe essere rivelato nel CMP ma non lo è.

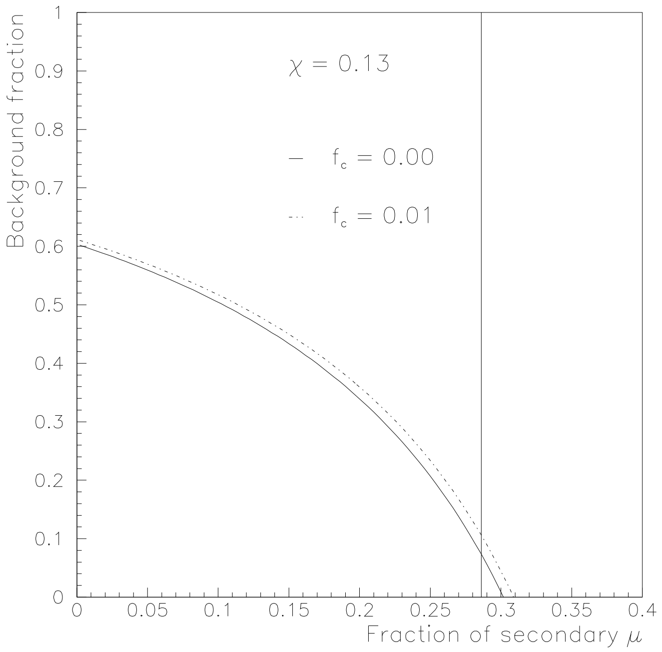
Un fit a due componenti dei dati usando le parametrizzazioni descritte dà $f_{bck} = 12 \pm 3.4\%$. L'errore include l'errore statistico sulle parametrizzazioni, il 6% di incertezza sulla vita media del B e il 2% di incertezza sulla forma del fondo. In figura 6.6 è mostrato il risultato del fit con i dati sovrapposti.

Queste conclusioni sulla composizione del fondo sono state controllate in modo qualitativo guardando la asimmetria di carica dei muoni. Poichè il *rate* di *punch through* è più alto per kaoni positivi che negativi ci si aspetta una chiara asimmetria in presenza di fondo. Quello che misuriamo sui dati è $2.45 \pm 1.6\%$ dal lato in cui il vertice è ricostruito e $3.02 \pm 1.6\%$ dall'altro. Poichè i muoni falsi sono principalmente primari ripetiamo la misura dell'asimmetria dopo aver richiesto che il parametro di impatto del muone sia più piccolo di 100 μm. Troviamo che l'asimmetria è $1.7 \pm 2.4\%$ dal lato con il vertice ricostruito e $5.6 \pm 2.1\%$. L'indicazione che possiamo ricavare è che il fondo da μ falsi è piuttosto piccola e comunque è concentrata dal lato in cui il vertice non viene ricostruito. Questo risultato è in accordo con quanto determinato in precedenza con metodi indipendenti.



cm

Figura 6.4: Frazione di fondo scorrelato in funzione della percentuale di decadimenti sequenziali per $\bar{\chi} = 0.15$.



cm

Figura 6.5: Frazione di fondo scorrelato in funzione della percentuale di decadimenti sequenziali per $\bar{\chi} = 0.13$.

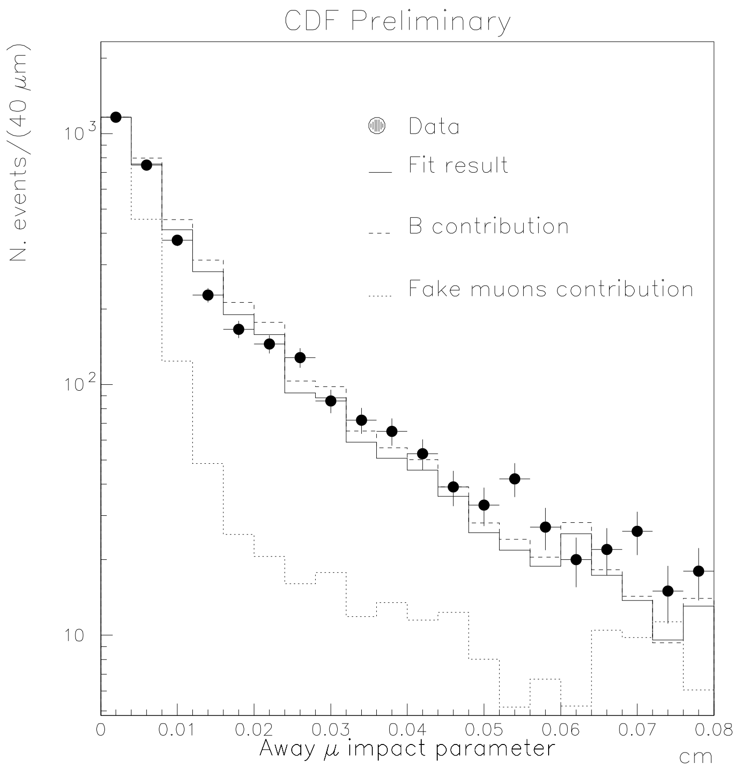


Figura 6.6: Fit a due componenti della distribuzione in parametro di impatto per i muoni dal lato in cui il vertice non è ricostruito.